O‘zbekiston Respublikasi oliy
va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi

Guliston davlat universiteti

«Elektrodinamika»
fanidan elektron o‘quv-uslubiy majmua

Guliston-2021

Elektrodinamika kursi dasturi

Kod	
Nomi	**Elektrodinamika**
Kreditlar ECTS	**4**
O’quv yili	**2021-2022**
Semestr (muddati)	**5 - 6**

O’qituvchi to’g’risida ma’lumot

Proffesor	**dotsent R.U.Elmurodov**
Kafedra	Fizika kafedrasi
Telefon:	
Ofis:	Guliston sh., 4-mavze, 1-bino, 409-hona
Ekektron pochta manzili:	

Dotsent- R.U.Elmurodov **“Fizika” kafedrasi dotsenti, fizika-matematika fanlari nomzodi, dotsent Rustam Ummatkulovich Elmurodov**	

O‘zbekiston Respublikasi oliy
va o‘rta maxsus ta’lim vazirligi
Guliston davlat universiteti

«Ahborot tehnologiyalari» fakulteti

“TASDIQLAYMAN”
GulDU o’quv ishlari
prorektori H. KUSHIEV
____
“___” _________ 2021 y.

Elektrodinamika fanining
ISHCHI O’QUV DASTURI
(SYLLABUS)

Bilim sohasi: 100000 – Gumanitar soha
Ta’lim sohasi: 140000 – Tabiy fanlar
Ta’lim yo’nalishi: 5140200 -Fizika

O’qish davri ....5-6 semestr
Fan kodi PHYS107
Fan hagmi…………………………………………………………… 4 kredit
Fanning umumiy soatlari: ....
Shu jumladan-auditoriy soatlari: ....
- Ma’ruzalar …...64 m
- amaliy mashg’ulotlar……. 64
- mustaqil ta’lim …….. 90
shu jumladan:
- O’RTMI ……... 30
- TMI …………... 60
Nazorat shakli .... ON, YN
O’qitish tili .... Uzb, Rus

Guliston-2021

Fanning ishchi o'quv dasturi O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta maxsus ta'lim vazirligining 2018 yil 18 avgustdagi №4-sonli buyrug'ining 10-ilovasi bilan tasdiqlangan.

"Fizika" kafesrasm majlisida ko'rib chiqilgan

"------" **------------**2021y. Bayonnoma №---------

Kafedra mudiri: -------------------------------dots. Sh. Ashirov

«Ahborot tehnologiyalari» fakulteti Ilmiy-uslubiy kengashi tomonidan foydalanish uchun tavsiy etilgan.

"------" **------------**2021y. Bayonnoma №---------

Rais: --------------------------- dots. A.A. Qalandarov

Fan o'qituvchilari haqida ma'luot:

Elmurodov Rustam Ummatkulovich	**-lektor va tyutor, GulDU, "Fizika" kafedrasm dotsenti, f-m. f. n.**

Ofis: GulDU, "Fizika" kafedrasm
Manzil: Guliston sh., 4-mavze, 1-bino, 409-hona
Telefon: **93-327-36-83**
Telegram: **+998933273683**
Email:
Sayt: **www. uz.**

Intizomiy talablar:
Talaba quyidagi talablarga gavob berishi zarur:
- talabalikka hos o'zini tutush madaniyatini va ahloq-odobini namoyon qilishi;
- fan bo'yicha tarqatma matermallarni mustaqil ravishda o'rganib borishi;
- fan mashg'ulotlarida faol ishtirok etishi va O'RTMI topshiriqlarini muddatida bajarib borishi;
- portfolio bo'yicha kamida 60 ball yg'ishi;
- yakuniy nazoratni ijobiy bahoga topshirishi.

1. KIRISH

Fanning ahamiyati: “Kadrlar tayerlash Milliy dasturi” da belgilangan, oliy ta’lim muassasalarida raqobatbardosh etuk mutahassislar tayerlash, ularni rivojlangan horjiy mamlakatlar ta’limidagi ijobiy tajribalarga, yngi innavatsion pedagogik tehnologiylarga tayangan holda, talabalarning barcha yo’nalishdagi aniq fanlar bo’yicha mutahassis bo’lib yetishishida, eng avvalo, fundamental fanlardan biri bo’limsh fizika fanini chuqur egallagan bo’lishi muhim ahamiyt kasb etadi.

Fanning qisqa mazmuni (summariy): “Elektrodinamika” fani, tabiatdagi fizikaviy xodisalar xaqidagi umumiy qonunlarni ochib beradi. Ushbu fanning qamrovi juda keng bo’lib, o’z ichiga zarydlar va ular hosil qilgan ekektromagnit maydonlarning husisiytlarini klassik va relytivistik nazariylar asosida o’rganadi. Elektromagnit hodisalarni ifodalovchi qonunlarni ochib beradi.

Faning maqsadi va vazifalari. Fanning asosiy vazifasi – bu bir tomondan tabiat va tehnikadagi fizik xodisalar mohiytini fundamental tushunchalar orqali tushuntirish bo’lsa, ikkinchi tomondan nazariy bilimlarni talabalar kelgusida oladigan mutahassisliklari bo’yicha yzaga keladigan muammolarning, jumladan, tehnologik sikllarda , turli sharoitlarda, elektromagnit hodisalariga tegishli masalalarni echishda, ularning fizik modelini yratish yo’lidagi bilimlarini shakllantirishdir.

Ushbu maqsadlarga erishish uchun, quyidagi vazifalar amalga oshiriladi:

- nazariy bilim berish va adabiyt manbalari bilan taъminlash;
- fan mavzulari bo’yicha tarqatma, shu jumladan. videomateriallarni taqdim qilish;
- fizika laboratoriysi uskuna va qurilmalaridan foydalanish;
- interfaol usullar yrdamida amaliy ko’nikmalarni shakllantirish;
- o’qituvchi raxbarligidagi talabaning mustaqil ishini va qo’shimcha maslaxat darslarini tashkil qilish;
- mustaqil taъlimni o’quv-uslubiy jixatdan ta’minlash;
- talabaning mustaqil bilim olishini rag’batlantirish;
- masofaviy, elektron va mobil ta’limni keng targ’ib qilish;
- talabaning o’zlashtirishini muntazam nazorat qilish va baxolab borish.

Ta’lim natijalari (Learning Outcomes)

№	Ta’lim natijalari	O’qitish usullari	Baxolash usullari
1	**Maxsus nisbiylik nazariyasi, Elektrodinamikaning matematik apparati, Vektor va tenzorlar, Mikroskopik elektrodinamika, Zaryad va elektromagnit maydon, Relya-tivistik mexanika, Zaryad va elektro-magnit maydon tenglamalari, Maksvell-Lorens tenglamalari, Nurlanish nazariyasi, Makroelektro-dinamikaning asosiy qonunlari**	**Ma’ruza, amaliy darslar. TMI (Research, Yozma ishlar)**	**Yozma ishlar, Test**

	to'g'risidagi tushunchalar shakllanadi		
2	**Jamoada ishlash, kasbga oid mustaqil va tanqidiy fikrlash, muloqot madaniyti va hulosa chiqarish ko'nikmalariga ega bo'ladi**	**Amaliy mashulot, Activity**	**Darslardagi faolligi**
3	**Fan topshiriqlarini vaqtida bajarish, jamlash va taqdim etish ko'nikmalariga ega bo'ladi**	**Q/A, Chart, Link, Review, SWOT, Google Аппs, Interview**	**Пortflio**
4	**Masalalar ychish va topshiriqlarni bajarish orqali amaliy tajribalarga ega bo'ladi**	**Amaliy topshiriqlarni bajarish ishlari**	**Amaliy Report**
5	**Berilgan mavzu bo'yicha ma'lumotlarni izlab topish, taqdimot tayorlash va uni o'tkazish ko'nikmalariga ega bo'ladi.**	**Ma'ruza, amaliy, TMI**	**Taqdimot**

Пrerekvizitlar mavjud emas.

Пomstrekvizitlar. "Elektrodinamika", "Klassik elektrodinamika", "Mehanika. Elektrodinamika", "Maydon nazariysi".

2. FAN MODULLARI

Fan soatlarining mashg'ulot turlari bo'icha taqsimoti

KUZGI SEMESTR (5-semestr)

№	Modullar	Jami	Ma'ruza	Amaliy	O'RTMI	TMI
1	Kirish. Maxsus nisbiylik nazariyasi. Relyativistik mexanika.	**43**	**10**	**10**	**7**	**16**
2	Mikroskopik elektrodinamika. Elektromagnit maydon tenglamalari.	**43**	**10**	**10**	**7**	**16**
	1-oraliq nazorat (portfolio)					
3	Maksvell-Lorens tenglamlarining birinchi jufti. To'rt O'lcham tok. Uzluksizlik tenglamasi. Maksvell-Lorents tenglama-larining ikkinchi jufti.	**36**	**6**	**6**	**8**	**16**
4	O'zgarmas elektromagnit maydon. Bo'shliqda elektro-magnit maydon. To'lqin tenglamasi, yassi va mono-xromatik to'lqinlar.	**36**	**6**	**6**	**8**	**16**
5	2-oraliq nazorat (portfolio)					
	Ykuniy nazorat (taqdimot)					
	Jami	**158**	**32**	**32**	**30**	**64**

1-modul. Kirish. Elektrodinamika fani. Zarralar va zaryadlar..

1-ma'ruza. Kirish. Tarixiy ma'lumot. Zarralar va zaryadlar. Elektrodinamika qonunlarini ochilish tarixi. Nisbiy nazariyasining yaratilishishiga sababchi bo'lgan omillar. Elektrodinamikaning matematik apparati asoslari.

1-amaliy mashg'ulot. Vektor va tenzor xisobining asosiy formulalari.

2-ma'ruza. Maxsus nisbiylik nazariyasi. Nisbiylik printsipi. Nisbiylik nazariyasida interval. Xususiy vaqt. Lorents almashtirishlari. Tezlikni almashtirish. To'rt O'lcham vektor va tenzorlar.

2-amaliy mashg'ulot. Xususiy vaqt.

2-modul. Relyativistik mexanika.

3-ma'ruza. Relyativistik mexanika. Nisbiylik nazariyasida eng kiska ta'sir printsipi. Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi. Relyativistik zarralaning parchalanishi. Relyativistik zarralarning to'qnashishi.

3-amaliy mashg'ulot. Lorents almashtirishlari.

4- maъruza. Mikroskopik elektrodinamika. Zaryad va elektromagnit maydon. Nisbiylik nazariyasida elementar zarralar. To'rt O'lcham potentsmal. Elektromagnit maydon tenzori.

4-amaliy mashg'ulot. Tezliklarni almashtirish.

3-modul. Maydondagi zaryadning harakat tenglamasi.

5- maъruza. Maydondagi zaryadning harakat tenglamasi. Potentsmallarni kalibrovka intervalligi.

5-amaliy mashg'ulot. To'rt ulchamli vektor va tenzorlar.

6- maъruza. Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun, Lorents almashtirishlari. Elektromagnit maydon invariantlari.

6-amaliy mashg'ulot. Relyativistik zarralarning parchalanishi.

1-oraliq nazorat (portfolio)

4-modul. Elektromagnit maydon tenglamari.

.

7- maъruza. Elektromagnit maydon tenglamari. Maksvell-Lorents tenglamalarining birinchi jufti. Elektromagnit maydon uchun ta'sir integrali.

7-amaliy mashg'ulot. Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi.

8- maъruza. To'rt O'lcham tok. Uzluksizlik tenglamasi.

8-amaliy mashg'ulot. Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun Lorents almashtirishlari.

5-modul. Elektromagnit maydon tenglamari.

9- maъruza. Maksvell-Lorents tenglamalarining ikkinchi jufti. Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni.

9-amaliy mashg'ulot. Elektromagnit maydon invariantlari.

10- maъruza. O'zgarmas elektromagnit maydon.
O'zgarmas elektromagnit maydon. Kulon konuni.
Mumultipol momentlar.

10-amaliy mashg'ulot. Kulon qonuni. Mumultipol momentlar.

6-modul. Elektromagnit maydon tenglamari

11- maъruza. Statsionar toklarning magnit maydoni.
Statsionar toklarning magnit maydoni. Magnit momenti.
Larmor teoremasi.

11-amaliy mashg'ulot. Statsionar toklarning magnit maydoni

12- maъruza. Bo'shliqda elektromagnit maydon.To'lqin tenglamasi, yassi va monoxromatik to'lqinlar. Doppler effekti. To'lqinning qutblanishi.

12-amaliy mashg'ulot. Magnit momenti.

13-amaliy mashg'ulot. Doppler effekti.

2-oraliq nazorat (portfolio)

YN: YOZMA ISH.

2. FAN MODULLARI

Fan soatlarining mashg'ulot turlari bo'icha taqsimoti
BAHORGI SEMESTR (6-semestr)

№	Modullar	Jami	Ma'ruza	Amaliy	O'RTMI	TMI
1	Ixtiyoriy harakatdagi zaryad-larning elektromagnit maydoni. Nurlanish nazariyasi. Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlardan sochilishi. Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon. Mikroskopik va makro-skopik elektrodinamikaning bog'lanishi.	**44**	**10**	**10**	**8**	**16**
2	Mikroskopik va makro-skopik elektrodinamikaning bog'lanishi. Dielektrikning qutblanishi. Tok zichligining o'rtacha qiymati. Maksvell tenglamalari sistemasi. Chegaraviy shartlar. Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari. Muhitda elektrostatik maydon.	**41**	**10**	**8**	**7**	**16**
	1-oraliq nazorat (portfolio)					
3	Dielektrik va o'tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda. Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari. O'zgarmas magnit maydon. Toklarning magnit maydoni.	**37**	**6**	**8**	**7**	**16**
4	Kvazistatsionar elektromagnit maydon. Kvazistatsionarlik shartlari va asosiy tenglamalar. Yuqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchan-likning dispersiyasi. Nochiziqli elektrodinamika. Nochiziqli dielektrik sing-diruvchanlik. Ikkinchi va uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.	**36**	**6**	**6**	**8**	16
5	2-oraliq nazorat (portfolio)					
	Ykuniy nazorat (yzma ish)					
	Jami	**158**	**32**	**32**	**30**	**64**

6-semestr

1-modul. Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni.

1-ma'ruza. Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni. Kechikuvchi potentsmallar. Lienar-Vixert potentsmallari.

1-amaliy mashg'ulot. To'lqinning qutblanishi.

2-ma'ruza. Nurlanish nazariyasi. Dipol nurlanishi. Nurlanish reaktsiyasi.

2-amaliy mashg'ulot. Dipol nurlanishi.

3-ma'ruza. Nurlanish chizig'ining tabmiy kengligi. Kvadrupol va magnitodipol nurlanishi.

3-amaliy mashg'ulot. Dipol nurlanishi.

2-modul. Makroskopik elektrodinamika.

4-ma'ruza. Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlardan sochilishi. Relyativistik zaryadlarning nurlanishi. Yorug'lik dispersiyasi.

4-amaliy mashg'ulot. Nurlanish reaktsiyasi.

5- maъruza. Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon.

5-amaliy mashg'ulot. Nurlanish reaktsiyasi.

6- maъruza. Mikroskopik va makroskopik elektrodinamikaning bog'lanishi.

6-amaliy mashg'ulot. Nurlanish chizigining tabmiy kengligi.

3-modul. Maksvell tenglamalari sistemasi.

7- maъruza. Dielektrikning qutblanishi. Tok zichligining o'rtacha qiymati.

7-amaliy mashg'ulot. Nurlanish chizigining tabmiy kengligi.

8- maъruza. Maksvell tenglamalari sistemasi. Chegaraviy shartlar.

8-amaliy mashg'ulot. Chegaraviy shartlar.

9- maъruza. Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.

9-amaliy mashg'ulot. Chegaraviy shartlar.

1-oraliq nazorat (portfolio)

4-modul. Dielektrik va o'tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda.

10- maъruza. Muhitda elektrostatik maydon. O'tkazgichlarda elektrostatik maydon. O'tkazgichlar energiyasi.

10-amaliy mashg'ulot. Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining

11- maъruza. Dielektrik va o'tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda. Dielektrik va o'tkazgichlar tashqi maydonda.

11-amaliy mashg'ulot. Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining.

12- maъruza. Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari.

12-amaliy mashg'ulot. Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari.

5-modul. Kvazistatsionar elektromagnit maydon.

13- maъruza. O'zgarmas magnit maydon. Toklarning magnit maydoni. Om qonuni. O'zgarmas tokli chiziqli o'tkazgichlar. O'tkazgichlarda o'zgarmas tok. Statsionar tokning magnit maydoni. Magnetiklarni magnitlanishi va magnit momenti.

13-amaliy mashg'ulot. O'zgarmas tokli chiziqli o'tkazgichlar.

14- maъruza. Kvazistatsionar elektromagnit maydon. Kvazistatsionarlik shartlari va asosiy tenglamalar. Harakatdagi o'tkazgich va muhitda induktsiya qonuni. Chiziqli o'tkazgichlarda kvazistatsionar toklar. Skin effekti. Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to'lqinlar.

14-amaliy mashg'ulot. O'zgarmas tokli chiziqli o'tkazgichlar.

15- maъruza. Yuqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchanlikning dispersiyasi. Yorug'lik dispersiyasi. Dispersion munosabatlar. Fazoviy va vaqt dispersiyasiga ega bo'lgan muhitda elektromagnit maydonlar. Vavilov-Cherenkov nurlanishi.

15-amaliy mashg'ulot. Skin effekti. Yorug'lik dispersiyasi.

2-oraliq nazorat (portfolio)

YN: YOZMA ISH.

3. TAQVIMIY – MAVZULI REJA.

KUZGI SEMESTR (5-semestr)

Ma'ruza mashg'ulotlari.

№	Ma'ruza mavzulari	soat
1	Kirish. Tarixiy ma'lumot. Zarralar va zaryadlar. Elektrodinamika qonunlarini ochilish tarixi. Nisbiy nazariyasining yaratilishishiga sababchi bo'lgan omillar. Elektrodinamikaning matematik apparati asoslari.	**2**
2	Maxsus nisbiylik nazariyasi. Nisbiylik printsipi. Nisbiylik nazariyasida interval. Xususiy vaqt.	**2**
3	Lorents almashtirishlari. Tezlikni almashtirish. To'rt o'lcham vektor va tenzorlar.	
4	Xususiy vaqt. Lorents almashtirishlari. Tezlikni almashtirish. To'rt o'lcham vektor va tenzorlar.	**2**
5	Relyativistik mexanika. Nisbiylik nazariyasida eng kiska ta'sir printsipi.	**2**
6	Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi. Relyativistik zarralaning parchalanishi. Relyativistik zarralarning to'qnashishi.	**2**
7	Mikroskopik elektrodinamika. Zaryad va elektromagnit maydon. Nisbiylik nazariyasida elementar zarralar.	**2**
8	To'rt O'lcham potentsmal. Elektromagnit maydon tenzori.	**2**
9	Maydondagi zaryadning harakat tenglamasi. Potentsmallarni kalibrovka intervalligi.	**2**
10	Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun, Lorents almashtirishlari. Elektromagnit maydon invariantlari.	**2**
11	Elektromagnit maydon tenglamari. Maksvell-Lorents tenglamalarining birinchi jufti.	**2**
12	Elektromagnit maydon uchun ta'sir integrali.	**2**
13	To'rt o'lcham tok. Uzluksizlik tenglamasi.	**2**
14	Maksvell-Lorents tenglamalarining ikkinchi jufti. Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni.	**2**
15	O'zgarmas elektromagnit maydon. Kulon konuni. Mumultipol momentlar.	**2**
16	Statsionar toklarning magnit maydoni. Magnit momenti. Larmor teoremasi.	**2**
17	Bo'shliqda elektromagnit maydon.To'lqin tenglamasi, yassi va monoxromatik to'lqinlar. Doppler effekti. To'lqinning qutblanishi.	**2**

	JAMI:	**34**

KUZGI SEMESTR (5-semestr)

Amaliy mashg'ulotlari.

№	Amaliy mashg'ulotlar mavzulari	soat
1	Vektor va tenzor xisobining asosiy formulalari.	2
2	Vektor va tenzor xisobining asosiy formulalari.	2
3	Xususiy vaqt.	2
4	Lorents almashtirishlari.	2
5	Tezliklarni almashtirish.	2
6	To'rt ulchamli vektor va tenzorlar.	2
7	To'rt ulchamli vektor va tenzorlar.	2
8	Relyativistik zarralarning parchalanishi.	2
9	Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi.	2
10	Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun Lorents almashtirishlari.	2
11	Elektromagnit maydon invariantlari.	2
12	Kulon qonuni.	2
13	Mumultipol momentlar.	2
14	Statsionar toklarning magnit maydoni.	2
15	Magnit momenti.	2
16	Doppler effekti.	2
	JAMI:	**32**

BAHORGI SEMESTR (6-semestr)

Ma'ruza mashg'ulotlari.

№	Ma'ruza mavzulari	soat
1	Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni. Kechikuvchi potentsmallar. Lienar-Vixert potentsmallari.	2
2	Nurlanish nazariyasi. Dipol nurlanishi. Nurlanish reaktsiyasi.	2
3	Nurlanish chizig'ining tabmiy kengligi. Kvadrupol va magnitodipol nurlanishi.	2
4	Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlardan sochilishi. Relyativistik zaryadlarning nurlanishi. Yorug'lik dispersiyasi.	2
5	Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon.	2
6	Mikroskopik va makroskopik elektrodinamikaning bog'lanishi.	2
7	Dielektrikning qutblanishi. Tok zichligining o'rtacha qiymati.	2
8	Maksvell tenglamalari sistemasi. Chegaraviy shartlar.	2
9	Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.	2
10	Muhitda elektrostatik maydon. O'tkazgichlarda elektrostatik maydon. O'tkazgichlar energiyasi.	2
11	Dielektrik va o'tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda. Dielektrik va	2

	o'tkazgichlar tashqi maydonda.	
12	Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari.	**2**
13	O'zgarmas magnit maydon. Toklarning magnit maydoni. Om qonuni. O'zgarmas tokli chiziqli o'tkazgichlar. O'tkazgichlarda o'zgarmas tok. Statsionar tokning magnit maydoni. Magnetiklarni magnitlanishi va magnit momenti.	**2**
14	Kvazistatsionar elektromagnit maydon. Kvazistatsionarlik shartlari va asosiy tenglamalar. Harakatdagi o'tkazgich va muhitda induktsiya qonuni. Chiziqli o'tkazgichlarda kvazistatsionar toklar. Skin effekti. Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to'lqinlar.	**2**
15	Yuqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchanlikning dispersiyasi. Yorug'lik dispersiyasi. Dispersion munosabatlar. Fazoviy va vaqt dispersiyasiga ega bo'lgan muhitda elektromagnit maydonlar. Vavilov-Cherenkov nurlanishi.	**2**
16	Nochiziqli elektrodinamika. Nochiziqli dielektrik singdiruvchanlik. Ikkinchi va uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.	**2**
	JAMI:	**32**

BAHORGI SEMESTR (6-semestr)

Amaliy mashg'ulotlari.

№	**Amaliy mashg'ulotlar mavzulari**	**soat**
1	To'lqinning qutblanishi.	**2**
2	Dipol nurlanishi.	**2**
3	Dipol nurlanishi.	**2**
4	Nurlanish reaktsiyasi.	**2**
5	Nurlanish reaktsiyasi.	**2**
6	Nurlanish chizigining tabmiy kengligi.	**2**
7	Nurlanish chizigining tabmiy kengligi.	**2**
8	Chegaraviy shartlar.	**2**
9	Chegaraviy shartlar.	**2**
10	Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish.	**2**
11	Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish.	**2**
12	Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari.	**2**
13	Elektrostatika masalalarini echishning maxsus usullari.	**2**
14	O'zgarmas tokli chizikli o'tkazgichlar.	**2**
15	O'zgarmas tokli chizikli o'tkazgichlar.	**2**
16	Skin effekti. Yorug'lik dispersiyasi.	**2**
	JAMI:	**32**

NAZORAT DARSLARI.

Nazorat darslari talabalarning fan bo'yicha bilum, ko'nikma va malakalarini aniqlash maqsadisa o'tkaziladi.

№	Nazorat turi	
1	Kirish nazorati (fan mashg'ulotlarini boshlashdan oldin, ma'ruza mashg'ulotlarisa anketa-so'rovnomasi tarzida o'tkaziladi, talabalarning dastlabki bilimlari aniqlanadi, talabalardan darsni tashkil etish bo'yicha taklif, tavsiylar olinadi va shular asosida darslarni tashkil qilinishiga o'zgartirishlar kiriniladi).	
2	**1-ON** (talabalarning 1-3 modullar bo'icha amalga oshirgan ishlari portfolio shaklida yig'ladi va baholanadi)	
3	**2-ON** (talabalarning 4-6 modullar bo'icha amalga oshirgan ishlari portfolio shaklida yig'ladi va baholanadi)	
	Yakuniy nazorat, chiqish nazorati (yozma ish va taqdimot shaklida o'tkaziladi)	

4. GRAFIK ORGANAYZERLAR.

Grafik organayzerlar ma'ruza, amaliy va mustaqil ta'lim mashg'ulotlarida talabalar o'quv matermallarini samarali o'zlashtirishlari uchun joriy etiladi. Quyida ularning ba'zilarini ro'yhati keltirilgan: 1) BBB jadvali, 2) Insert usuli, 3) Klaster sxemasi, 4) Venn dmagrammasi, 5)
SWOT –tahlil, 6) "Baliq skleti" sxemasi, 7) "Nilufar guli" sxemasi, 8) esse.

5. INTERFAOL O"QITISH USULLARI

Amaliy mashg'ulotlarda interfaol o'qitish usullari qOmlaniladi. Bu Bu usullar talabalarda jamoada ishlash, kasbga Omd mustaqil va tanqidiy fikrlash, muloqot madaniyti va hulosa chiqarish ko'nikmalarini shakllantiradi. Quyida fan hususiytlariga hos ba'zi usullar bayon etilgan: 1) «Tushunchalar tahlili» usuli, 2) «Zinama-zina» usuli, 3) "Charhpalak" usuli.
4) «Bumerang» usuli, 5)«Rezyume» usuli, 6) «Muammo» usuli, 7) «Labirint» usuli, 8) FSMU usuli, 9)«Muloqot» usuli.

6. MUSTAQIL TA"LIMNI TASHKIL ETILISHI

Talabalarning mustaqil ta'limi har bir modul bo'yicha o'qituvchi rahbarligidagi talabaning mustaqil ishi (O'RTMI) va talabaning mustaqil ta'limi (TMT) tarzida quyidagi shakllar orqali amalga oshiriladi.

O'qituvchi rahbarligidagi talabaning mustaqil ishi (O'RTMI)

Ushbu fanda me'yrlashtirilmaydigan O'RTMI shakllari rejalashtirikgan bo'lib, ular har bir amaliy mashg'ulot bo'yicha ykuniy hisobot shaklida qabul qilinadi.

O’RTMI amaliy mashg’ulotda yoki undan keyin amalga oshirilishi mumkin. Har bir amaliy mashg’ulotdan so’ng, masofaviy ta’lim platformasida, O’RTMI uchun, o’qituvchining maslahat darslari tashkil etiladi.

Ana’naviy shakldagi o’qituvchi rahbarligidagi talabaning mustaqil ishlari (O’RTMI):

• masala ychish – amaliy mashg’ulot mavzusi bo’yicha berilgan masalalarni yechish va uni yozma tarzda taqdim qilish;
• referat-muammoning yozma bayoni, bunda adabiy manbalar sharhlanadi yoki blmiy ish, kitoblar nahliliy bayon qilinadi;
• kollokvmum – o’quv modulining nazariy qismining o’zlashtirilishini tekshirish maqsadida suhbat uyshtirish;
• glossariy – berilgan mavzu bo’yicha atamalarni qisqacha izohlash.
• fan to’garaklarida ishtirok etish-talabaning fan to’garaklarida maket, slayd, namunalar kabi ko’rgazmali matermallarni tayerlashi;
• fan olimpmadalarida qatnashishi –fanlar bo’yicha OTM lar o’rtasida o’tkaziladigan olimpmadalarida ishtirok etish (kimy, umumiy kimybiy tehnologiy,fizika, ahborot tehnologiylari va h.k.);
• ilmiy anjumanlarda ma’ruza qilish – fanga Omd ilmiy tadqiqot mavzusi bo’yicha OTM, Respublika va halqaro miqiyslarda o’tkaziladigan ilmiy-tehnikaviy anjumanlarda ma’ruza qilish;
• ilmiy tezis va maqolalar chop etish-ilmiy anjumanlarning to’plamlarida tezis va ilmiy jurnallarda ilmiy tadqiqot mavzusi bo’yicha maqolalar chop qilish;

Elektron shakldagi O’RTMI lar:

• **Link** – internet havolasini ochib, unda keltirilgan vidio yoki matn shaklidagi matermalni belgilangan hajmnida izohlash;
• **Chart** – jadval, dmagramma va sxemalarni cheklangan hajmnida tahlil qilish.
• Q/A – masofaviy ta’lim platformasida o’qituvchi tomonidan masofaviy ta’lim platformamsida o’qituvui tomonidan berilgan msavollarga belgilangan hajmda ёzma javob berish;
• **Review** – taqdim qilingan manbaga annotatmsiy ёzish.
• **MSWOT** – talaba biror tushunchani cheklangan hajmda MSWOT-tahlil qiladi;
• **Interview** – muammoni tadqiq qilish bo’yicha suhbat uyshtirish va uni mamsofaviy ta’lim platformamsiga yuklash;
• **Google Apps** – Google Classroom platformamsida hamkorlikda slaydlar, jadvallar, matnlar shaklidagi topshiriqlarni bajarish;
• **Dayjest** – berilgan mavzu bo’yicha internet-havolalar to’plamini keltirish, kartoteka tuzish va ularni qisqa izohlash;
• **Report** – talabalar laboratoriy mashg’ulotlari bo’yicha hisobotlarini masofaviy ta’lim platformasiga kiritishadi.

O’qituvchi rahbarligidagi talabaning mustaqil ishlari hajmi

O’quv кursi davomida har bir talaba quyida ro’yhatda кeltirilgan 15 mavzulardan 2 tasini mustaqil bajarishi lozim. Mavzular talabaning qiziqishi va mutahassisligiga yqinligini e’tiborga olgan holda ihtiyriy ravishda tanlanib, talabaning mustaqil tadqiqot olib borish qobiliytini shaкllantirishga mOmjallangan. Har bir mavzuga 5 soat ajratilib izlanish natijasi referat shaкlida (12 shrift 4 betdan kam bOmmagan) taqdim etiladi (eleкtron tarzda topshirish ham mumкin).

KUZGI SEMESTR (5-semestr)

№	**O”RTMI ga oid amaliy mashg’ulot mavzulari (Research)**	**soat**
1	To‘rt O’lcham vektor va tenzorlar.	**6**
2	Relyativistik zarralarning to‘qnashishi.	**4**
3	Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun Lorens almashtirishlari.	**6**
4	Elektromagnit maydon impulsining saqlanish qonuni.	**6**
5	Magnit momenti. Larmor teoremasi.	**6**
6	Doppler effekti.	**6**
	JAMI:	**34**

BAHORGI SEMESTR (6-semestr)

№	**O”RTMI ga oid amaliy mashg’ulot mavzulari (Research)**	**soat**
1	Lienar-Vixert potensiallari.	**6**
2	Kvadrupol va magnitodipol nurlanishi.	**6**
3	Elektromagnit to’lqinlarning zaryadlarda sochilishi.	**6**
4	Relyativistik zaryadlarning nurlanishi.	**6**
5	Tok zichligining o‘rtacha qiymati.	**6**
6	Maksvell tenglamalari sistemasi. Chegaraviy shartlar.	**6**
7	Bog‘lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.	**6**
8	Elektrostatika masalalarini yechishning maxsus usullari.	**6**
9	Dielektrik va o‘tkazgichlar tashqi maydonda.	**6**
10	O‘zgarmas tokli chiziqli o‘tkazgichlar. O‘tkazgichlarda o‘zgarmas tok	**6**
11	Magnetiklarni magnitlanishi va magnit momenti.	**6**
12	Chiziqli o‘tkazgichlarda kvazistatsionar toklar.	**6**
13	Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to’lqinlar.	**6**
14	Yoruglik dispersiyasi. Dispersion munosabatlar.	**6**
15	Vavilov-Cherenkov nurlanishi.	**6**
	JAMI:	**90**

Талабанинг мустақил ишлари (ТМИ)

Ushbu mustaqil ish shakllariga o’qituvchi tomonidan hech qanday ko’rsatma berilmaydi va baholanmaydi, balki talabaning o’zi qiziqishlaridan kelib chiqib, ularni amalga oshiradi. Fanni o’qitishda quyidagi TMI shakllari qo’laniladi.

Talabaning mustaqil ish mashg’ulotlari hajmnii.

№	TMI shakllari	Soat
1	**Darsga tayerlanish–** ma'ruza marnlari, bodkastrlar, bidio matermallar, amaliy mashg'ulotlar va laboratoriy shilari bayonlarini o'rganish;	
2	**Ahborot izlash –**o'z qiziqishlarisan kelib chiqib, taqdim qilingan dayjest orqali internet orqali matermallarini **o'rganish;**	
3	**Research.** Talabalar Internetdan va boshqa manbalardan mustaqil ravishda izlashadi va tarqatma matermallarni o'rganishadi. Har bir ma'ruza bo'yicha kamida 2 soat shug'ullanish maqsadga muvofiq.	
4	**Forum.** Talabalar fan mashg'ulotlari bo'yicha topshiriqlarni bajarish mobaynida masovaviy ta'lim platformasida o'zaro muloqot qilishadi. Bu jarayn uchun vaqt sarfi, masofaviy ta'lim platformasida qayd qilib boriladi.	
5	**FAQ** (ko'p beriladigan savollar forumi). Talaba o'z muami bo'yicha maslahat olish uchun, masofaviy ta'lim platformasida maslahat tizimiga (glossariyga) yoki o'qituvchiga murojaat qiladi. Bu jaroyen uchun vaqt sarfi, masofaviy ta'lim platformasida qayd qilib boriladi.	
6	**Тест.** Talaba har bir modul ykunida o'z bilimlarini mustahkamlash uchun, masofaviy ta'lim platformasidagi o'rgatuvchi testlarni ishlaydi. Bu jaroyn uchun vaqt sarfi, masofaviy ta'lim platformasida qayd qilib boriladi.	
7	**Nazorat ishiga tayerlanisg** – fan bo'yicha kutilaytgan oraliq va ykuniy nazoratlarga tayergarlik ko'rish.	
8	**Masala echish –** amaliy mashg'ulot mavzysi bo'yicha berilgan masalalarni echish va uni yozma tarzda taqdim qilish;	
	Jami:	

7. TALABALAR BILIMINI BAHOLASH

Kirish nazorati. Bu nazorat turi modulga kirish maqsadida anketa-so'rovnomasi shaklida o'tkaziladi. Bunda talabalarga fanning kelajakdagi talabalar bilan faoliytida tutgan o'rni, ahamiyti, fanning mazmuni, fanni o'qitish usullariga oid so'rovlar o'tkaziladi, talabalarning fanni o'rganish uchun zarur bo'lgan dastlabki bilimlari aniqlanadi, taklif va tavsiylar olinadi. Ushbu ao'rovlar natijasi chuqur o'rganilib, fanni o'qitishni tashkil qilish jaraynida zarur o'zgartirishlar kiritiladi.

Oraliq nazoratlar. Oraliq nazoratlar semestr davomida 2 marta o'quv mashg'ulotlari davomida o'tkaziladi va 1-3 va 4-6 modullar bo'yicha talabalarning bajargan ishlari portfolio shaklida jamlanib, tahlil qilib baholanadi.

Jami 15 ta amaliy (Q/A, Chart, Link, Revuew, SWOT, Google Apps, Intervuew) va 10 ta laboratoriy mashg'ulotining (LabReport) har biri bo'yicha o'zlashtirish natijalari 5 ballik baholanadi va ga'mi 100 ball to'planadi, talabaning darslardagi faolligi va ishtirokmiga umumiy 20 ball qo'yiladi. Umumiy hisobda oraliq nazorat topshiriqlari 80 ballik tizimda baholanadi. Ja'mi hisobda nazorat topshiriqlari 200 ballik tizimda baholanadi va keyin bu ballar 2ga bOmish orqali 100 ballga keltiriladi.

Talabaning oraliq nazorat bo'yicha o'zlashtirgan ballari quyidagi jadval asosida kredit ballariga va harfli tizimga o'giriladi.

Harfli tizimdag baho	Ballarning raqamli ekvivalenti	FOmz ko'rsatkichi	Ana'naviy usuldagi baho
A	4	95-100	A'lo
A-	3,67	90-94	
B+	3,33	85-89	Yhshi
B	3	80-84	
B-	2,67	75-79	
C+	2,33	70-74	
C	2	65-69	Qoniqarli
C-	1,67	60-64	
D+	1,33	55-59	Qoniqarsiz
D	1	50-54	
F	0	0-49	

O'zbekiston Respublikasi Oliy va o'rta mahsus ta'lim vazirining 2018 yil 9-avgustdagi 19-2018-sonli buyrug'iga ilova qilingan "Oliy ta'lim muassasalarida talabalar bilimini nazorat qilish va baholash tizimi to'g'risidagi nizomga" ga muvofiq oraliq nazoratda fan bo'yicha A-C darajasiga erishgan talabalar yakuniy nazoratga qo'yiladi.

Yakuniy nazorat (chiqish nazorati).

Yakuniy nazorat taqdimot (yoki hamkorlikdagi taqdimot) shaklida o'tkaziladi. Talabaning yakuniy nazoratdagi o'zlashtirishi ham huddi oraliq nazoratdagi kabi 100 ballik tizimda baholanadi va yuqoridagi jadval asosida uning baholash ko'rsatkichi aniqlanadi. Yakuniy nazorat bahosi fan bo'yicha o'zlashtirish ko'rsatkichini belgilaydi.

8. ASOSIY VA QO'SHIMCHA O'QUV ADABIYOTLARI. AHBOROT MANBALARI

Asosiy adabiyotlar

1. Abdumalikov A. A.   Elektrodinamika, "ChOmpon",   T, 2011. 344 b.
2. Landau.L.D., Lifhits E. M., Teoriya polya. M. 2006. 534 s.
3. Landau L. D., Lifhits E. M., Elektrodinamika sploshno'x sred. M. 2003. 656 s.
4. Topto'gin I. N., Sovremennaya elektrodinamika. kva - Ijevsk., 2002.,

736 s. Elektronnaya biblioteka MFTI.
5. Kiselev V. V., Klassicheskaya elektrodinamika. Seminaro’ po kursu "Teoriya polya": konspekto’ i uprajneniya ; Protvino. 2004, 190 s. Elektronnaya biblioteka MFTI.

Qo’shimcha adabiyotlar:

6. Mirziyoev Sh.M. “Buyuk kelajagimizni mard va oliyjanob xalqimiz bilan birga quramiz”. Toshkent, O’zbekiston, 2017, 488 b.
7. Mirziyoev Sh.M. “Qonun ustuvorligi va inson manfaatlarini ta’minlash-yurt taraqqiyoti va xalq farovonligining garovi”. O’zbekiston Respublikasi Konstitutsiyasi qabul qilinganligining 24 yilligiga bag’ishlangan tantanali marosimdagi ma’ruza. 2016 yil 7 dekabr-Toshkent, O’zbekiston, 2016 y. 48 b.
8. Vekshteyn G.G. Sbornik zadach po elektrodinamike. M. 1966.
9. Abdumalikov A.A. Elektrodinamika. Ma’ruzalar matni. T. Universitet, 2000. 50 b.
10. Grechko L.G., Sugakov V.I., Tomasevich O.F., Fedchenko A.M. Sbornik zadach po teoreticheskoy fizike. M. 1984.
11. Mallin R. X., Klassik elektrodinamika, 1, 2 tom. T., 1974.
12. Levich V.G. Kurs teoreticheskoy fizike. M. 1,2 tom. 1969.
13. Mallin R. X.,Maydon nazariyasi, T., 1974.

Internet saytlari:

1. http:G’G’www.phys.msu.ru
2. http:G’G’cdfe.sinp.msu.ruG’index.ru.html
3. http:G’G’www.ziyonet.uz
4. http://www.fizika.uz/
5. http://www.bilim.uz/
6. **www. google. ru.**

Dars jadvalini tuzish bo’yicha tavsiylar

Elektrodinamika fanidan mashg’ulotlar darc jadvalida haftasiga 4 soatdan rejalashtiriladi. Bunda haftada 2 soat ma’ruza masofiy o’tiladi, 2 soat amaliy mashg’ulotlar auditoriyda o’tkaziladi. Darslar modullar bo’yicha okib boriladi. O’RTMI bo’yicha maslahatlar ta’lim platformasida amalga oshiriladi. TMT ni taqlaba o’ziga qulay vaqtda bajaradi.

SO’Z BOSHI

Yqori tehnologiylar rivojlangan hozirgi zamonda samarali faoliyat ko’rsata oladigan, har tomonlama etuk mutahassis kadrlarni tarbiylash va tayerlash Oliy o’quv yurtlari oldida turgan birinchi galdagi muhim bazifa hisoblanadi.

Bu vazifani bajarishda ta’limning tehnik bazasini mukammallashtirish bilan birgalikda, talabalarni o’quv qo’llanmalari bilan o’z vaqtida ta’minlash katta ahamiytga ega. .

Mualliflar tomonidan taqdim qilinayotgan ushbu o'quv-uslubiy majmua kredit modul tizimiga o'tish munosabati bilan "Elektrodinamika" fanidan o'qitiladigan ma'ruzalar matnlarining majmuasi bo'lib, "Elektrodinamika" fanidan ishlab chiqilgan sillabus asosida tuzilgan va bakalavr bosqichidagi talabalar uchun mo'ljallangan.

Har bir ma'ruza bayonida mavzularning izchil, batafsil va ravon yoritilishiga, asosiy nazariy tushinchalar, kattaliklarni ta'riflashga, elektromagnit hodisalar va jarayenlarni o'zaro aloqadorlikda berilishga, matematik apparatlardan o'rinli foydalanishga harakat qilindi. Ma'lum mavzuni yoritishda, turli uslubiy yondashishlar mavjud bo'lib, ularning eng samaradorlarini tanlash va matnlarni ravon bayon qilish, murakkab va mualliflardan katta mahorat talab qiladigan masaladir.

KIRISH

O'zbekiston Respublikasi Prezdentining "Ta'lim, tarbiy va kadrlar tayerlash tizimini tubdan isloh qilish, barkamol avlodni voyga etkazish to'g'risida" gi Farmoni hamda, "Kadrlar tayerlash milliy dasturi" da belgilangan, oliy ta'lim muassasalarida raqobatbardosh etuk mutahassislar tayerlab, ularni rivojlangan demokratik horjiy mamlakatlar ta'limidagi ijoby tajribalarga asoslanib, yangi innavatsion pedagogik tehnologiylar yaratib, talabalarga nazariy va amaliy bilim berish, hozirgi kunga kelib, dolzarb masalalardan biri bo'lib qoldi. .

O'zbekistonning kelajagi, uning istiqboli, yoshlarga bilim berish bilan bir qatorda, ularning tarbiysiga, sog'lom qilib o'stirishga, milliy mafkura va o'z vataniga sadoqat ruhida tarbiylashga bog'liq bo'lib, bu murakkab jarayenni muvaffaqiytli amalga oshirish, mustaqil mamlakatning eng dolzarb vazifalaridandir. Shu boisdan ham, bugungi kunda, bo'lajak mutahassislarning ta'lim-tarbiysi, mustaqil O'zbekistonning davlat siyosatida ustivor ahamiyt kasb etmoqda.

2017-2021 yillarda O'zbekiston Respublikasini rivojlantirishning beshta ustivor yo'nalishlari bo'yicha qabul qilingan harakatlar strategiysida ta'lim va fan sohasini rivojlantirishga alohida e'tibor qaratilgan.

Bunda ko'zda tutilgan asosiy maqsad uzluksiz ta'lim tizimini yanada takomillashtirish yo'lini davom ettirish, sifatli ta'lim hizmatlariga imkoniyatlarni oshirish, mehnat bozorin ing zamonaviy ehtiyjlariga muvofiq yuqori malakali kadrlarni tayerlashga qaratilgan.

Ta'lim muassasalarini zamonaviy o'quv va laboratoriy uskunalari, kompyter tehnikasi va o'quv-metodik qo'llanmalar bilan jihozlash bo'iycha ishlarni amalga oshirishorqali, ularni moddiy-tehnik bazasin mustahkamlash yuzasidan aniq maqsadga qaratilgan chora-tadbirlarni ko'rish mumkin. Oliy ta'lim tizimini yanada rivojlantirish chora-tadbirlari to'g'risidagi O'zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 20- apreldagi PQ-2909- sonli qarori chiqarildi.

O'zbekiston Respublikasi Prezidentining «Oliy ta'lim tizimini yanada rivoj-lantirish chora-tadbirlari to'g'risida» gi qarori, oliy ta'lim tizimini tubdan takomil-lashtirish, mamlakatimizni ijtimoyi-iqtisodiy rivojlantirish borasmdagi ustivor vazifalarga holda, kadrlar tayerlashning ma'no- mazmunini tubdan qayta ko'rib chiqish, halqaro standartlar darajasida oliy malakali mutahassislar tayerlash uchun zarur sart-sharoitlar yaratish maqsadida qabul qilingan.

Yangi avlod o'quv qo'llanmalarini yaratish va oliy ta'lim tizimiga keng tadbiq etish, oliy ta'lim muassasalarini zamonaviy o'quv-metodik va ilmiy adabiytlar bilan ta'minlash, jumladan, eng yangi horjiy adabiyotlarni sotib olish va tarjima qilish negizida, ahborot-resurs markazlari fondlarini muntazam yangilab borish ko'zda tutilgan.

Yaratilgan ushbu o'quv-uslubiy majmua shu qarorlardan kelb chiqqan holda, rivojlangan davlatlar oliy ta'lim muassasalarida talabalarga nazariy fizika fanini qanday o'rgatishni o'rganib chiqib, chet el adabiyotlaridan foydalanilgan holda ishlab chiqildi.

Ushbu У o'quv-uslubiy majmua "Elektrodinamika" kursida o'tiladigan o'quv matermallarini o'z ichiga qamrab ologan bo'lib, elektromagnit maidon qonunlarini talabalar tomonidan o'zlashtirishlarida zarur qo'llanma bo'lib hisoblanadi. Bunda har bir ma'ruza bo'yicha o'rganiladigan mavzular nomi, ularning mazmuni, mohiyti hamda shu mavzuga tegishli chizmalar va matematik formulalar keltirilgan.

Elektrodinamika fanini o'qitishda, yangi pedagogik-tehnologik yondashuvlar asosida olib borish hozirgi kunning asosiy talab va zaruriyatidan biri bo'lib qoldi.

Fundamental fanlardan tinglovchilarga etarlicha nazariy bilim va amaliy ko'nikma, malakalarni hosil qilish uchun, zamonaviy ta'lim talablariga javob beruvchi o'quv-uslubiy majmualarga tayanib ish olib bormoq kerak.

1-Ma’ruza: Kirish. Fizikaning «Elektrodinamika» fanini rivojlanish tarixi. Zarralar va zaryadlar. Nisbiylik prinsipi.

REJA:

1. **Kirish.** Fizikaning «Elektrodinamika» fanining rivojlanish tarixi.
2. Zarralar va zaryadlar.
3. Nisbiylik prinsipi.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Elektrodinamika, Nazariy mehanika, Termodinamika, Kvant mehanikasi, nisbiylik nazariysi, elektromagnit, zarra, zaryad, maydon, uzluksizlik, vakuum, energiya, mikroskopik, makroskopik, atom, molekula, ion, elektr, elektrostatika, sanoq sistemasi, skalyar, vektor.

1-savol bayoni: Kirish. Elektrodinamika fanining rivojlanish tarixi.

Elektrodinamikaning elektromagnit xossalar haqidagi ta’limot bo’lib, fizika fanining muhim qismini tashkil qiladi. Elektromagnit hodisalar haqidagi ta’limotning tashkil qiladi.

Elektromagnit xodisalar haqidagi ta’lmiotning paydo bo’lishi, shu hodisalarga doir dalillar va tajribalarning munosib ravishda nazariy muvofiqlashtirilishi bilan bog‘liq.

XVMII asr oxirlarida elktrostatik va magnetostatik hodisalar anchagina o‘rganildi, jismnilarning o‘tkazgich va izolyatorga ajratilishi kashf qilindi, elektr hamda magnetizi hodisalarni oddiy kuzatishlar bilangina cheklanmasdan, ulardagi miqdoriy qonuniyatlarni qidirish ishlari avj oldi. Elektr va magnit kuchlarni o’lchash uchun lozim bo’lgan fizikaviy asboblar kashf qilingandan so‘ngigina miqdoriy qonuniyatlarni ifodalashga to‘g‘ri yo’l ochildi.

Elektrostatika va magnetostatikaning asosiy qonunini uzoq tajribalardan so‘ng 1785 yilda Kulon topdi. Natijada bu qonunlarni matematik jihatdan o‘rganishda juda keng mikoniyatlar tug‘ildi. XIX asr boshida Ersted, Aiper, Bio, Savar kabi ko‘pgina olmilar kuzatishlar va tajribalar o‘tkazib, harakatdagi elektr (tok) bilan magnetizi orasmda bog‘lanish borligini aniqladilar: elektr tokning atrofida magnit kuchlar paydo bo’ladi, elektr toklar magnitlar singari o‘zaro ta’sir qiladilar.

XIX asrning birinchi yarmida Faradey yaratgan klassik tajribalar va yangi g‘oyalar tufayli elektromagnit hodisalar to‘g‘risidagi ta’lmiotning poydevori mustahkailana bordi. O‘z tajribalarida u batafsil isbotladiki, magnitlarning ham elektrlangan jismnilarning bir-biriga ta’siri oraliq moddiy muhitning xususiyatlariga qarab o‘zgaradi va chekli tezlik bilan tarqaladi, elektr va magnit kuchlar atrofni qurshab olgan moddiy muhitga bog‘liq. Faradey nuqtai nazaridan qaraganda, **elektrlangan va magnitlangan jismnilar o‘z atrofida maxsus holat-**

maydon paydo qiladi. **Maydon ta'sirida elektromagnit kuchlar vujudga keladi.**

Elektromagnit hodisalarni anglash va miqdoriy ifodalashda Faradey tomonidan taqdmi qilingan yangi ijodiy ta'lmiotga suyanib, Maksvell ko'pgina ekspermiental dalillarni mos ravishda umumlashtirdi, natijada o'zining mashhur differensial tenglamalarini keltirib chiqardi. Tabmatda elektromagnit to'lqinlar mavjudligini va ularning tarqalish tezligini, yorug'likning ham shu elektromagnit to'lqinlardan iborat ekanligini, jismnilarga tushuvchi nurlarning shu jismnilarga aniq bosmi bilan ta'sir qilishini Maksvellning differensial tenglamalariga asoslangan nazariya oldindan aytib berdi. Bu yangi elektromagnit nazariya "grajdanlik" huquqiga birdaniga ega bOmmadi. Dastlab unga ahamiyat bermadilar, so'ngra tobora uning atrofida qizg'in tanqidlar ketdi. Ammo u har qanday tanqidlarga, ekspermiental sinovlarga bardosh berdi.

Elektromagnit hodisalar bilan yorug'lik hodisalarining bog'lanishini topgan, elektromagnit ta'sirlar tarqalish tezligining chekli qiymatga egaligini ta'sirlar tarqalish tezligining chekli qiymatga egaligini isbot etgan, elektromagnit hodisalarning moddiy muhit xususiyatlariga bog'lanishini ko'rsatgan Faradey-Maksvell nazariyasi tabmatdagi cheksiz turli hodisalarning o'zaro birligini tasdiqlash bilan matermalizi falsafasini yangi ulkan yutuqqa erishtirdi. F.Engels birinchi bo'lib bu nazariyaga tegishli yuqori baho berdi, uning fan va texnika buyuk ahamiyatga ega bo'lishini bashorat qiladi. G.Gers, P.N.Lebedev, A.S.Popov va boshqalarning ekspermientlari yangi nazariyaning to'g'riligini va keng tatbiqlanish mikoniyatlarini ko'rsatdi.

Maksevll nazariyasini asosan "ilg'or qadam", "keskin progress" deb hisoblash bilan birga, bu nazariyaning "cheklanganligini" va "yana ko'p to'ntarishlar" bo'lishi zarurligini aytgan edi. Bu nazariyada asosiy tushuncha uzluksizlik xususiyatiga ega bo'lgan elektromagnit maydondir. Elektr zaryadlarning atomistik tuzilishini tasdiqlovchi yangi hodislar (katod nurlar, radioaktivlik, siyraklashgan gazlardagi toklar va hokazo) o'zlariga munosib yangi nazariyaga-elektronlar nazariyasiga muhtoj edilar.

Elektronlar nazariyasining kelib chiqishi Geligols, Tomson va boshqa olmilar nomi bilan bog'liq. Maksvell nazarisida uzlukli elektr zaryad va uzluksiz elektromagnit maydon tushunchalari bir-biriga qarshi qo'yiladi. Lorens esa bu tushunchalarni birlikda qarab, Maksvell tenglamalarini ma'lum ravishda moslashtirib, elektronlar nazariyasining asosiy differensial tenglamalarini ifodaladi, natijada yangi tushunchalar vujudga keldi, kutilmagan yangi qonuniyatlar ochildi. Elektronlar nazariyasi bo'yicha barcha real jismnilar va fizikaviy hodisalar bo'shliqdagi elektr zaryadlar hamda elektomagnit maydonlardan iborat. Shu tushunchalar va tasavvurlarga asoslangan olaining elektromagnit manzarasm, uning ahamiyati va nisbiyligi, uning bilish nazariyasiga bo'lgan munosabati haqidagi fikrlar muhim ahamiyatga ega bo'ldi.

Faradey-Maksvell-Lorens nazariyasida tug'ilib yuzaga chiqqan real fizikaviy maydon tushunchasi fan taraqqiyotida mustahkai o'rin egallaydi. Elektr zaryadning va elektromagnit maydonning fazodagi taqsimoti bilan vaqtga qarab o'zgarishi orasmdagi bog'lanishni makroskopik hodisalar uchun ifodalovchi Maksvell differensial tenglamalari, mikroskopik hodisalar uchun ifodalovchi Lorens differensial tenglamalari klassik fizika sistemasida muhim o‘rin tutadi. Klassik elektrodinamika klassik fizikaning elektromagnit hodisalar haqidagi qismini tashkil qiladi. Fizikaning yangi taraqqiyoti natijasida yangi, noklassik tushuncha va tasavvurlar ro‘yobga chiqdi. Shu yangi tushuncha va tasavvurlar ro‘yobga chiqdi. Shu yangi tushuncha va tasavvurlarga asoslangan relyativistik elektrodinamika, kvantaviy elektrodinamika kabi fanlar yaratildi. Yangi nazariyalar tufayli klassik elektrodinamika kabi fanlar yaratildi. Yangi nazariyalar tufayli klassik elektrodinamikani tatbiq qilish chegaralari aniqlandi. Shu chegaralarda olingan klassik elektrodinamika hozirgi zaionda elektromagnit hodisalarni tekshirishda muhim ilmiy poydevordir.

Elektromagnit maydon va elektr zaryad tajribalarda tasdiqlangan reallikdir. Elektromagnit maydon va elektrlangan zarralar turlcha qonunlarga bo‘ysunadi. Zarralar harakati klassik fizikada harakat differensma tenglamalari-Nyuton tenglamalari bilan tenglanadi. Elektromagnit maydon esa o‘zgacha maxsus differensial tenglamalar-Maksvell-Lorens tenglamalari bilan tenglanadi. Bu ikki xil tenglamalari ma’lum darajada materiyaning maydon va modda shaklida mavud bo’lishini aks ettiradi.

Mikroskopik jismlar juda ko‘p atomlardan, molekulalardan tashkil topgan. Atomlar va molekulalar aslida elektr tuzilishiga ega, ya’ni ular vakuumda (bo‘shliqda) harakatlanuvchi elektr zaryadlardan va shu zaryadlardan yaratgan elektromagnit maydonlardan tashkil topgan. Shuning uchun, avvalo vakuumdagi ayrmi zaryadlar harakati, ularning elktromagnit maydonlari o‘zaro ta’sirini tekshirish kerakligi tabmiydir. Binobarin, klassik elektrodinamika kursining mikroskopik elektromagnit maydonning klassik nazariyasidan, ya’ni klassik mikroelektrodinamikadan boshlash lozimt. Elektromagnit protsesslarda maydon va modda xususiyatlari spesifik ravishda ro‘y beradi. Shunisi ma’lumki maydon va modda aniq saqlanish qonunlariga ega. Bu qonunlardan energiya impuls (harakat miqdori), impuls momenti (harakat miqdori momenti) saqlanish qonunlari alohida ahamiyatga ega.

2-savol bayoni: Zarralar va zaryadlar.

Zamonaviy tasavvurlarga ko'ra, kichik energiyalarda zarrachalar ikki turga bo’linadi. **Birinchi turdagilar ichki tarkibi namoyon bo’lmaydigan elektron, proton - elementar zarrachalar bo’lsa, ikkinchi turdagilari shu elementar zarrachalardan tashkil topgan murakkab sistemalar atomlar, ionlar, molekulalar bo’lib, mikroskopik zarrachalar deyiladi.** Har ikkala turdagi zarrachalarni bundan keyin zarrachalar deb ataymiz. **Juda katta sondagi zarrachalar to'plami makroskopik sistema** deyiladi.

Atrof-muhitni o‘rab turgan olai materiya deb atalib, turli ko‘rinishlarga ega bo’ladi Materiyaning bir ko‘rinishi bo’lgan modda benihoya xilma-xil sonli atom va molekulalardan tashkil topgan **makraskopik sistema** hisobolanadi. Atomlar esa, nisbatan uncha ko‘p bo’lmagan sondagi elementar zarrachalardan (elektron, proton, neytron va boshqalar) tuzilgan murakkab strukturali **mikroskopik sistemalar** elementar zarrachalar moddaning ichki strukturasmga ega bo’lmagan eng kichik bo’lagi bo’lib, ular energiya, impuls, impuls momenti, spin deb ataladigan kattaliklar bilan xarakterlanadi. Elektr zaryadi ham elementar zarrachalarning o‘ziga xos xususiyatidir. Tajribalar asosida elektr zaryadining quyidagi xossalari aniqlangan:

1) Elektr zaryadi ikki xil musbat va manfiy bo’ladi. Shartli ravishda, atomdagi elektronlar zaryadi manfiy, yadro zaryadi esa musbat deb qabul qilingan;

2) Zaryad miqdori invariant kattalikdir. Zaryadli zarrachaning to‘g‘ri chiziqli harakati uning zaryadinini o‘zgartirmaydi;

3) Elektr zaryadi additivlik xususiyatariga ega: ixtiyoriy sistemalarning umumiy zaryadi, uni tashkil etuvchi zarrachalar zaryadlarining yig‘indisiga hamma vaqt teng bo’ladi;

4) Elektr zaryad diskret xarakterga ega, ya’ni yahlit bo’ladi;

5) Har qanday izolyatsiyalangan (yakkalangan) sistemaning yig‘indi zaryadi o‘zgarmasdan qoladi.

Atomlar elektr tuzilishga ega bo’lib, ularda teng miqdordagi musbat va manfiy zaryadlar, ma’lum tartibda taqsmilangan, shuning uchun, ular elektr jihatidan neytral bo’ladi Biror sababga ko‘ra neytral atomdan bitta yoki bir nechta elektron ajralib chiqsa, bu atom musbat zaryadli ionga aylanadi. Elektron biriktirib olgan atom esa, manfiy zaryadli ionga aylanadi.

Zarrachalarning muhim xarakteristikalaridan biri, ular orasmdagi o'zaro ta’sirdir. ular masofada turib bir birlari bilan ta’sirlashadi. hozirgi vaqtda zarrachalar orasmdagi o'zaro ta’sirning bir necha ko'rinishlari inavjud bo’lib, ular zarrachalarning ma’lum bir xarakteristikasi bilan bog'langan. bunda biz faqat elektromagnit ta’sir bilan bog'liq bo’lgan masalalarni o'rganainiz. bu ta’sir zarrachalarning zaryad deb ataluvchi xarakteristikasi bilan bog'liq.

Zaryadning ikkita muhim xususiyati bor. Birinchisi, zaryadlangan barcha elementar zarrachalarning zaryadi absalyut qiymati birday bo’lib, ishorasi bilan farq qiladi. CGSE birliklar sistemasida e = 4.77 x \0~10g 1^2si3^2s~1. Ikkinchisi, fundamental ahamiyatga ega bo’lgan zaryadning barcha hollarda saqlanish qonunidir. Bu qonun saqlanish qonunlari ichida eng fundamentali hisoblanadi. **Mikroskopik elektrodinamikada zaryadlangan zarrachalar soni uncha katta bo’lmagan sistemalarning xossalari o'rganiladi.**

Klassik mexanikadan ma’lumki zarrachalarning ta’sirlashishi oniy vaqtdagi ular orasidagi masofaga bog'liq bo’lgan o'zaro ta’sir potensiali $U\left(\left|\vec{r}_2 - \vec{r}_1\right|\right)$ bilan aniqlanadi. Maydon fizik hodisa - o'zaro ta’sirri o’rganishning bir vositasi hisoblanadi. O'zaro ta’sirning uzatilish tezligi chekli bo’lganligi sababli, nisbiylik nazariyasida holat tubdan o'zgaradi. Zarrachaga ta’sir etayotgan kuch, uning shu vaqtdagi fazo o'rni bilan aniqlanmaydi, chunki bir zarrachaning fazodagi holatining o'zgarishi ikkinchi zarrachada qandaydir chekli vaqtdan so'ng ma’lum bo’ladi Bunga ko'ra, bir-biridan ma’lum masofada turgan zarrachalar bevosita ta’sirlashmasdan, fizik real maydon orqali ta’sirlashadi deb hisoblashmiiz kerak. Maydon fizik reallikka aylanadi. Shunday qilib, zarrachalarning ta’sirlashishi quyidagicha amalga oshadi**: Bir zaryadlangan**

zarracha o‘z atrofida maydon hosil qiladi va maydon o‘z navbatida ikkinchi zaryadlangan zarracha bilan ta’sirlashadi.

Klassik mexanika har qanday sharoitda deformatsiyalanmaydigan mutloq qattiq jismn tushunchasini kiritish mumkin edi. Nisbiylik nazariyasida bunday tushunchani kiritib bo’lmaydi Chunki, turli sanoq sistemadagi kuzatuvchilar uchun, jismnining o’lchamlari turlicha bo’ladi
Shuning uchun, nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismn tushunchasi faqat ko'rilayotgan sanoq sistemasi uchun o'rinli bo’ladi Boshqa sanoq sistemadagi kuzatuvchi uchun bu jismn endi boshqa qattiq jismga o'tadi. Buni quyidagi misolda ko'rish mumkin.

Doiraviy diskning o'z o'qi atrofida aylanishini ko'rib chiqamiz. Uni mutloq qattiq jismni deb faraz qilamiz. Disk bilan bog'langan sanoq sistema albatta inersial bo’lmaydi Diskni faraziy kichik bo’lmaklarga ajratamiz. Har bir bo’lak uchun u bilan bog'langan sanoq sistemani kiritish mumkin. Bu sanoq sistemaga nisbatan diskning bo’lagi berilgan vaqt momentida tinch turgan bo’ladi Bunga ko'ra, diskning har bir bo’lagi bilan bog'langan sanoq sistema inersial bo’la oladi. Ammo ular bir-biridan farq qiladi. Diskning ma’lum bir radiusi bo'ylab joylashgan bo’laklarni kuzataylik. Bu bo’laklarning radial uzunliklari aylanayotgan va tinch turgan disk uchun bir xil bo’ladi Chunki, bo’laklarning tezligi radiusga perpendikulyar bo’lganligi uchun, radial yo'nalishida Lorentz qisqarishi bo’lmaydi Shu vaqtda disk aylanasi bo'ylab joylashgan bo’laklarning aylana bo'ylab uzunliklari, Lorentz qisqarishiga duchor bo’ladi Disk markazidan turli masofalardagi aylanalar uzunliklarining mos radiuslarga nisbatlari turlicha bo’lib, 2π ga teng bo’lmay qoladi. Boshqacha aytganda, disk aylanish natijasida deformatsiyalanmoqda. Klassik mexanika nuqtai nazaridan u deformatsiyalanmasligi kerak edi. Yuqoridagi kabi, bir qator misollarni keltirish mumkin. Bu misoldan ko'rinib turibdiki, maxsus nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jism tushunchasini kiritib bo’lmaydi Shu sababli, klassik nisbiylik nazariyasida real o’lchamga ega bo’lgan jismni, o’lchamsiz nuqta bilan almashtiriladi.

3-savol bayoni: Nisbiylik prinsipi.

Tabmatda yuz beradigan prosesslarni bayon etishi uchun, sanoq sistemasi zarurdir. Zaryadlarning fazodagi o‘rnini ko‘rsatadigan koordinatalar sistemasining va shu sistemaga bog‘langan vaqtni bildiruvchi soatlar birligida, sanoq sistemasi deyiladi. Tabmat qonunlari, juiladan, harakat qonunlari turlari sanoq sistemalarida umuman aytganda, turli ko‘rinishga ega. Ixtiyoriy olingan biror sanoq sistemada juda oddiy hodisalari ham murakkab bo’lib ko‘rinishi mumkin.

Demak, tabmat qonunlari eng sodda ko‘rinishga ega bo’lgan sanoq sistemasini izlab topish zaruriyati paydo bo’ladi Erkin jism, ya’ni hech qanday tashqi ta’sirga uchramagan jismni harakati harakatning eng sodda ko‘rinishidir. Shunday sanoq sistemalar borki, ularda erkin harakat kattaligi va yo‘nalishi o‘zgarmaydigan tezlik bilan o‘tadi. Bunday sanoq sistemalari inersial sanoq sistemalari deyiladi.

Agar ikki sanoq sistemasi bir-biriga nisbatan tekis va to‘g‘ri chiziqli harakat qilayotgan bo’lmasa, va agar ulardan biri inersial bo’lmasa, u holda, ravshanki, ikkinchisi ham inersialdir: har qanday erkin harakat bu sistemada ham o‘zgarmas tezlikda sodir bo’ladi Lekin turli inersial sanoq sistemalari faqat erkin harakat xossalariga nisbatangina ekvivalent bo’lmas ekan. Tajribaning ko‘rsatishicha, nisbiylmik prinsipi deb ataladigan prinsip o‘rinlidir. Bu prinsipga ko‘ra tabmatning hamma qonunlari barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil. Boshqacha qilib aytganda, tabiat qonunlarini ifodalovchi tenglamalar bir inersial sanoq sistemalaridan ikkinchiga o‘tishidagi koordinata va vaqt almashtirishlariga nisbatan invariantdir.

4-savol bayoni: Elektrodinamikaning matematik apparati asoslari.

Nazariv fizikaning elektrodinamika kursini o'rganislida asosiv matematik apparat vektor analiz bilan bog'liq bo’lganligi uchun, o'quvchi vektor analiz bilan tanisliligini hisobga olib, bir qator asosiy formulalarni keltiramiz.

Ma'lum o’lchov birligida **olingan son qiymati bilan to’la aniqlanuvchi kattalik skalyar deyiladi.** Hajm, zaryad, massa. elektr maydon potensiali va sunga o'xshash kattaliklar skalyarga misol bo’ladi

Ma’lum o’lchov birligida **olingan son qiymati va yo‘nalishga ega bo’lgan kattalik vektor deyiladi.** Vektor kattalikning boshqa ta’riflari ham mavjud. Kuch, kuch momenti, tezlik, maydon kuchlanganligi va boshqalar vektorga misol bo’ladi. Skalyar va vektorganing matematik ta’rifini: **N o’lchovli fazoda koordinata o‘qlarini burishda o‘z qivmatini o'zgartirmavdigan kattalik skalyar (invariant) deyiladi.** Bunda skalyar N o’lchovli fazoda aniqlangan deyiladi.

Vektorning matematik ta’rifmi: **N- o’lchovli fazoda koordinata o'qlarini burishda formula bilan almashadigan qandaydir A- kattaliklar to'plami vektor deyiladi.** Almashtirish matritsasi bo’lib, deta 1 shartni qanoatlantiradi. Masalan, uch o’lchovli fazoda agi boshlang'ich sistemaning “k” va burilgan sistemaning “i” o'qlari orasmdagi burchakning kosinusiga teng.

Nazorat savollari:

1. Elektrodinamika fani nimani o’rgatadi?
2. Elektrodinamikada qanday masalalar qarab chiqiladi?
3. Zarralarning neytral xoldagi nomlari qanday ataladi?
4. Elektr zarydiga ega bo’lish shartlarini aytib bering.
5. Zarralar va zarydlar sisteiasining asosiy hossalarini tushuntiring.
6. Materiyaning qanday ko’rinishlari bor?
7. Klassik mehanika relytivstik mehanikadan prinsipial qanday farq qiladi?

2-MAVZU: Maxsus nisbiylik nazariyasi. Nisbiylik prinsipi. Nisbiylik nazariyasida interval. Xususiy vaqt.

Lorens almashtirishlari. Tezlikni almashtirish va burchaklarni almashtirish.
To‘rt o’lchamli vektor va tenzorlar.

REJA:

1. Maxsus nisbiylik nazariyasi. Nisbiylik prinsipi. Galiley va Eynshteyn nisbiylik prinsiplari.
2. Nisbiylik nazariyasida interval.
3. Nisbiylik nazariyasida vaqt.
4. Lorens almashtirishlari.
5. Nisbiylik nazariyasida tezliklarni va burchaklarni almashtirish
6. To‘rt o’lchamli vektorlar va tenzorlar.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

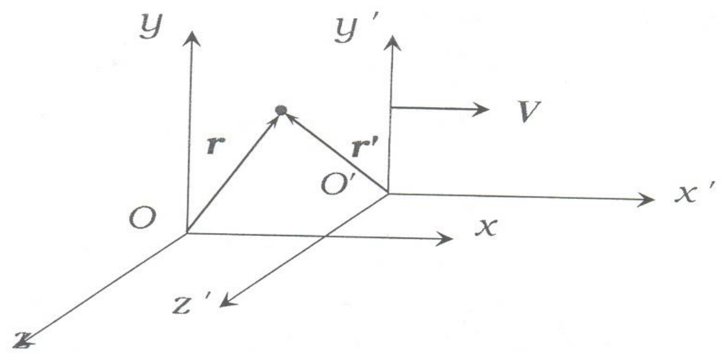
Nisbiylik prinsipi, sanoq sistemasi, interval, inersial sanoq sistemalar, xususiy vaqt, tezliklarni qo‘shish, Lorens almashtirishlari, to‘rt o’lchamli tezlik va tezlanish, tezliklarni almashtirish.

1-savol bayoni: Maxsus nisbiylik nazariyasi. Nisbiylik prinsipi. Galiley va Eynshteyn nisbiylik prinsiplari.

Klassik mexanika kursidan bizga ma’lumki Nyutonning birinchi qonuniga asosan, jismga kuch ta’sir qilmasa, yoki ta’sir qilayotgan kuchlarning yig‘indisi nolga teng bo’lmasa, inersial sanoq sistemalarda u o‘zining tinch holatini yoki to‘g‘ri chiziqli tekis harakatini saqlaydi. Ikkinchi tomondan, **bu qonun bajariladigan sanoq sistemalar inersial deyiladi.** Bu qonunni to‘g‘riligiga hech qanday shubha yo‘q. Tabmiyki, savol tug‘iladi, inersial sanoq sistemalarida faqat to‘g‘ri chiziqli tekis harakat bir xil ifodalanadmii? Bunga Galileyning nisbiylik prinsipi aniq javob beradi. ***Barcha inersial sanoq sistemalarda mexanika qonunlari birday o‘rinli bo’ladi*** Galiley nisbiylik prinsipiga ko‘ra, birorta inersial sanoq sistemada qandaydir mexanika qonunini aniqlasak, bu qonun barcha inersial sanoq sistemalarida o‘rinli bo’lib, bir xil ifodalanadi. Bu prinsipning matematik ifodasini Galiley almashtirishlari aniqlaydi:

$$r = r' + Vt', \quad t = t', \tag{1.1}$$

bu yerda *V-K* sanoq sistemaga nisbatan K^1 sanoq sistemaning harakat tezligi. Klassik mexanikada (1.1) almashtirish fomulalarida $t = t'$ yozilmaydi, klassik fizika nuqtai nazaridan, barcha inersial sanoq sistemalarda vaqt birday oqishini ta’kidlash uchun uni keltirdik. Vaqtning bunday xossasi klassik mexanikada signal yoki o‘zaro ta’sir cheksiz tezlik bilan uzatilishi mumkinligi bilan bog‘liq. *K* sanoq sistemada qandaydir qurilma hamma tOmonga izotrop holda cheksiz tezlik bilan tarqaluvchi signal chiqarayotgan bo’lsin. *K*-sistemaga nisbatan chekli tezlik bilan harakatlanayotgan ixtiyoriy sistema va fazoning ixtiyoriy nuqtasidagi boshqa qurilma signalni uzatilgan vaqtning o‘zida qayd qiladi.



1-rasm.

Demak, bunday signallar barcha soatlarni sinxronlash mikonini beradi. Boshqacha qilib aytganda, barcha sistemalarda birday o‘tadigan $(t' = t'' = ... = t)$, absolyut vaqtni kiritish mumkinligini ko‘rsatadi. Galiley almashtirishi (1.1) dan vaqt bo‘yicha birinchi tartibli hosila olsak, klassik mexanikadagi tezliklarni qo‘shish formulasini olamiz:

$$\upsilon = \upsilon' + V\,, \tag{1.2}$$

Bundan yana bir marta hosila olib moddiy nuqtaning tezlanishi har ikkala sanoq sistemada teng ekanligini aniqlaymiz:

$$a = a', \quad F = ma = ma' = F'. \tag{1.3}$$

Olingan natija moddiy nuqtaga ta’sir etuvchi kuch barcha inersial sanoq sistemalarda bir biriga teng ekanligi kelib chiqadi. Shunga o‘xshash mexanikaning boshqa qonunlarini tekshirib ko‘rish mumkin. Demak, umumiy holda klassik mexanika qonunlari Galiley almashtirishlari (1.1) ga nisbatan ko‘rinishini o‘zgartirmaydi, ya’ni invariantdir.

XIX asr oxiriga kelib elektr va magnetizi qonunlari to’liq shakllanib, Maksvell tenglamalarida bir butun holda o‘z aksini topdi. Maksvell tenglamalariga asoslangan klassik elektrodinamika, maydonlar haqidagi birinchi jiddiy nazariya bo’lib, kuzatilgan barcha elektromagnit hodisalarini tushuntiribgina qolmay, keyinchalik tajribalarda kuzatilgan va keng tadbig‘ni topgan elektromagnit to’lqinlarining mavjudligini bashorat qildi. Bu qonunlarda domiiy bo’lgan yorug‘lik tezligining $(c = 2.997925 \cdot 10^8 m/s)$ ishtirok yetishi bilan, Nyuton mexanikasi qonunlaridan tubdan farq qiladi.

Maksvell nazariyasining rivojlanishi bilan ba’zi qiyinchiliklar paydo bo’la boshladi. Bu nazariya birinchi qarashda Galiley nisbiylik prinsipi bilan jiddiy ziddiyatda edi. *K* sanoq sistemada tinch turgan zaryadni ko‘ramiz. Bu sanoq sistemada zaryad tinch turganligi uchun u faqat elektrostatik maydon hosil qiladi. *K* sanoq sistemada esa u V tezlik bilan harakat qiladi. Shuning uchun bu sanoq sistemada zaryad elektr maydon bilan bir qatorda magnit maydonni ham hosil qiladi. Shunga o‘xshash *K* sanoq sistemada tinch turgan o‘zgarmas magnit o‘z atrofida faqat magnit maydon hosil qiladi. Uni *K’* sanoq sistemada turib kuzasak berk konturda hosil bo’ladigan elektr yurutuvchi kuch magnit maydondan tashqari elektr maydon mavjud ekanligidan dalolat beradi. Ko‘rilgan har ikkala misol elektr va magnit maydon kuchlanganliklari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emasligini ko‘rsatadi. Boshqa tomondan elektrodinamika qonunlari laboratoriya va harakatdagi inersial sanoq sistemalarda birday oʻrinli bo'lishi tajribalarda aniqlangan.

Bu yerda bir biri bilan uzviy bogʻlangan ikkita muAmmo paydo bo'ladi Birinchisi, yorugʻlik tezligi bilan bogʻliq bo'lib, uning tarqalish tezligi izotropmi, bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga oʻtganda qanday oʻzgaradi? Ikkinchisi, Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariantmi? Ikkila muAmmoni birlashtirib, mexanika qonunlari uchun oʻrinli bo'lgan Galiley niybiylik prinsipini elektromagnitizi qonunlariga tatbiq qilish mumkinmi degan savol qoʻyamiz.

Aniqlangan holat oʻta jiddiy bo'lib, X1X asr oxirlarida fiziklar oldida muhim savol qoʻydi. Bu savolga javob koʻp jihatdan XX asrda fizikaning rivojlanish yoʻnalishini aniqlab berar edi. Haqiqatan ham quyidagilardan birini tanlash kerak edi:

1. Maksvell tenglamalari Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant emas deb tan olish kerak. U holda barcha inersial sanoq sistemalardan farq qiladigan sanoq sistemasi mavjud bo'lib, unga nisbatan Maksvell tenglamalari standart koʻrinishga ega bo'ladi
2. Galiley almashtirishlari notoʻgʻri bo'lib, barcha inersial sanoq sistemalarning ekvivalentligini boshqacha tushinish kerak.

Birinchi yOm efir nazariyasini paydo bo'lishiga olib keldi. Bu nazariyaga koʻra tanlangan inersial sanoq sistema gipotetik materiya - efir bilan bogʻlangan. Bu materiyaning na rangi, na hidi va na massasi bor. U butun fazoni tOmdirgan bo'lib, oʻzini hech qanday holatda naioyon qilmaydi. Unga birdan bir yuklatilgan qismati - elektromagnit ta'sirni uzatishdir. Efirning bunday gʻayrmoddiy xossasi efir nazariyasini oʻta sun'iy qiladi. Bu nazariya uzoq yashamadi.

Ikkinchi yOm keskin bo'lib, Galiley almashtirishidan voz kechishni taqazo qilardi. Bu oʻz navbatida Nyuton ta'riflagan klassik mexanikadan voz kechishga olib kelardi. Bunga qaramasdan fanning rivojlanishi aynan shu yOmdan bordi.

Efir nazariyasiga ***Maykelson va Morli tajribalari*** oydinlik kiritdi, aniqrogʻi efir nazariya asossiz ekanligini koʻrsatdi. Bizga ma'lumki havo tinch turganda tovush tezligi hamma yoʻnalishlarda bir xil. Agar shamol esayotgan bo'lmasa, shamol yoʻnalishida tovush tezligi unga qarshi yoʻnalishdagidan katta bo'ladi, shu bilan birga har ikkala yoʻnalishdagi tezliklar koʻndalang yoʻnalishdagidan farq qiladi. Bunday hulosa har qanday to'lqin uchun oʻrinlidir, faqat *yorugʻlik uchun emas.* Bizning dadilligmiiz juda katta aniqlikda bajarilgan Maykelson (Michelson) va Iorlining (Iorley) oʻta nozik tajribalariga (1880 yilda boshlangan va 1887 yilda e'lon qilingan) asoslangan. Tajribalarda harakatdagi sanoq sistemasi sifatida Yer olingan. (Lokal tajribalar uchun Yer amalda juda yuqori aniqlikda inersial sanoq sistema bo'la oladi.) Yer oʻz orbitasi boʻylab quyosh atrofida 30 *ki/s* tezlik bilan harakat qiladi. Maykelson va Iorli Yer harakat yoʻnalishida va unga koʻndalang yoʻnalishlarda. yorugʻlik tezligini uning berk traektoriyada bosib oʻtgan yOmi orqali taqqoslashgan. Bu tajribalar yilning turli davrlarida qayta qayta oʻtkazilgan. Tajribalarda yorugʻlik tezligining oʻzaro perpendikulyar yoʻnalishlardagi nisbatiga Yerning harakati ta'sir qilmasligi aniqlangan. Tajribalar yorugʻlik tezligini oʻzaro perpendikular yoʻnalishlardagi farqi 5 *ki/s* aniqlikda Omchash mikonini bergan. Bu tajriba yanada takomillashtirilganda, aniqlik Yer tezligining 3% ni tashkil qilgan, bu 0,9 *ki/s* ga to‘g‘ri keladi. Bu tajribalaridan kelib chiqadigan asosiy hulosa:

1. **Yorug‘lik tezligi barcha inersial sanoq sistemalarda bir xil son qiymatni qabud qiladi.**
2. **Yorug‘lik tezligi inersial sanoq sistemalarining harakat yo'nalishiga va tezligiga bog‘liq emas.**

A.Eynshteyn “Harakatdagi jismnilar elektrodinamikasiga dOmr” maqolasida Maksvell elektrodinamikasini harakatdagi jismnilarga tatbiq qilish bu hodisalarga xos bOmmagan assmietriyaga olib kelishi va “yorug‘lik tashuvchi” muhitga (efir) nisbatan Yerning harakatini aniqlash yOmidagi urinishlarning zoe ketishi kabi holatlarni tahlil qilib. *maxsus nisbiylik nazariyasini* yaratilishiga olib kelgan muhim fikrlarni ilgari surgan. Nafaqat mexanikada, balki elektrodinamikada ham hodisalarning hech qanday xossasi absolyut tinchlik tushinchasiga to‘g‘ri kelmaydi. Bundan tashqari, inersial sanoq sistemalarda mexanika qonunlari invariant bo’lgan kabi elektrodinamika va optika qonunlari ham invariant bo’lishi kerak degan g‘oyani ilgari suradi. Yorug‘lik tarqaluvchi gipotetik muhit - tushunchasiz harakatdagi jismnilar elektrodinamikasi yaratdi.

A. Eynshteyn bu g‘oyani asos qilib, Galiley nisbiylik prinsipiga yangi ma’no beradi: **Barcha inersial sanoq sistemalarda tabmat qonunlari birday o ‘rinli bo’ladi va yoru g‘lik bo‘shliqda manbaning harakat tezligiga bog‘liq bOmmagan aniq “c ” tezlik bilan tarqaladi.**

Ushbu ikkita fundaiental g‘oya ichki qarama-qarshilikdan holi bo’lgan harakatdagi jismnilar elektrodinamikasini yaratish mikoniyatini beradi. Bunda "efir" tushunchasini kiritishga hojat qolmaydi, chunki yangi nazariyada mutloq tinch turgan alohida xossalarga ega bo’lgan fazo tushunchasi kiritilmaydi, hamda bo‘sh fazoning hech qaysi nuqtasi qandaydir tezlik vektori bilan bog‘lanmaydi. Shu bilan fazoning bir jinsli va izotroplik xossalari saqlanishi ta’kidlanadi.

Maykelson va Iorli tajribalaridan qariyib 50 yildan keyin ***Kennedi va Torndayk*** yorug‘lik tezligini Omchash bo‘yicha tajribalarini o‘tkazishdi. Bular ham harakatdagi sanoq sistemasi sifatida Yerni olishgan. Tajribadan maqsad, yilning turli davrlarida Yer quyoshga nisbatan turli yo‘nalishda harakat qilishidan foydalanib yorug‘lik tezligiga uning ta’sirini aniqlash bo’lgan. Bu holda sanoq sistemalarning nisbiy tezligi 60 *ki/s* ga teng bo’ladi Maykelson va Iorli tajriba natijalarini bir biri bilan taqqoslash uchun bir kun yetarli bo’lgan bo’lmasa, Kennedi (Kennede) va Torndayk (Torndike) tajribalari uchun bir necha oylab bir xil sharOmtni ushlab turish kerak bo’lgan. Shu bilan bu tajribalar bir-biridan farq qilgan. Kennedi va Torndayk tajribalarida yilning turli davrlarida O’lchamganda yorug‘lik tezligining farqi taxminan 2 *i/s* tashkil qilgan. Bu tajribalardan kelib chiqadigan asosiy xulosa:

Yorug‘lik tezligi barcha inersial sanoq sistemalarida bir xil qiymatlarni qabul qiladi. Bu natija A. Eynshteyn nisbiylik prinsipidagi birinchi va asosiy aksioma - yorug‘lik tarqalish tezligi mutloq ekanligini va manbaning xossalariga bog‘liq emasligini juda yuqori aniqlikda isbotladi.

Muhokama uchun savollar:

1. Klassik mexanika relyativstik mexanikadan prinsipmal qanday farq qiladi?
2. Galiley va nisbiylik nazariyalarning bir-biri bilan mos tushadigan fikrlar bormi?
3. Nisbiylik prinsiplarida qanday fizik kattaliklar invariant bo'lishi kerak?

2-savol bayoni: Nisbiylik nazariyasida interval.

Ba'zan klassik fizikada interval tushunchasi ikki ma'noda qo'llaniladi. Birinchisi, uch o'lchovli fazoda ikki nuqta orasmdagi ietrlarda o'lchanadigan interval - masofa bo'lmasa, ikkinchisi, fazoda ketma-ket sodir bo'lgan ikki voqea orasmdagi sekundlarda O'lchamadigan vaqt intervalidir. Uch o'lchovli fazoda ikki nuqta orasmdagi masofa shu nuqtalarning koordinatalari orqali aniqlanadi:

$$\Delta\ell = \sqrt{c^2(t_1 - t)^2 - (x_1 - x)^2 - (y_1 - y)^2 - (z_1 - z)^2} \qquad (1.4)$$

bu yerda h_i, u_i, z_i (i =1, 2) birinchi va ikkinchi nuqtalarning bir vaqtda O'lchamgan dekart koordinatalari. Klassik fizika nuqtai nazaridan bunday ta'riflangan interval koordinatalarni ixtiyoriy chiziqli almashtirishlariga nisbatan invariant kattaliklardir. Vaqt intervali, voqealar sodir bo'lgan vaqt momentlari orqali aniqlanadi:

$$\Delta t = t_2 - t_1 \qquad (1.5)$$

bu yerda, t_2, t_1 birinchi va ikkinchi voqealar sodir bo'lgan vaqt momentlari.

Klassik fizika nuqtai nazaridan yuqorida ta'riflangan fazoviy va vaqt intervallari fazoda berilgan ikki nuqta hamda voqea uchun sanoq sistemaga bog'liq bOmmagan, invariant kattaliklardir. Ya'ni kuzatuvchi turgan sanoq sistemaga bog'liq emas.

Nisbiylik nazariyasida interval yangi ma'no kacb etadi. "Voqea" tushunchasini kiritamiz. **Voqea - moddiy nuqta bilan sodir bo'ladigan ixtiyoriy hodisa bo'lib, sodir bOmish joyi (uch O'lchovli fazoviy koordinatalar) va vaqti bilan aniqlanadi.** Tasavvur etish qulay bo'lishi uchun o'qlariga fazoviy **koordinatalar va vaqt qo'yilgan faraziy to'rt O'lchovli fazo tushunchasini kiritamiz.** Bu fazoda har qanday voqea - dunyo nuqtasi bilan tasvirlanadi. Moddiy nuqtaga bu fazoda qandaydir chiziqni - dunyo chizig'ini mos keltiramiz. Masalan, tinch holatdagi moddiy nuqtaga to'rt O'lchovli fazoda to'g'ri chiziq mos keladi. To'g'ri chiziqli tekis harakat va tinch holat xossalari jihatdan bir-biridan farq qilmaganligi uchun bu fazoda unga ham to'g'ri chiziq mos keladi.

Laboratoriya bilan bog'liq bo'lgan K va unga nisbatan o'zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan K' inersial sanoq sistemalarda turib, voqealarni kuzatamiz. Laboratoriya sanoq sistemada t_1 vaqtda h_i, u_i, z_i nuqtada laipaning yonishi (yoki chaqioq chaqishi) birinchi voqea. larnpadan chiqqan yorugmik signalini t_2 vaqtda x_2 , y_2, z_2 nuqtada qabul qilish ikkinchi voqea bo'isin. Shu ikki voqea sodir bo'lgan nuqtalar orasmdagi masofa (fazoviy interval)

$$\ell_{12} = \sqrt{(x_2 - x_1)^2 + (y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2}$$

ifoda bilan aniqlanadi. Ikkinchi tOmonda s tezlik bilan tarqalayotgan yorugmik signali ikki voqea orasmda o'tgan vaqt ichida

$$\ell'_{12} = c(t_2 - t_1)$$

masofani bosib o‘tadi. Ravshanki, har ikkala masofalar bir-biriga teng. Shu sababli ko'rilayotgan ikki voqeaning to ‘rt O’lchovli fazodagi koordinatalaridan quyidagi tenglikni hosil qilish mumkin:

$$c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y\ )^2 - (z_2 - z_1)^2 = 0 \qquad (1.6)$$

Shu ikki voqeani laboratoriya sanoq sistemaga nisbatan o ‘zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan (K') sanoq sistemada turib kuzatamiz. Yorugmik barcha inersial sanoq sistemalarda bir xil tezlik bilan tarqalishini hisobga olib yuqorida komilgan ikki voqea uchun (1.6) ko'rinishdagi ifodani hosil qilsak, u nolga teng bo’ladi Bu ikki voqeani (K) va (K') sanoq sistemaga nisbatan o’zgarmas tezliklar bilan harakatlanavotga K" sanoq sistemada turib kuzatsak, (1.6) ko‘rinishdagi ifoda yana nolga teng ekanligini ko‘ramiz. Bu faraziy tajribani istagancha davOm ettirish mumkin. Y orugmik signali bilan bogmangan ikki voqea uchun (1.6) sanoq sistemaga bo’g miq bOmmagan kattalik bo’lib, domio nolga teng, ya’ni u invariant kattalik ekan. U holda (1.6) ifodani yoruglik tezligining invariantligining matematik ifodasi deb qabul qilish mumkin.

Endi yuqorida ko’rib chiqilgan masalani yorugmik signali bilan boglanmagan ikki voqeaga tatbiq qilamiz. Bu holda,(1.6) ko‘rinishdagi ifoda endi nolga teng bOmmaydi:

$$S_{12}^2 = \sqrt{c^2(t_2 - t_1)^2 - (x_2 - x_1)^2 - (y_2 - y_1)^2 - (z_2 - z_1)^2} \qquad (1.7)$$

Bu yerda S_{12} ikki voqea orasmdagi interval deyiladi. Interval berilgan ikki voqea uchun invariant kattalik bo’ladi Bu tasdiq yorugmik signali bilan bog’mangan voqealar uchun o‘z isbotini topdi.

Shunday qilib, nisbiylik prinsipiga asosan yorug'lik tezligi laboratoriya va raketa sanoq sistemalarda bir xil bo’lishi quyidagi muhim hulosalarga olib keldi:

1. Sanoq sistemaning harakatiga perpendikulyar yo'nalishda masofa o'zgarmas ekan. Aks holda birorta sanoq sistemada turib uning to‘g ‘ri chiziqli tekis harakat tezligini aniqlash mumkin bo’lardi. Boshqacha qilib gapirsak, sanoq sistemalarni bir-biridan farqlash mumkun bo’lardi.

2. Ikki voqea orasmdagi vaqt turli (raketa va laboratoriya) sanoq sistemalarda turlicha bo’lib, nisbiy tezlik kattalashgan sari ularning nisbati ham ortib boradi ($\Delta t'_{AB} \rangle \Delta t_{AB}$). Demak, turli inersial sanoq sistemalarda vaqt turlicha o‘tar ekan.

3. Raketa va laboratoriya sanoq sistemalarda ikki voqea orasmdagi vaqt hamda fazoviy masofa turlicha bo’lishiga qaramasdan, ikkala sanoq sistemada bir xil bo’ladigan kattalik mavjud ekan. Bu kattalik nisbiylik nazariyasida i n t e r v a l deyiladi.

3-savol bayoni: Nisbiylik nazariyasida vaqt.

Sanoq sistemalarning inersiallik chegarasini aniqlash, tajriba natijalarini talqin qilishda juda muhimdir. Har bir sanoq sistemasining inersiallik chegarasi mavjud. Buni ko'z oldmiizga keltirish uchun, erkin tushayotgan raketa bilan bog'liq bo’lgan sanoq sistemasini ko'rib chiqamiz. Odatda, bunday raketadagi ixtiyoriy jismni bilan bog'langan sanoq sistema ideal inersial sanoq sistema hisoblanadi.

Raketaning uch qismida turgan jismni uning orqa qismidagi jismga nisbatan Yerga kattaroq kuch bilan tortiladi. Raketaning uzunligi qancha katta bo’lmasa, kuchlar farqi shuncha katta bo’ladi Shuning uchun raketaning harakati davomida jismnilar orasmdagi masofa ortib boradi va kuzatish vaqti qancha katta bo’lmasa, ular orasmdagi farq shuncha katta bo’ladi Demak, birinchi jismni bilan bog'langan sanoq sistemani inersial desak, ikkinchisi bilan bog'langan sanoq sistemani inersial deb bo’lmaydi Qachon har ikkalasini inersial deyish mumkin? Bu savolga javob raketada o'tkaziladigan tajriba aniqligi bilan bo’gmiq . Bunday nOmnersmallik natijasida y o i qo‘yiladigan xatolik tajriba aniqligidan kichik bo’lishi kerak. Demak. har qanday jismni bilan bogmangan sanoq sistemani Ma’lum aniqlikda inersial deyish mumkin ekan.

Intervalning **vaqtsmion, yorugmiksmion va fazosmionlarga bOminishi** bir qator muhim natijalarga olib keladi.

Vaqtsmion intervalni “xususiy vaqt” deb atash mumkin. Bunday deb atashning ma’nosini ochish uchun, birorta inersial (K) sanoq sistemasida turib ixtiyoriy harakatlanayotgan soatni kuzatamiz. Soat bilan bogmangan sanoq sistema (K`) umuman olganda inersial emas, lekin yuqoridagi i a’noda har bir oniy vaqt momentida uni inersial deb qarash mumkin Harakatdagi soatning dt' farq bilan ketma-ket ikkita ko'rsatishi ikkita voqea bo’lsin. Bu voqealar K ' sanoq sistemada bir nuqtada sodir boladi va ular orasmdagi interval vaqtsmion bo’lib, quyidagiga teng bo’ladi:

$$dS = cdt' \qquad (1.14)$$

Bundan

$$dt' = \frac{dS}{c} \qquad (1.15)$$

K sistemada tinch turgan soat bo’yicha bu ikki voqea orasmdagi vaqt dt ga teng. Harakatdagi soat dt vaqt ichida tinch turgan kuzatuvchiga nisbatan $\sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ masofaga ko‘chadi. Bularga asosan intervalni K sanoq sistemasida yozamiz:

$$dS = \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} \qquad (1.16)$$

Endi (1.14) - (1.16) ifodalardan foydalanib, K va K ' sistemalardagi soatlarning ko‘rsatishlarini bogiovchi tenglamani hosil qilamiz:

$$dt' = \frac{dS}{c} = dt\sqrt{1 - \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2 c^2}} = dt\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} \qquad (1.17)$$

bu yerda $\vartheta^2 = \vartheta_x{}^2 + \vartheta_y{}^2 + \vartheta_z{}^2$, ϑ - harakatdagi soatning tezligi.

Ifoda (1.17) ni integrallash natijasida tinch turgan soat bo‘yicha $t_2 - t_1$ vaqt o‘tganda, harakatdagi soat bo'yicha o ‘tgan vaqtni topamiz:

$$t_2' - t_1' = \int_{t_1}^{t_2} dt\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} \qquad (1.18)$$

Shunday qilib, tinch turgan soat bo'yicha $t_2 - t_1$ vaqt o'tganda, harakatdagi soat bo'yicha $t_2' - t_1'$ vaqt o'tadi.

Harakatdagi jisrn bilan bog'langan soat bo'yicha hisoblangan vaqt "xususiy vaqt" deyiladi.

Endi xususiy vaqt masalasini har ikkala sanoq sistema inersial bo'lgan holda ko'rib chiqamiz. K inersial sanoq sistemadagi soatga nisbatan boshqa soat to'g'ri chiziqli tekis harakat qilayotgan bo'lsin. Bu holda (1.17) ga asosan, K sistemadagi kuzatuvchi uchun K' sistemadagi soat orqada qoladi. Harakat nisbiy bo'lganligi sababli, K' sistemadagi kuzatuvchi uchun K dagi soat harakatda bo'ladi va u orqada qoladi. Yuzaki qarashda , ichki qarama-qarshilik bordek ko'rinadi.

Qarama - qarshilikning paydo bo'lishiga K va K ' sanoq sistemalarining bir-biridan farqlash mumkin emasligidadir. Masalan, harakatdagi K' sistemadagi soatning orqada qolishini ko'rsatish uchun K sistemada K' ning harakat yo'nalishida bir-biridan biror masofada turgan ikkita soat olamiz. K' dagi soat birinchi soatning qaniday o'tish vaqtida har ikkala soatning ko'rsatishi bir xil bo'lsin. K' dagi soat Ma'lum vacitdan keyin K dagi ikkinchi soatning yonidan o'tadi. Bu paytda soatlarning ko'rsatishi turlicha bo'lib, K' dagi orqada qolganini ko'rarniz.

Endi holatni o'zgartiramiz, ya'ni K ga bitta, K' ga esa ikkita soat joylash-tiramiz va yuqoridagi faraziy tajribani qaytaramiz. Bu holda K dagi soat orqada qolganini aniqlaymiz.

Shunday qilib, soatlarning yurishini solishtirish uchun birinchi sanoq sistemada bir nechta, boshqasida esa bitta soat kerak bo'lar ekan. Shuning uchun bu jarayon ikkala sanoq sistema uchun smiietrik emas.

Xulosa: domio turli soatlar bilan taqqoslanayotgan soat orqada qoladi.

Inersial sanoq sistemadagi ikkita soatdan biri tinch tursin, ikkinchisi berk travektoriya bo'yicha harakat qilib boshlang'ich holatga qaytib kelganida tinch turgan soatga nisbatan harakatdagi soat orqada qolgan bo'ladi Berk travektoriya bo'ylab harakat qilayotgan soat bilan bog'langan sanoq sistema inersial bo'laolmaydi. Shu sababli, teskari fikr to'g'ri bo'lmaydi Chunki tabmat qonunlari faqat inersial sanoq sistemalarida bir xil bo'ladi Bunga " vaqt" yoki " egizaklar" paradoksi deyiladi.

4-savol bayoni: Lorents almashtirishlari.

Yer sirtidan 10 - 30 ki balandlikda kosmik nurlar atmosferadagi kislorod, azot va boshqa eleientlarning atomlarini tinmisiz bOmbardmion qilish natijasida zaryadlangan zarrachalar va neytral π – iezonlar hosil bo'ladi Bunday π-iezonlardan bittasinig Yer tOmon harakatini kuzataylik. U bilan bogmangan sanoq sistemada (raketa sistemasi yoki r-sistema deb ataymiz) iezonning o'rtacha yashash vaqti $2.55 \cdot 10^{-8}$ s. Shu vaqtda u μ-iezon va neytrinoga parchalanadi. r-sistemada iezonning tugilish (birinchi voqea) vaqtini va koordinatasini mos ravishda $t' = 0, \quad x' = 0$ deb qabul qilamiz. Uning parchalanish (ikkinchi voqea) vaqti va koordinatasi $t' = t_\pi, \quad x' = 0$ ga teng bo'lsin. Yerdagi kuzatuvchi (laboratoriya sistemasi yoki /-sistema) uchun π-iezon qancha vaqt yashaydi va qanday masofani bosib o'tadi? Bunday savollarni istalgan boshqa bir juft voqea uchun berish mumkin. Bu savolga javob oddiy bo’lib - masofa va vaqt intervali bilan aniqlanadi. Lekin, bunday javob real masofalar va real vaqtlarda berilmaganligi uchun bizni qanoat-lantirmaydi, tajriba natijalari bilan solishtirishning mikoni yo‘q. Shuning uchun, javob sharOmtni hisobga olgan holda berilishi kerak.

Birorta voqeaning r-sistemadagi (x', y', z', t') koordinatasi va vaqti bilan shu voqeaning ℓ-sistemadagi (x, y, z, t) koordinata va vaqti orasmda bogmanishni topish, ya’ni almashtirish formulalarini aniqlash kerak. Bunday almashtirishlarni aniqlash juda sodda bo’lib , quyidagi to'rtta shartga. asoslanadi:

1. Fazo va vaqtning xossalari saqlanishi uchun almashtirish formu-lalari chiziqli bo’lishi kerak.
2. Almashtirish koeffitsiyentlari qanday voqea ko’rilayotganligiga bog’liq bOmmasligi kerak.
3. Almashtirish koeffitsiyentlari r-sistemaga nisbatan tinch turgan nuqtaning ℓ-sistemada x - o'qining musbat yo‘nalishida “raketa” tezligiga teng bo’lgan tezlik bilan harakatlanishini ta’minlashi kerak.
4. Almashtirish intervalning invariantligini saqlashi kerak.

Soddalik uchun har ikkala sanoq sistemaning koordinata o ‘qlari mos ravishda bir-biriga parallel va r-sistema /-sistemaga nisbatan Ox o'qining musbat yo'nalishida $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanayotgan holni ko'rib chiqamiz. Yuqoridagi prinsiplarni avval π-iezonning parchalanish jarayoniga tatbiq qilamiz. Bu holda π-iezon bilan bog'langan sistema r-sistema vazifasini o'taydi. Ikki voqea orasmdagi intervalning kvadrati

$$c^2t^2 - x^2 = c^2t'^2 - x'^2 = c^2t'^2 = c^2t_\pi^2 \qquad (1.19)$$

Bu ifodani sanoq sistemalarning nisbiy tezligi

$$\vec{V} = \frac{x}{t}, \quad x = \vec{V}t \qquad (1.20)$$

orqali qayta yozamiz:

$$c^2t^2 - V^2t^2 = c^2t'^2 = c^2t_\pi^2 \qquad (1.21)$$

Bu tengliklardan ℓ- sistemada π- iezonning yashash vaqtini topamiz:

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t_\pi}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (1.22)$$

bu yerda $\beta = \frac{\vec{V}}{c}$. (1.20) dan foydalanib

$$x = \frac{\vec{V}t'}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (1.23)$$

ni hosil qilamiz. (1.22) - (1.23) ifodalar biz qidirayotgan almashtirishlarning xususiy holini beradi.

Endi π-iezonning tug’ilishi r-sistemaning koordinata boshi va $t' = 0$ momentda emas, balki ixtiyoriy (x ', t') da sodir bo’lsin. Bu hOm uchun (1-22)

- (1-23) almashtirish formumalarini yuqoridagi shartlarning birinchisiga asosan quyidagi ko'rinishda yozish kerak:

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1-\beta^2}} + Ax', \qquad x = \frac{Vt'}{\sqrt{1-\beta^2}} + Bx' \qquad (1.24)$$

Bu almashtirishlar orqali intervalning invariantligining matematik ifodasi quyidagi ko'rinishni oladi:

$$c^2\left(\frac{t'}{\sqrt{1-\beta^2}} + Ax'\right)^2 - \left(\frac{Vt'}{\sqrt{1-\beta^2}} + Bx'\right)^2 = c^2t'^2 - x'^2$$

Yuqoridagi tenglik barcha x', t' uchun o‘rinmi bOmish shartidan, bu tenglikning o’ng va chap tOmonlarida x'^2, t'^2 va $x't'$ ishtirok etgan hadlar mos ravishda bir-biriga teng bo’lishi kerak. Bu shartlardan noma’lum koeffitsientlar A va V ni topamiz:

$$A = \frac{\beta}{c\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad B = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

Bu ifodalarni (1.24) qo'yish natijasida qidirilayotgan almashtirishlarni aniqlaymiz:

$$t = \frac{t' + \frac{V}{c^2}x'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad x = \frac{x' + Vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad y = y', \qquad z = z' \qquad (1.25)$$

Ushbu ifodalar voqealarning ℓ-sistemadagi koordinatalarini r- sistemadagi koordinatalari orqali aniqlab beradi va **Lorenz almashtirishlari deb ataladi.** Bu yerda harakat x o’qiga parallel bo’lganligi uchun, u = y' va z =z' bo’lishini inobatga oldik.

Teskari almashtirish formulalarini olish uchun (1.25) da $(t, x) \to (t', x')$ va $(V \to -V)$ almashtirishlarni bajarish kifoya qiladi:

$$t' = \frac{t + \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad x' = \frac{x + Vt}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad y' = y, \qquad z' = z \qquad (1.26)$$

Sanoq sistemalarning nisbiy harakat tezligi $V << c$ bo’lganda Lorentz almashtirishlari Galiley almashtirishlariga o ‘tishini (1.25) va (1.26) formulalardan ko’rish qiyin emas.

ℓ- va r- sistemalarning nisbiy harakati ixtiyoriy y o‘nalishda bo’lgan hOm uchun, Lorentz almashtirishlarini umumlashtiramiz. Buning uchun radius-vektorning harakat va unga perpendikular bo’lgan yo‘nalishlarga proeksiyalarini ($\vec{r}_\parallel$, $\vec{r}_\perp$) kiritamiz. Radius vektorning harakat yo‘nalishiga perpendikular bo’lgan tashkil etuvchisi bir sanoq sistemadan ikkinchisiga o’tganda o‘zgarmaydi. Uning harakat yOmmalishiga proeksiyasi esa x kabi almashadi:

$$t = \frac{t' + Vr'_\parallel/c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad r_\parallel = \frac{r'_\parallel + Vt'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \qquad r_\perp = r'_\perp. \qquad (1.27)$$

Lorentz almashtirishlarini keltirib chiqarishning yuqoridagidan farq qiladigan boshqa yOmlari ham mavjud. Masalan, x0y tekisligida o‘qlarni birorta θ burchakga burib, yangi koordinatalarga o ‘tish mumkun.
Eski koordinatalardan yangisiga o‘tish formulalari matematika kurslaridan ma’lum. Bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o‘tish formulalarini aniqlash uchun, t0x tekisligida o‘qlarni burish yangi koordinata sistemasiga o'tishga ekvivalent ekanligidan foydalaniladi. Bu holda burish burchagi o‘qlarni oddiy burishdan farqli ravishda, mavhum bo’ladi va sanoq sistemalarining nisbiy tezligiga bog’liq bo’ladi Bunday yOm bilan almashtirish formulalarini topsak, yana (1.25) natijani olamiz.

Galiley almashtirishlaridan farqli ravishda, Loretnz almashtirishlari nokommutativlik xossasiga ega, ya’ni ikkita ketma-ket Lorentz almashtirish-larining natijasi ular qanday ketma- ketlikda bajarilishiga bogliq. Sanoq sistemalarining harakat tezliklari parallel bo’lgan hOm bundan istisnodir.

Muhokama uchun savollar:

1. Lorens almashtirishlaridan maqsad nima?
2. Lorens almashtirishlaridan koordinata kattaliklari qanday o‘zgaradi?
3. Lorens almashtirishlarida xususiy uzunlik tushunchasi deb nimaga aytiladi?

5-savol bayoni: Tezlikni almashtirish.

Lorentz almashtirishlaridan foydalanib, moddiy nuqtaning birorta anoq sistemasidagi tezligi bilan uning ikkinchi sanoq sistemasidagi tezligi orasmdagi bog'lanishni topamiz. Ilgaridek K ' sistema K sistemaga nisbatan x - o'qi bo'ylab V tezlik bilan harakatlanayotgan bo’lsin. Moddiy nuqtaning K ' va K sistemalarga nisbatan tezligini mos ravishda $\vec{\vartheta}'$, $\vec{\vartheta}$ bilan belgilaymiz. Ularning koordinata o'qlariga proeksiyalari quyidagicha aniqlanadi:

$$\vartheta'_x = \frac{dx'}{dt'}, \quad \vartheta'_y = \frac{dy'}{dt'}, \quad \vartheta'_z = \frac{dz'}{dt'} \qquad (1.32)$$

$$\vartheta_x = \frac{dx}{dt}, \quad \vartheta_y = \frac{dy}{dt}, \quad \vartheta_z = \frac{dz}{dt} \qquad (1.33)$$

Tezliklar orasmdagi bog'lanishni topish uchun (1.25) almashtirish formulalarini diffensmallaymiz:

$$dt = \frac{dt' + \frac{V}{c^2}dx'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad dx = \frac{dx' + Vdt'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad dy = dy', \quad dz = dz' \qquad (1.34)$$

Bu ifodalarning oxirgi uchtasining birinchisiga nisbatini olamiz va (1-32)-(1.34) ni hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\vartheta_x = \frac{\vartheta'_x + V}{1 + \frac{\vartheta'_x V}{c^2}}, \quad \vartheta_y = \frac{\vartheta'_y\sqrt{1-\beta^2}}{1 + \frac{\vartheta'_x V}{c^2}}, \quad \vartheta_z = \frac{\vartheta'_z\sqrt{1-\beta^2}}{1 + \frac{\vartheta'_x V}{c^2}} \qquad (1.35)$$

Bu formulalar nisbiylik nazariyasida tezliklarning almashtirish qonunini aniqlaydi.
Ular kichik tezliklarda klassik mexanikadagi tezliklarni qo'shish formulalasiga

o‘tadi. Haqiqatan ham V, ϑ'_x« c bo’lganda

$$1+\frac{\vartheta'_x V}{c^2}\approx 1, \qquad \sqrt{1-\beta^2}\approx 1$$

munosabatlar o'rinli bo’ladi Bundan (1.35) ifoda (1.2) ga o'tishi ko'rish qiyin emas.

Tezliklarni almashtirish formulalarini V/c ning darajalari bo'yicha qatorga yoyib, uning birinchi tartibli hadlari bilan chegaralansak. almashtirish formula-lari quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\vartheta_x=\vartheta'_x+V\left(1-\frac{\vartheta'^2_x}{c^2}\right), \quad \vartheta_y=\vartheta'_y\left(1-\frac{\vartheta'_x V}{c^2}\right), \quad \vartheta_z=\vartheta'_z\left(1-\frac{\vartheta'_x V}{c^2}\right)$$

Bularni birlshtirib vektor ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{\vartheta}=\vec{\vartheta}'+\vec{V}-\frac{1}{c^2}\left(\vec{V}\vec{\vartheta}'\right)\vec{\vartheta}' \tag{1.36}$$

Bu ifodada tezliklar $\overline{V}$ va $\vec{\vartheta}'$ nosmiietrik qatnashishi Lorentz almashtirishlari **nokommutativligining** natijasidir.

K ' sanoq sistemada ioddiv nuqtaning tezligi x'- o'qiga parallel bo’lmasa, ya'ni $\vartheta'_x=\vec{\vartheta}'$, $\vartheta'_y=\vartheta'_z=0$. U holda:

$$\vartheta_x=\vec{\vartheta}=\frac{\vec{\vartheta}'+\vec{V}}{1+\frac{\vartheta'_x\overline{V}}{c^2}}, \qquad \vartheta_y=\vartheta_z=0 \tag{1.37}$$

Bu ifoda nisbiylik nazariyasida **parallel tezliklarni qo'shish formulasini beradi**. Eynshteyn nisbiylik prinsipidan kelib chiquvchu yorug'lik tezligining maksimal ekanligi (1.35) va (1.37) ifodalardan yaqqol ko'rinib turibdi. Birorta sanoq sistemada $\vec{\vartheta}'=$ s bo’lsin deb faraz qilamiz. Bu tezlik ixtiyoriy boshqa sanoq sistemada s ga teng bo’ladi:

$$\vec{\vartheta}=\frac{c+\vec{V}}{1+\frac{c\overline{V}}{c^2}}=c \tag{1.38}$$

Agar biror sanoq sistemada $\vec{\vartheta}'<$ s bo’lmasa, uning tezligi ixtiyoriy boshqa sanoq sistemada yorug'lik tezligidan kichikligicha qoladi. Haqiqatan ham K ' sistemada moddiy nuqtaning tezligi $\vartheta'=c-\delta$ va sanoq sistemaning tezligi $V=c-\varepsilon$ $(\delta\rangle 0,\varepsilon\rangle 0)$ bo’lmasa, (1.37) dan $\vartheta<$ s ekanligini ko'rish mumkin. Shunday qilib, har biri yorug‘lik tezligidan kichik bo’lgan ikkita tezlikning yig'indisi har domi yorug'lik tezligidan kichik bo’ladi

6-savol bayoni: To‘rt O’lchovli vektorlar va tenzorlar.

Bu yerda vektor va tenzorlar haqida qisqacha ma’lumotlarni aksariyat hollarda isbotsiz keltiramiz. Quyida keltirilgan ta’rif, formula va qOmdalarni R.X. Mallinning “Maydon nazariyasi” kitobidan oldik. Kengroq ma’lumotlarni shu kitobdan yoki vektor va tenzor analizga bag‘ishlangan boshqa kitoblardan topish mumkin.

N O’lcham fazoda ikki sistema koordinatalari orasmdagi to‘g‘ri va teskari almashtirish berilgan bo’lsin:

$$x'^i = x'^i\left(x^1,\ x^2,...,\ x^n\right) \tag{1.42}$$

$$x^i = x^i\left(x'^1,\ x'^2,...,\ x'^n\right) \tag{1.43}$$

Bu yerda $x'^i = x'^i\left(x^1,\ x^2,...,\ x^n\right)$ va $x^i = x^i\left(x'^1,\ x'^2,...,\ x'^n\right)$ funksiyalar bir qiymatli, uzluksiz va kerakli marta differensiallanuvchi funksiyalardir. To‘g‘ri va teskari almashtirish yakobmanlari nolga teng bOmmagan funksiyalardir.

(1.42) va (1.43) dan

$$dx'^i = \sum_j \frac{\partial x'^j}{\partial x^i} dx^j = \frac{\partial x'^j}{\partial x^i} dx^j \tag{1.44}$$

$$dx^i = \sum_j \frac{\partial x^j}{\partial x'^i} dx'^j = \frac{\partial x^j}{\partial x'^i} dx'^j \tag{1.45}$$

To‘g‘ri almashtirishning $\partial x'^j / \partial x^i$ koeffitsientlari bilan teskari almashtirishning $\partial x^j / \partial x'^i$ koeffitsientlari orasmda quyidagicha bog‘lanish mavjud:

$$\frac{\partial x^i}{\partial x'^j}\frac{\partial x'^j}{\partial x^k} = \delta^i_k, \qquad \frac{\partial x'^i}{\partial x^j}\frac{\partial x^j}{\partial x'^k} = \delta^i_k,$$

Agar $\{x^1, x^2, ..., x^n\}$ sistemasida N ta $\{a_1, a_2, ..., a_n\}$ kattaliklar berilgan bo’lib. koordinatalarni (1.42) formula, bo‘yicha almashtirganda bu kattaliklar $\{a'_1, a'_2, ..., a'_n\}$ kattaliklarga

$$a'_i = \frac{\partial x^j}{\partial x'^i} a_j \tag{1.46}$$

formula bo‘yicha almashtirilsa, shu N ta kattaliklar to‘plami *kovarmant* vektor deyiladi, kattaliklarning o‘zi esa uning komponentalari deb ataladi. *N* O’lchovli fazoda aniqlangan skalyar funksiya xususiy hosilalarining to‘plami (skalyar funksiyaning gradienti) kovarmant vektorga misol bo’ladi

Agar $\{x^1, x^2, ..., x^n\}$ sistemasida N ta $\{a^1, a^2, ..., a^n\}$ kattaliklar berilgan bo’lib, koordinatalarni (1.43) formula bo‘yicha almashtirganda bu kattaliklar $\{a'^1, a'^2, ..., a'^n\}$ kattaliklarga

$$a'^i = \frac{\partial x'^i}{\partial x^j} a^j \tag{1.47}$$

formula bo‘yicha almashtirilsa, shu *N* ta kattaliklar to‘plami *kontravarmant* vektor deyiladi, kattaliklarning o‘zi esa uning komponentalari deb ataladi. (1.44) va (1.47) dan ko‘ramizki, koordinatalarning differensiallari qanday almashtirish qonuniga bo‘ysunsa, kontravarmant vektorning komponentalari ham o‘sha almashtirish qonuniga bo‘ysunadi. Koordinatalarning differensiallari kontravarmant vektor bo’ladi Xususiy holda sistema koordinatalarini almashtirish formulalari chiziqli bo’lganda koordinatalar to‘plami ularning differensiallarining to‘plami kabi kontravarmant vektorni tashkil qiladi.

Kovarmant va kontravarmant vektorlar bir biridan indekslarni yozish usuli bilan farq qilinadi. Kovarmant vektor indekslari o‘ng yonining pastiga yoziladi (masalan a_i, b_i, va hokazo), kontravarmant vektor indekslari esa o‘ng yonining tepasiga yoziladi (masalan a^i, b^i va hokazo). Uch O’lchovli (Yevklid) fazoda dekart koordinatalari sistemasida kontravarmant va kovarmant vektorlar orasmda hech qanday farq yo‘q.

Bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga Lorens almashtirishlari bilan o‘tishni koordinatalarni almashtirish va $ct,\ x,\ y,\ z$ kattaliklarni to‘rt O’lchovli sistemada koordinatalar deb olsak, ularning to‘plami kontravarmant vektor bo’ladi Uning komporientalarini

$$x^0 = ct,\ \ x^1 = x,\ \ x^2 = y,\ \ x^3 = z$$

deb belgilaymiz. Bu kattaliklar to‘plamini 4-radius - vektor deb ataymiz. Koordinata boshida va *(x°, x^1, x^2, x^3)* dunyo nuqtasida sodir bo’lgan ikki voqea orasmdagi interval

$$\left(x^i\right)^2 = \left(x^0\right)^2 - \left(x^1\right)^2 - \left(x^3\right)^2 - \left(x^3\right)^2$$

invariant bo’lib, to‘rt O’lchovli koordinatalar sistemasini ixtiyoriy chiziqli burishlarda, xususan Lorens almashtirishlarida o‘zgarmaydi. Shuning uchun uni 4-radius vektor kvadratining ta’rifi deb qabul qilamiz.

Berilgan to‘rtta kattaliklar *(A°, A^1, A^2, A^3)* koordinatalar sistemasi almashtirilganda 4-radius- vektor kabi almashtirilsa, bu kattaliklar to‘plaini to‘rt O’lchovli kontravarmant vektor yoki qisqacha 4-vektor deyiladi. Kattaliklar esa uning komponentalarini tashkil qiladi. Ular uchun Lorens almashtirishlari o‘rinli

$$A^0 = \frac{A'^0 + \frac{V}{c}A'^1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A^1 = \frac{A'^1 + \frac{V}{c}A'^0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A^2 = A'^2, \quad A^3 = A'^3. \tag{1.49}$$

Bu qOmda bo‘yicha almashinadigan vektor - Lorens almashtirishlariga nisbatan vektordir. 4-vektorning kvadrati (1,48) singari quyidagicha aniqlanadi:

$$\left(A^i\right)^2 = \left(A^0\right)^2 - \left(A^1\right)^2 - \left(A^3\right)^2 - \left(A^3\right)^2 \tag{1.50}$$

4-vektorning A^1, A^2, A^3 komponentalari fazoviy (uch O’lchovli) komponentali deyiladi va uch O’lchovli fazoda koordinata o‘qlarini burishga nisbatan 3-vektordir. A^0 esa vaqt komponentasi bo’lib, yuqoridagi burishlarga nisbatan 3-skalyardir. Shu ma’noda 4-vektorni $\left(A^0, A\right)$ ko‘rinishda yozish mumkin.

Kontravarmant vektor bilan bir qatorda komponentalari 4-skalyar (1.50) hosilalari bilan aniqlangan kovarmant vektor kiritamiz. Bu vektorning komponentalari kovarmant vektorning komponentalari bilan quyidagicha bog‘langan:

$$A_0 = A^0, \quad A_1 = A^1, \quad A_2 = A^2, \quad A_3 = A^3. \tag{1.51}$$

Bu belgilashlarda 4-vektorning kvadrati

$$A^i A_i = A^0 A_0 + A^1 A_1 + A^2 A_2 + A^3 A_3 \tag{1.52}$$

Bu kattalik interval singari musbat (vaqtsmion), manfiy (fazosmion) va nolga teng (yorug‘liksmion) bo’lishi mumkin. 4-vektorning kvadrati singari ikkita 4-vektorning skalyar ko‘paytmasini kiritamiz:

$$A^i B_i = A^0 B_0 + A^1 B_1 + A^2 B_2 + A^3 B_3 \qquad (1.53)$$

Ikki vektorning skalyar ko‘paytmasi 4-skalyar bo’lib, Lorens almashtirishlariga nisbatan invariantdir. (1.51) ifodadan kontravarmant va kovarmant 4-vektorlar orasmda sodda bog‘lanish borligini ko‘ramiz. Bu bog‘lanishni qOmda sifatida ta’riflaymiz: Fazoviy indekslarni (1, 2, 3) yuqoriga ko‘tarishda yoki pastga tushirishda 4-vektor komponentalarining ishorasm o‘zgaradi. Bunday amal 0 indeks bilan bog‘liq bo’lganda vektor komponentasining ishorasm o‘zgarmaydi.

Kovarmant vektorlar uchun Lorens almashtirishlarini quyida keltiramiz:

$$A_0 = \frac{A'_0 + \frac{V}{c} A'_1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A_1 = \frac{A'_1 + \frac{V}{c} A'_0}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A_2 = A'_2, \quad A_3 = A'_3 \qquad (1.54)$$

Tenzor tushunchasini kiritishda kovarmant va kontravarmant vektor komponentalarini almashtirish qonunlari asos qilib olinadi. To‘rt O’lchovli fazoda T^{ij} ko‘rinishda berilgan 16 ta kattaliklar koordinatalar sistemasi almashtirilganda ikkita kontravarmant 4-vektor komponentalarining ko‘paytmasi singari almashtirilsa, bu kattaliklar to‘plami 2-rangli kontravarmant 4-tenzor deyiladi, kattaliklarning o‘zi esa uning komponentalari deb ataladi. Kovarmant T_{ij} va aralash T_j^i 4-tenzorlarga kontravarmant 4-tenzor kabi ta’rif beriladi. Aralash tenzorlarda T_j^i va T_i^j larni bir biridan farqlash lozimt. Indekslarni yuqoriga ko‘tarishda yoki pastga tushirishda vektorlar uchun ta’riflangan qOmda bu yerda ham o‘rinlidir. Masalan:

$$A^{00} = A_{00}, \quad A^{01} = -A_{01}, \quad A^{12} = -A_{12}, ...,$$

$$A_0^0 = A_{00}, \quad A_1^0 = -A_{01}, \quad A_3^2 = -A_{23}, ...,$$

Tenzor ta’rifiga ko‘ra 1-rangli tenzor - vektor, 0-rangli tenzor esa skalyar kattalikdir. Yuqori rangli tenzorlarning ta’rifi 2-rangli tenzorning ta’rifiga o‘xshaydi. Biz 2-rangli tenzordan yuqori rangli tenzorlardan foydalanmaymiz. Shu sababli quyida faqat 2-rangli tenzorlar haqida gap yuritamiz.

Tenzor indekslarining o‘rinlarini almashtirish natijasida yana tenzor hosil bo’ladi Indekslaridan ikkitasining o‘rnini almashtirish natijasida mos komponentalarining son qiymati va ishoralari o‘zgarmaydigan tenzor shu ikki indeksga nisbatan smiietrik deyiladi. Masalan 3-rangli tenzor uchun $T^{ijk} = T^{ijk}$ bo’lmasa u (j, k) indekslarga nisbatan smiietrikdir. 2-rangli tenzor smiietrik bo’lmasa, $T^{ij} = T^{ij}$ shart o‘rinli bo’ladi Ikkinchi rangli smiietrik 4-tenzorning mustaqil komponentalarining soni o‘ntadir.

Indekslaridan ikkitasining o‘rnini almashtirish natijasida mos komponentalarining son qiymati o‘zgarmaydigan, faqat ishoralari teskariga o‘zgarsa, tenzor shu ikki indeksga nisbatan antismiietrik deyiladi. Masalan 3-rangli tenzor uchun $T^{ijk} = -T^{ijk}$ bo’lmasa, u *(j, k)* indekslarga nisbatan antismiietrikdir. 2-rangli tenzor antismiietrik bo’lmasa, $T^{ij} = -T^{ij}$ shart o‘rinli bo’ladi Ikkinchi rangli antismiietrik 4-tenzorning mustaqil komponentalarining soni oltitadir.

Smiietrik yoki antismiietrik bOmmagan tenzor asmiietrik deyiladi. Lekin ikkinchi rangli har qanday tenzordan smiietrik va antismiietrik tenzor hosil qilish mumkin. Haqiqatdan ham berilgan ixtiyoriy T_{ij} tenzordan yangi tenzor tuzarniz:

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(T_{ij} + T_{ji}\right) \tag{1.55}$$

Bu tenzor indekslarini o‘rnini almashtirishga nisbatan smiietrikdir. Endi o‘sha T_{ij} tenzordan yana boshqa tenzor tanlaylik:

$$A_{ij} = \frac{1}{2}\left(T_{ij} + T_{ji}\right) \tag{1.56}$$

Bu tenzor esa indekslarini o‘rnini almashtirishga nisbatan antismiietrikdir. (1.55) va (1.56) ifodalardan quyidagini hosil qilamiz:

$$T_{ij} = S_{ij} + A_{ji} \tag{1.57}$$

Demak, ikkinchi rangli har qanday tenzorni smiietrik va antismiietrik qisilarga ajratish mumkin.

Tenzorlarning Simmetriy xossasi invariantlik xususiyatiga ega: biror koordinatalar sistemasida tenzor smiietrik yoki antismiietrik bo’lmasa, u bunday xossasini har qanday sistemada saqlab qoladi.

Bir xil bo’lgan ikkita indeks bo‘yicha yig‘indi olish tenzorni yig‘ishtinsh (soddalashtirish) deyiladi. Bunda tenzorning ranggi ikkitaga pasayadi. Masalan: To‘rtinchi rangli tenzorni ikkita ixtiyoriy indeksi bo‘yicha yig‘ishtirsak, ikkinchi rangli tenzor hosil bo’ladi Uchinchi rangli tenzorni ikkita ixtiyoriy indeksi bo‘yicha yig‘ishtirsak birinchi rangli tenzor - vektor hosil bo’ladi Nihoyat ikkinchi rangli tenzorni yig‘ishtirsak nolinchi rangli tenzor - skalyar hosil bo’ladi Bu skalyar tenzorning *“i z i”* deyiladi.

To‘rt O’lchovli fazoda T^{ij} tenzorni ikki xil yOm bilan yig‘ishtirish mumkin:

$$I = T_I^I = T_I^I = T_0^0 + T_1^1 + T_2^2 + T_3^3 \tag{1.58}$$

$$I_1 = T_{ii} = T^{ii} = T^{00} + T^{11} + T^{22} + T^{33} \tag{1.59}$$

Bu yerda I haqiqiy skalyar, I_1 esa ma’noga ega bOmmagan kattalikdir.

Birlik va ietrik tenzorlar tushunchasini kiritamiz. Birlik 4-tenzor shunday tenzorki, uni ixtiyoriy 4-vektorga ko‘paytmasini yig‘ishtirganmiizda yana o‘sha vektor hosil bo’ladi, ya’ni

$$\delta_j^i A^j = A^i$$

Birlik 4-tenzorning komponentalari

$$\delta_j^i = \begin{cases} 1\, agar\ i = j \\ 0,\ agar\ i \neq j \end{cases} \tag{1.60}$$

Birlik 4-tenzorning yuqori indeksi pastga tushirilsa g_{ij} kovarmant yoki pastki indeksi yuqoriga ko‘tarilsa g^{ij} kontravarmant ietrik tenzor hosil bo’ladi Kovarmant va kontravarmant ietrik tenzorlar farqlanmaydilar.

$$\left(g^{ij}\right)=\left(g_{ij}\right)=\begin{pmatrix}1 & 0 & 0 & 0\\ 0 & -1 & 0 & 0\\ 0 & 0 & -1 & 0\\ 0 & 0 & 0 & -1\end{pmatrix} \qquad (1.61)$$

Birlik va ietrik tenzorlarning komponentalari barcha sanoq sistemalarda birdaydir.

Kovarmant ietrik tenzorni kontravarmant vektorga ko‘paytirib yig‘ishtirilsa u kovarmant vektorga aylanadi:

$$g_{ij}A^{j}=A_{i}$$

Xuddi shunday kontravarmant ietrik tenzorni kovarmant vektorga ko‘paytirib yig‘ishtirilsa u kontravarmant vektorga aylanadi:

$$g^{ij}A_{j}=A^{i}$$

Shunday qilib, ietrik tenzorlar indeksni pastga tushirish va yuqoriga ko‘tarish vazifasini bajarar ekan.

Nazorat savollari:

1. Klassik mexanika relyativstik mexanikadan prinsipmal qanday farq qiladi?
2. Galiley va nisbiylik nazariyalarning bir-biri bilan mos tushadigan fikrlar bormi?
3. Nisbiylik prinsiplarida qanday fizik kattaliklar invariant bo’lishi kerak?
1. Lorens almashtirishlaridan maqsad nima?
2. Lorens almashtirishlaridan koordinata kattaliklari qanday o‘zgaradi?
3. Lorens almashtirishlarida xususiy uzunlik tushunchasi deb nimaga aytiladi?
7. Galiley va Eynshteyn nisbiylik prinsiplari bir-biridan qanday farq qiladi?
8. Nisbiylik nazariyasida zarralarning o‘zaro ta’siri klassik mexanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
9. Nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasi o‘rinli bo’ladmii?
10. Eng qisqa ta’sir prinsipi elektrodinamikada qanday ko‘rinishga ega bo’ladi?
11. Vektorlar analizi elektrodinamikada qanday qOmlaniladi?
12. Skalyar va vektor kattaliklar qanday ifodalaniladi?
13. To‘rt O’lchovli vektorlarga o‘tish qanday mulohazalar asosida paydo bo’lgan?
14. Qanday kattaliklar uch O’lchovli vektorlarda to’liq bOmmaydi?
15. To‘rt O’lchovli vektorlar qachon qOmlaniladi?
16. Vektorlardan tenzorlarga qanday o‘tiladi?
17. Kronikker smivoli nima ma’noni anglatadi?

1- Amaliy mashg‘ulot mavzusi: Elektrodinamikaning matematik apparati. Vektor va tenzorlar. Ular ustida amallar.

Darsning maqsadi:

Elektrodinamika bo’limida vektor va tenzorlarga Omd nazariy bilmilarini amaliy mustahkailash.

Identiv o‘quv maqsadlari:

1.1 Uch O’lchovli vektorlarni tushntirib bera oladi.
1.2 To‘rt O’lchovli vektorni uch O’lchovli vektordan farqini biladi.
1.3 Tenzorlarni qOmlanilishini aytib bera oladi.

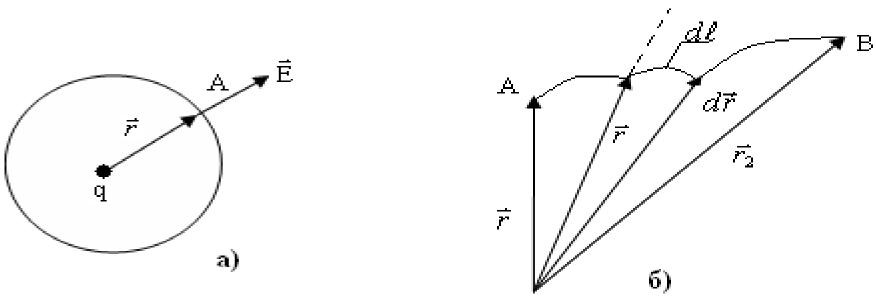
Masalalar yechish tartibi:

1-masala.
Nuqtaning zaryad maydonining kuchlanganligi va potensiali uchun

a) $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\frac{q\vec{r}}{r^3}$, b) $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$, v) $\varphi = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$

munosabatlar topilsin.

Yechish: ***q***-nuqtaviy zaryad elektr maydonini hosil qilayotgan bo’lsin. Shu zaryadda r- masofada yotuvchi a-nuqtadagi $\vec{E}$-maydon kuchlanganligi va φ-potensialini hisoblaymiz. Koordinata boshini zaryad joylashgan nuqtada deb hisoblab, zaryadni r-radiusli sfera bilan o‘raymiz (1-rasm) .



1-расм.

Simmetriy xususiyatiga ko‘ra, elektrostatik maydon $\vec{E}$-vektori va kuch chiziqlari sfera radiusi bo‘ylab uning sirtiga ko‘ra perpEndikulyar ravishda yo‘naladi. Sfera sirti $S = 4\pi r^2$ ekanligini va $\vec{E} = \frac{1}{4\pi\varepsilon}\int_L \frac{\tau\vec{r}}{r^3}d\ell$ formulaga ko‘ra

$grad\left(\frac{1}{2}\right) = -\frac{r}{r^3}$ ko‘ra $\left|\vec{E}\right| = \frac{N_E}{S} = \frac{q}{\varepsilon \cdot 4\pi r^2}$ yoki $\vec{E} = \frac{q}{4\pi\varepsilon}\frac{\vec{r}}{r^3}$ (2) hosil qilinadi. Masala shartidagi (1) tenglamaning (a) hosil qilindi.

Endi maydonning A –nuqtadagi potensialini topamiz. Buning uchun, avvalo uning A va V nuqtalari orasmdagi $\varphi_1 - \varphi_2$ potensiallar farqini topamiz. Buning uchun 2-ifodani e’tiborga olib va $\int_A^B \vec{E}d\ell = -\int_1^2 grad\varphi d\vec{\ell} = -\int_A^B d\varphi = \varphi(A) - \varphi(B)$ (3) ifodadan foydalanib $\varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell} = \frac{q}{4\pi\varepsilon}\int_{r_1}^{r_2}\frac{\vec{r}d\vec{\ell}}{r^3}$ (4) munosabatni hosil qilamiz. Rasmdan $dr = d\ell\cos\left(\vec{r}d\vec{\ell}\right)$ bo’lishini aniqlab, integral ostidagi $\vec{r}d\vec{\ell} = rd\ell\cos\left(\vec{r}d\vec{\ell}\right) = rdr$ (5) ifodasini olamiz.

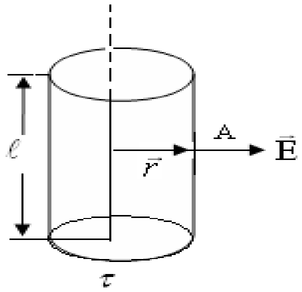
Bu natijani 4-ifodaga qo‘ysak, $\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\varepsilon}\int_{r_1}^{r_2}\frac{dr}{r^3} = \frac{q}{4\pi\varepsilon}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)$ (6) hosil bo’ladi

Bunda masala shartini 1-tenglamasidagi b-ifodasi hosil bo’ladi 6-tenglamaga ba’zi shartlarni qOmlaymiz. Odatdan nazariy fizikada chekli hajmda joylashgan zaryadlarning cheksizlikdagi potensiali nolga teng deb olinadi. Demak, $r_2 \to \infty$ deb olinsa, $\varphi_2 = 0$ bo’ladi U holda $r_1 = r$ va $\varphi_1 = \varphi$ deb olinsa, 6-ifodadan

$\varphi = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r}$ (7) kelib chiqadi.

2-masala: Uzunligi bo‘yicha τ-chiziqli zichlik bilan bir tekis zaryadlangan cheksiz o‘tkazgich maydoni uchun $\vec{E} = \dfrac{\tau\vec{r}}{2\pi\varepsilon r^2}$ va $\varphi_1 - \varphi_2 = \dfrac{\tau}{2\pi\varepsilon}\ln\dfrac{r_2}{r_1}$ (1) formulalar isbotlansin.

Yechish: O‘tkazgichning uzunligi ℓ-deb olinsa, uning to’liq zaryadi $q = \tau\ell$ qiymatga teng bo’ladi o‘tkazgichni r-radiusli va ℓ-balandlikli silindr bilan o‘raymiz (2-rasm).



2-расм.

Simmetriy xususiyatlaridan ma’lumki Ye-vektor o‘tkazgichga va silindr yon sirtiga perpEndikulyar ravishda r-radiusi bo‘ylab yo‘naladi va bu maydon r-masofa funksiyasi bo’ladi Maydon kuchlanganligini L-kontur bo‘yicha hisoblash formulasiga ko‘ra $\vec{E} = \dfrac{1}{4\pi\varepsilon}\int\limits_L \dfrac{\tau\vec{r}}{r^3}d\ell$ hamda silindrning yon sirti $S = 2\pi r\ell$ ekanligini e’tiborga olib, Ostrogradskiy-Gauss teoremasidan foydalanib $\left|\vec{E}\right| = \dfrac{N_E}{S} = \dfrac{q}{\varepsilon 2\pi r\ell} = \dfrac{\tau}{2\pi\varepsilon r}$ yoki $\vec{E} = \dfrac{\tau\vec{r}}{2\pi\varepsilon\vec{r}^{\,2}}$ so‘ralgan natijani topamiz.

Xuddi shuningdek $\int\limits_A^B \vec{E}d\vec{\ell} = -\int\limits_A^B grad\varphi d\vec{\ell} = -\int\limits_A^B d\varphi = \varphi(A) - \varphi(B)$ formuladan foydalanib

$\varphi_1 - \varphi_2 = \int\limits_1^2 \vec{E}d\vec{\ell} = \dfrac{\tau}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}\int\limits_{r_1}^{r_2}\dfrac{\vec{r}d\ell}{r^2} = \dfrac{\tau}{2\pi\varepsilon}\ln\dfrac{r_2}{r_1}$ isbot topiladi.

.

3-MAVZU: RELYATIVISTIK MEXANIKA.

REJA:

1. Nisbiylik nazariyasida eng qisqa ta’sir prinsipi.
2. Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi.
3. Relyativistik zarraning parchalanishi.
4. Relyativistik zarraning to‘qnashishi.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Ta’sir integrali, eng qisqa ta’sir prinsipi, erkin zarra, energiya, impuls, tinch holatdagi energiya, Gamilton funksiyasi, foton, neytrino, parchalanish, bog‘lanish energiyasi, yemirilish, elastik to‘qnashish, tepki impulsi, ultrarelyativistik.

1-savolning bayoni: Nisbiylik nazariyasida eng qisqa ta’sir prinsipi.

Oldingi bobda ko‘rib chiqilgan nisbiylik nazariyasining umumiy prinsiplarini moddiy nuqta mexanikasiga tatbiq qilamiz. Moddiy nuqta yoki zarracha tushunchalaridan birday foydalanamiz. Katta tezliklar bilan harakatlanuvchi zarrachalar mexanikasi **relyativistik mexanika** deyiladi. Ushbu majmua doirasida nisbiylik nazariyasi nuqtai nazaridan mexanika qonunlarining barchasini qayta ko‘rib chiqish mumkin emas. Relyativistik zarrachalarga nisbiylik nazariyasini tatbiq qilish qanday prinsipmal o‘zgarishlarga olib kelishmi o‘rganish bilan chegaralanamiz, Masalan, Nyuton inersiya qonuni nisbiylik nazariyasida ham o‘rinli bo’lib, barcha inersial sanoq sistemalarda bajariladi. Galiley almashtirishlariga nisbatan invariant bo’lgan Nyutonning ikkinchi qonuni, Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant emas. Shundan kelib chiqqan holda, asosiy maqsadmiiz mexanika qonunlarini relyativistik invariant ko‘rinishda tushuntirib berishdir.

Har qanday ko‘rinishdagi harakat qonunlarini o‘rganishda universal bo’lgan variyatsion **prinsip - eng qisqa ta’sir prinsipini asos qilab olamiz**. Bu prinsipga asosan, **Har qanday sistema uchun A va B dunyo nuqtalari orasmda olingan shunday integral mavjudki, haqiqiy harakat uchun u minimumga ega, variyatsiyasi esa, nolga teng.**
Bu integral ta’sir integrali deyiladi.

Tashqi kuchlar ta’sirida bo’lgan erkin moddiy nuqta uchun ta’sir integralini aniqlaymiz. Bunda nisbiylik prinsipidan kelib chiqadigan quyidagi umumiy qOmdalarni asos qilib olamiz:

1. **Ta’sir integrali sanoq sistemalariga bog‘liq bOmmagan invariant – skalyar kattalik bo’lishi kerak;**
2. **Birinchi qOmdaga asosan integral ostidagi funksiya ham invariant bo’lishi kerak;**
3. **Integral bir karrali bo’lganligi uchun, uning ostida birinchi tartibli differensial turishi kerak.**

Bu talablarga javob beruvchi va fazoning izotropligi va bir jinsliligini, bundan tashqari vaqtning bir jinsliligini aks ettiruvchi bitta kattalik bizga ma’lum, u ham bo’lmasa interval diffensmalidir. Shunday qilib, yuqoridagi fikrlarni hisobga olib erkin moddiy nuqta uchun ta’sir integralini

$$S = -\alpha \int_a^b ds \tag{1}$$

ko‘rinishda yozish mumkin. Bu yerda α proporsionallik koeffitsienti bo’lib, ma’nosi keyin ochiladi. Integral moddiy nuqtaning t_1 va, t_2 vaqt momentidagi ikkita holatini aniqlovchi *a* va *b* voqealar orasmdagi dunyo chizig‘i bo‘yicha olinadi. Birinchidan, har ikkala voqea bir moddiy nuqta bilan bog‘langanligi uchun ular orasmdagi interval vaksmion, ya’ni musbat bo’ladi Ikkinchidan, integral 4-faza to‘g‘ri chiziq bo‘yicha olinganligi uchun, u maksimal qiymatni qabul qiladi. Shuning uchun, integral oldidagi minus ishorasm ta’sir integrali minimumga ega bo’lishini ta’minlab beradi.

Ta’sir integrali (1) ni quyidagi ko‘rinishda yozamiz.

$$S = \int_{t_1}^{t_2} L dt \tag{2}$$

Bu yerda Lagranj funksiyasi deyiladi. Interval uchun (1.17) ifodadan foydalanib ta’sir integralini

$$S = -\alpha c \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} dt \tag{3}$$

ko‘rinishda yozamiz. (2) va (3) ifodalarni taqqoslab, Lagranj funksiyasi uchun quyidagi ifodani olarniz:

$$L = -\alpha c \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} \tag{4}$$

Endi proporsionallik koeffitsienti α ning ma’nosini ochamiz. Moddiy nuqtaning tezligi $\upsilon << c$ bo’lsin deb faraz qilamiz. Bu holda (4) bilan aniqlangan Lagranj funksiy klassik mexanikadagl Lagranj funksiyasiga o‘tishi kerak. (4) ifodani υ^2 / c^2 ning darajalari bo‘yicha qatorga yoyib υ^2 ga proporsional had bilan chegaralanamiz:

$$L = -\alpha c \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \approx -\alpha c + \frac{\alpha \upsilon^2}{2c} \tag{5}$$

Bu yerda birinchi had o‘zgarmas bo’lganligi uchun, mexanika kursidan bizga ma’lum bo’lgan Lagranj funksiyasing xossasiga binoan tushirib qoldiramiz. Ikkinchi hadni klassik mexanikadagi erkin moddiy nuqtaning Lagranj funksiyasi

$$L_{kl} = \frac{m\upsilon^2}{2} \tag{6}$$

bilan taqqoslab $\alpha = mc$ ekanligini aniqlaymiz.

Shunday qilib relyativistik erkin zarrachaning ta’sir integrali

$$S = -mc \int_a^b ds = -mc^2 \int_{t_1}^{t_2} \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} dt \tag{7}$$

Lagranj funksiyasi

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \frac{\upsilon^2}{c^2}} \tag{8}$$

ifodalar bilan aniqlanishini

Muxokama uchun savollar:

1. Ta’sir va Lagranj funksiyalari qanday bog‘lanishga ega bo’ladi?
2. Eng qisqa ta’sir prinsipi qanday ma’noni anglatadi?
3. O‘zaro ta’sirlarning tarqalish tezligi deb nimaga aytiladi?

2-savolning bayoni: Nisbiylik nazariyasida zarraning impulsi va energiyasi.

Bizga ma’lumki Lagranj funksiyasidan tezlik komponentalari bo‘yicha olingan hosila impulsning mos komponentalariga teng bo’ladi Shu holaga ko‘ra (8) dan tegishli hosilalar olib, relyativistik zarrachaning impulsini topamiz:

$$p_x = \frac{m\upsilon_x}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \quad p_y = \frac{m\upsilon_y}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}, \quad p_z = \frac{m\upsilon_z}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{9}$$

yoki vektor ko‘rinishida

$$p = \frac{m\upsilon}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{10}$$

Lagranj funksiyasi (8) vaqtga oshkora bog‘liq emas, shuning uchun, Gamilton funksiyasi energiyaga teng bo’ladi:

$$H = \varepsilon = p\upsilon - L = \frac{m\upsilon^2}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} + mc^2\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{11}$$

Bu munosabat juda muhim bo’lib, relyativistik zarrachaning tezligi nolga teng bo’lganda ham uning energiyasi noldan farqli va musbat bo’lishini ko‘rsatadi, ya’ni

$$\varepsilon = mc^2 \tag{12}$$

Bu kattalik zarrachaning tinch holatdagi energiyasi deyiladi va fundaiental ma’noga ega. Demak, (11) zarrachaning tinch holatdagi va harakat bilan bog‘liq bo’lgan kinetik energiyalaridan tashkil topgan ekan.

Odatda Gamilton funksiyasi impuls orqali yoziladi. (9) yoki (10) ifodalardan tezlikni impuls orqali ifodalaymiz:

$$\upsilon^2 = \frac{p^2c^2}{\sqrt{m^2c^2 + p^2}} \tag{13}$$

Bu ifodani (11) ga qo‘yib Gamilton funksiyasini impuls orqali yozamiz:

$$H = \sqrt{p^2c^2 + m^2c^4} \tag{14}$$

Zarrachaning tezligi yorug‘lik tezligidan juda kichik bo’lganda (10) va (11) klassik mexanikadagi impuls va energiya ifodasiga o‘tishi kerak. Haqiqatdan ham $c \to \infty$ da bu ifodalar quyidagi ko‘rinishni qabul qiladi:

$$p = m\upsilon \tag{15}$$

$$\varepsilon = mc^2 + \frac{m\upsilon^2}{2} \tag{16}$$

Bu yerda (16) klassik zarrachaning irnpulsiga teng, (17) esa klassik zarrachaning kinetik energiyasidan mc^2 bilan farq qiladi. Bu yana bir marta relyativistik zarrachaning energiyasi ikki qisidan iborat ekanligini ko‘rsatadi.

Shu vaqtgacha bitta zarrachani ko‘rish bilan chegaralanib keldik. Ammo uning elementarligi (ichki tuzilishi) to‘g‘risida gapirganirniz yo‘q. Shu sababli yuqoridagi barcha gaplar zarrachalar sistemasi uchun harn o‘rinli bo’ladi Faqat bu holda tezlik zarrachalar sistemasining bir butun harakat tezligi va massasi esa to'liq massaga teng deb olishmiiz kerak. Nisbiylik nazariyasida erkin jismni energiyasi, klassik fizikadagi jismni energiyasidan farqli ravishda aniq qiymatga ega va musbat bo'ladi Klassik fizikada energiya uchun hisob boshi ixtiyoriy bo'lganligi sababli, u musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin.

Relyativistik erkin zarracha impulsi va energiyasi orasmdagi bog'lanishni (9)-(10) ifodalarga asosan quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$p=\frac{\varepsilon\upsilon}{c^2} \tag{17}$$

Zarrachaning tezligi $\upsilon \to c$ da (10)-(11) ga asosan uning impulsi va energiyasi cheksizga intiladi. Ammo (17) ifoda bu holda ma'noga ega bo'ladi Masalan, yorug'lik tezligi bilan harakatlanuvchi massasi nolga teng bo'lgan zarrachalar uchun (17) quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$p=\frac{\varepsilon}{c} \tag{18}$$

Massasi noldan farqli bo'lgan jismni yorug'lik tezligiga yaqin tezlik bilan harakatlanganda (ultrarelyativistik zarrachalar) holda uning tinch holatdagi energiyasi harakat bilan bog'liq bo'lgan energiyadan juda kichik bo'ladi Bu holda (18) munosabat taqriban o'rinli bo'ladi

Varmatsion prinsip orqali zarrachaning energiya va impulsini to'rt O'lchovli ko'rinishda aniqlaymiz. Buning uchun ta'sir integrali (7) ni varmatsiyalashda

$$ds=\sqrt{dx_i\ dx^i} \quad \delta(ds)=\frac{dx_i}{ds}\delta\left(dx^i\right)$$

hisobga olamiz:

$$\delta S=-mc\int_a^b \frac{dx_i}{ds}\delta\left(dx^i\right)=-mc\int_a^b \frac{dx_i}{cd\tau}\delta\left(dx^i\right)=-mc\int_a^b u_i\delta\left(dx^i\right) \tag{19}$$

Bu yerda u_i 4-tezlik. (19) ni bo'laklab integrallaymiz:

$$\delta S=-\,mu_i\delta x^i\Big|_a^b+m\int_a^b \frac{du_i}{ds}\delta x^i ds \tag{20}$$

Eng qisqa ta'sir prinsipiga asosan zarraning boshlang'ich va oxirgi nuqtalari bir xil bo'lgan $\left(\delta x^i\big|_a=\delta x^i\big|^b=0\right)$ traektoriyalar solishtiriladi. Bunga asosan (20) dagi birinchi had nolga teng. Ikkinchi haddan esa

$$m\frac{du_i}{ds}=0 \tag{21}$$

ekanligi kelib chiqadi, ya'ni erkin zarrachaning tezligi to'rt O'lchovli ko'rinishda ham o'zgarmas ekanligi kelib chiqdi. (21) erkin zarrachanirig hararakat tenglamasining to'rt O'lchovli ko'rinishini beradi.

Energiya va impulsni to‘rt O’lchovli ko‘rinishda yozish uchun (20) da masalan δx^i yuqori chegarada nolga teng emas deb olish kerak. Ta’sir integralining varmatsiyasi nolga teng bOmmasdan koordinataning funksiyasi bo’ladi:

$$\delta S = -mu_i \delta x^i \Big|^b = -mu_i \delta x^i \tag{22}$$

Bu yerda yuqori chegara o‘zgaruvchi bo’lganligi uchun, natija *b* nuqtaga tegishli ekanligini yozish shart emas.

Ta’sir integralining varmatsiyasi invariant - skalyar kattalik bo’lganligi uchun (2.22) ifodaning o‘ng tomoni ham skalyar bo’lishi kerak, ya’ni ikki 4-vektorning skalyar ko‘paytmasiga teng bo’lishi kerak. δx^i 4-vektor bo’lganligi uchun

$$p^i = mu^i \tag{23}$$

to‘rt O’lchovli vektor bo’ladi Komponentalar mavjudligini inobatga olsak, bu vektorning vaqt komponentasi energiyani yorug‘lik tezligiga nisbatiga qolgan uchtasi esa uch O’lchovli impulsga teng ekanligini aniqlaymiz. p^i kontravarmant 4-impuls deyiladi:

$$p^i = \left(\frac{\varepsilon}{c}, p\right) \tag{24}$$

Shunday qilib, relyativustik mexanikada zarrachaning energiyasi va impulsi bitta 4-vektorning komponentalari ekan. To‘rt O’lchovli fazoda aniqlangan har qanday 4-vektorni almashtirish formulalariga asosan, bir sarioq sistemasidan ikkinchisiga o‘tganda energiya va impuls uchun almashtirish formulalarini olamiz:

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon' + Vp'_x}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad p_x = \frac{p'_x + \frac{V}{c^2}\varepsilon'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad p_y = p'_y, \quad p_z = p'_z \tag{25}$$

Erkin zarracha impulsining kvadrati $p^i p_i = m^2 c^2$ bo’lib invariant kattalikdir.

Kuchning oddiy ta’rifiga o‘xshash 4-kuch vektorini kiritamiz:

$$f^i = \frac{dp^i}{d\tau} = m\frac{du^i}{d\tau} = m\omega^i \tag{26}$$

Bu yerda ω^i- 4-tezlanish vektori. Komponentalardan foydalanib, 4-kuch vektorining komponentalarini yozamiz:

$$f^0 = \frac{1}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{F\upsilon}{c\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{27}$$

$$f^1 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{dp_x}{dt} = \frac{F_x}{c\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{28}$$

$$f^1 = \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{dp_y}{dt} = \frac{F_y}{c\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{29}$$

$$f^1=\frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\frac{dp_z}{dt}=\frac{F_z}{c\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}} \tag{30}$$

Bu yerda $F=dp/dt$ uch O'lchovli relyativistik kuch. Bu vektorning vaqt komponentasi (27) kuchning bajargan ishi bilan bog'liq. 4-kuchning komponentalarini birlashtirib yozish mumkin:

$$f^i=\left(\frac{F_\upsilon}{c\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}},\quad \frac{F}{\sqrt{1-\frac{\upsilon^2}{c^2}}}\right) \tag{31}$$

Muhokama uchun savollar:

1. Klassik mexanikadagi energiya va impuls ifodasi relyativistik mexanikadagi ifodasidan qanday farq qiladi?
2. Energiya va impuls hamda Lagranj funksiyalari o'zaro qanday bog'lanishga ega?
3. Zarraning tinch holatdagi energiyasi ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
4. Gamilton funksiyasini tushuntiring.

3-savol bayoni: Relyativistik zarraning parchalanishi.

Zarrachalarning o'z-o'zidan parchalanishi klassik fizikada kuzatilmaydi. Kvant mexanika qonunlari o'rinli bo'lgan mikrodunyoda, ya'ni elementar zarrachalar fizikasida bu masala relyativistik zarrachalarning elastik to'qnashishi masalasida tOma o'rganiladi. Bu yerda relyativistik zarrachaning parchalanishini va elastik to'qnashish masalasini relyativistik mexanika doirasida ko'rib chiqamiz. Bu o'z navbatida ushbu masalalarni kvant mexanikada o'rganish uchun zamin yaratadi.

Massasi *I* bo'lgan zarrachaning o'z-o'zidan massalari m_1 va m_2 bo'lgan ikkita zarrachaga bOminishini ko'rib chiqamiz. Boshlang'ich vaqtda zarracha tinch turgan bo'lsin. U holda energiya va impulsning saqlanish qonunlari quyidagicha yoziladi:

$$Mc^2=\varepsilon_{10}+\varepsilon_{20},\quad p_{10}+p_{20}=0 \tag{1}$$

Bu yerda ε_{10}, p_{10} va ε_{20}, p_{20} parchalanish natijasida hosil bo'lgan zarrachalarning energiya va impulslari. Hosilaviy zarrachalarning energiyalari tinch holatdagi va kinetik energiyalardan tashkil topganligini va kinetik energiya noldan katta ekanligini hisobga olsak,

$$\varepsilon_{10}>m_1c^2,\quad \varepsilon_{20}>m_2c^2 \tag{2}$$

Bu ifoda va energiyaning saqlanish qonunidan

$$M>m_1+m_2 \tag{3}$$

ekanligi kelib chiqadi. Shunday qilib, zarracha o'z-o'zidan parchalanishi uchun (3) shart bajarilishi kerak ekan. Aks holda ushbu parchalanishga nisbatan boshlang'ich zarracha barqaror bo’ladi Bu holda zarracha parchalanishi uchun tashqarida unga ta’sir qilish kerak.

Hosilaviy zarrachalarning energiyalarini aniqlash uchun impulsning saqlanish qonuni va energiyaning impuls orqali ifodasi quyidagi ko‘rinishda yozib olamiz:

$$p_{10}^2 = p_{20}^2, \quad \varepsilon_{10}^2 = p_0^2c^2 + m_1^2c^4, \quad \varepsilon_{20}^2 = p_0^2c^2 + m_1^2c^4 \tag{4}$$

Ushbu ifodalardan va (2.58) dan quyidagilarni aniqlaymiz:

$$\varepsilon_{10} = \frac{M^2 + m_1^2 - m_2^2}{2M}c^2, \quad \varepsilon_{20} = \frac{M^2 + m_2^2 - m_1^2}{2M}c^2 \tag{5}$$

Yuqori ta’kidlaganmiizdek, zarrachalarning parchalanishi yadro fizikasida muhim ahamiyat kasb yetadi. Shuning uchun olingan umumiy natijalarni yadrolarning barqarorlik shartini klassik nuqtai nazardan topishga tatbiq qilamiz. Protonlar soni Z, neytronlar soni $A-Z\,(Z$ - atom nOmeri, A - massa yoki nuklonlar soni) bo’lgan yadroni ko‘rib chiqamiz. Yadroda proton va neytronlar katta kinetik energiyaga ega, Ammo ular orasmdagi kuchli tortishish (yadro) kuchlari yadroning barqarorligini ta’minlaydi. Shunday yadrolar mavjudki, ular o‘z-o‘zidan parchalanadi. Bunday yadrolar radioaktiv deyiladi.

Yadroning tinch holatdagi energiyasi Mc^2 uni tashkil qilgan zarralarning tinch holatdagi energiyasi $\sum m_0c^2$ va ichki harakat energiyalarining yig‘indisidan iborat bo’ladi Yadro barqaror bo’lishi uchun

$$Mc^2 < \sum m_\alpha c^2 \tag{6}$$

shart bajarilishi kerak.

$$\Delta mc^2 = \sum m_\alpha c^2 - Mc^2 \tag{7}$$

bog‘lanish energiyasi deyiladi. Agar bog‘lanish energiyasi musbat bo’lmasa, yadro barqaror bo’ladi Aks holda yadro o‘z-o‘zidan bo’laklarga parchalanib ketadi.

Bog‘lanish energiyasi bilan bir qatorda yadroning barqarorlik sharti defekt massa

$$\Delta m = \sum m_\alpha - M \tag{8}$$

bilan aniqlash mumkin. Defekt massa musbat bo’lganda yadro barqaror bo’ladi Bu kattalik manfiy bo’lganda yadro barqaror bOmmaydi va o‘z-o‘zidan bo’laklarga parchalanib ketadi.

Biz yadrolarning barqarorligini yuzaki ko‘rib chikdik. Umuman olganda yadroning barqarorligi uchun yuqorida olingan shartlar yetarli emas. Bu masala ancha murakkab bo’lib, ushbu darslik doirasi kirmaydi.

Zarrachalarning parchalanishiga teskari jarayonlari mavjud. Bunday jarayonlarga zarrachalarning ichki holatini o‘zgarishiga olib keluvchi noelastik to‘qnashishlar misol bo’la oladi. Bunday jarayonlarda yangi zarrachalar tug‘ilishi yoki ular qo‘shilish mumkin.

Laboratoriya sistemasida massasi m_1 va energiyasi ε_1 bo’lgan birinchi zarracha m_2 massali tinch turgan zarracha bilan to‘qnashish masalasini ko‘rib chiqaylik. Zarrachalarning boshlang‘ich momentdagi to’liq energiyasi

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \varepsilon_1 + m_2c^2$$

to’liq impulsi esa

$$P = p_1 + p_2 = p_1$$

ifodalar bilan aniqlanadi. Ikkala zarrachani bir butun murakkab sistema deb qaraymiz. Uning tezligi

$$V = \frac{cP}{\varepsilon} = \frac{cp_1}{\varepsilon_1 + m_2 c^2} \tag{9}$$

Bu kattalik to‘qnashuvchi ikkita zarrachaning inersiya markazining l-sistemaga nisbatan tezligiga teng.

Sistemaning umumiy massasini topamiz:

$$M^2 = \frac{1}{c^4}\left(\varepsilon_1 + m_2 c^2\right)^2 - \frac{1}{c^4}\left(\varepsilon_1 - m_1 c^2\right)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2m_2\frac{\varepsilon_1}{c^2} \tag{10}$$

Bu yerda massani hisoblash uchun bir sanoq sistemasidai ikkinchisiga o‘tish shart emasligidan foydalandik.

Muhokama uchun savollar:

1. Zarralarning parchalanishida energiyaning saqlanish qonuni ifodasi qanday yoziladi?
2. Bog‘lanish energiyasi qanday kattalik va u nima uchun kerak bo’ladi?
3. Zarralar parchalanishida impuls saqlanish qonunini qanday bajariladi?

4-savol bayoni: Relyativistik zarraning to‘qnashishi.

Zarrachalarning to‘qnashishi, sochilishi va yemirilishi masalasi elementar zarrachalar fizikasida, qattiq jismnilar fizikasida, plazmada va boshqa bir qator sohalarda muhim ahamiyatga ega. Bu yerda yuqoridagi masalalarni klassik nuqtai nazardan o‘rganamiz.

Birinchi navbatda ikki zarrachaning elastik to‘qnashish masalasini ko‘rib chiqamiz. Zarrachalarning massasilari m_1 va m_2 bo’lsin, Ularning energiya va impulsini to‘qnashishgacha $p_1,\ \varepsilon_1,\ p_2,\ \varepsilon_2$ va to‘qnashishdan keyin $p_1',\ \varepsilon_1',\ p_2',\ \varepsilon_2'$ bilan belgilaymiz.

To‘qnashishda energiya va impulsning saqlanish qonunini to‘rt O’lchovli ko‘rinishda yozamiz:

$$p_1^i + p_2^i = p_1'^i + p_2'^i \tag{1}$$

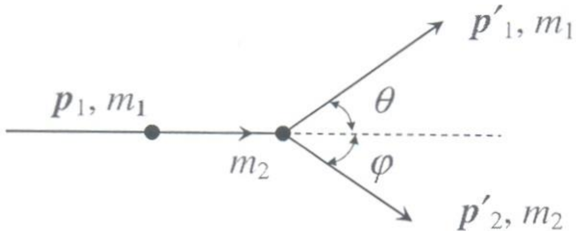
yoki uch O’lchovli ko‘rinishda quyidagicha yoziladi:

$$p_1 + p_2 = p_1' + p_2' \tag{2}$$

$$\varepsilon_1 + \varepsilon_2 = \varepsilon_1' + \varepsilon_2' \tag{3}$$

Saqlanish qonunlari to‘nashish jarayonini ifodalovchi barcha kattaliklarni topish uchun yetarli.

Masalan, l-sistemada uchub kelayotgan birinchi zarracha tinch turgan ikkinchi zarracha $(p_2 = 0)$ bilan to‘qnashish masalasini ko‘rib chiqaylik (1-rasm). Ikkinchi zarrachaning to‘qnashishdan keyingi energiyasini ikkala zarrachaning to‘nashishgacha bo’lgan energiyalari va uning to‘qnashgandan keyingi uchish burchagi φ orqali topamiz. Buning uchun avval yordaichi ifodalarni hosil qilamiz. Saqlanish qonuni (1) ni quyidagi ko‘rinishlarda



1 –rasm. Ikki zarrachaning elastik to‘qnashish dmagraimasi.

yozib olamiz:

$$p_1'^i = p_2^i + p_1^i - p_2'^i \tag{4}$$

Bu 4-vektorni o‘z o‘ziga skalyar ko‘paytiramiz. Bunda

$$p_1^i p_{1i} = p_1'^i p_{1i}' = m_1 c^2, \qquad p_2^i p_{2i} = p_{i2}'^i p_{2i}' = m_2 c^2, \qquad p_1^i p_{2i} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{c^2} - p_1 p_2 = \varepsilon_1 m_2,$$

$$p_1^i p_{2i} = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2'}{c^2} - p_1 p_2' = \varepsilon_1' m_2, \qquad p_1^i p_{2i}' = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2'}{c^2} - p_1 p_2' = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2'}{c^2} - p_1 p_2' \cos\varphi$$

ekanligini hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$\left(\varepsilon_1 + m_2 c^2\right)\left(\varepsilon_2' - m_2 c^2\right) + c^2 p_1 p_2' \cos\varphi = 0 \tag{5}$$

Bu yerda impuls iodularini energiya va massalar orqali yozamiz:

$$p_1 c = \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon_1^2 - m_1^2 c^4}, \qquad p_2' c = \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon_2'^2 - m_2^2 c^4}$$

Bu ifodalarni (5) ga qo‘yamiz va hosil bo’lgan tenglamani ε_2' ga nisbatan yechib quyidagini olamiz:

$$\Delta\varepsilon_2' = \frac{2 m_2 c^2 \left(\varepsilon_1^2 - m_1^2 c^4\right)\cos^2\varphi}{\left(\varepsilon_1 + m_2 c^2\right)^2 - \left(\varepsilon_1^2 - m_1^2 c^4\right)\cos^2\varphi} \tag{6}$$

Bu yerda $\Delta\varepsilon_2' = \varepsilon_2' - m_2 c^2$ ikkinchi zarrachaning to‘qnashish natijasida olgan energiyasi. Bu energiya zarrachalar pesh to‘qnashishida, ya’ni $\varphi = 0$ yoki π da maksimumga yerishadi. Bu hol uchun (6) ifodani birinchi zarrachaning impulsi orqali yozamiz:

$$\left(\Delta\varepsilon_2'\right)^{\max} = \frac{2 p_1^2 c^2}{\left(\sqrt{p_1^2 c^2 + m_1^2 c^4} + m_2 c^2\right)^2 - p_1^2 c^2} m_2 c^2 \tag{7}$$

Shunga o‘xshash ε_2' uchun ifodani topish mumkin. Bu ifoda juda katta bo’lganligi uchun bu yerda keltirmaymiz. Xususiy hollarni ko‘rib chiqamiz.

1. Uchib kelayotgan birinchi zarracha og‘ir, tinch turgan ikkinchi zarracha esa yengil bo’lsin. Bundan tashqari, tushayotgan zarrachaning tezligi g‘oyatta katta bo’lsin. Ya’ni $m_1 >> m_2$ va $p_1 c >> m_1 c^2$. Bu holda (7) dan quyidagini olamiz:

$$\left(\Delta\varepsilon_2'\right)^{\max} = \frac{2 p_1^2}{2 m_2 c p_1 + m_1^2 c^2} m_2 c^2 \tag{8}$$

Tushayotgan zarrachaning impulsi g‘oyatta katta ekanligini (8) olsak, ya’ni

$$p_1 >> \frac{m_1^2 c^2}{m_1 c} = \frac{m_1}{m_2} m_1 c$$

shart bajarilsa, ikkinchi zarrachaga berilgan maksimal energiya birinchi zarrachaning energiyasiga taxminan teng bo'ladi

$$\left(\Delta\varepsilon_2'\right)^{\max} \approx p_1 c \tag{9}$$

2. Uchib kelayotgan birinchi zarracha engil, tinch turgan ikkinchi zarracha esa og'ir bo'lsin. Bundan tashqari tushayotgan zarrachaning tezligi g'oyatta katta bo'lsin. Ya'ni $m_2 >> m_1$ va $p_1 c >> m_1 c^2$ bo'ladi Bu holda (7) dan quyidagini olamiz:

$$\left(\Delta\varepsilon_2'\right)^{\max} = \frac{2p_1^2}{2m_2 c p_1 + m_2^2 c^2} m_2 c^2 \tag{10}$$

Agar $pc >> m_2 c^2$ o'rinli ekanligin hisobga olsak;

Yuqoridagilardan ko'rinib turibdiki, katta impulslarda yelaytik sochilish qonunlari relyativistik mexanikada norelyativistik mexanikadagidan jiddiy farq qiladi. Shunday qilib, tushayotgan zarrachaning impulsi juda katta bo'lganda, massalar nisbati qanday bo'lishidan qat'iy nazar, tushayotgan zarrachaning energiya butunlay boshida tinch turgan zarrachaga uzatiladi. Norelyativistik mexanikada esa, bunday jarayonda energiyaning kichik qismi uzatilshini eslatib o'tamiz.

Yuqoridagi kabi boshqa xususiy hollarni ko'rib chiqish mumkin. Xususan, $pc << m_2 c^2$ va $pc >> m_2 c^2$ hol uchun (7) formuladan ikkinchi zarrachaga uzatilgan energiya norelyativistik mexanikadagi bilan bir xil ekanligini aniqlaymiz:

$$\left(\Delta\varepsilon_2'\right)^{\max} \approx 4\mu\varepsilon_1 \tag{10}$$

Bu yerda $\mu = m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$ keltirilgan massa.

3. Uchib kelayotgan zarrachaning massasi nolga teng bo'lsin. Bu holda uning boshlangich energiyasi $\varepsilon = p_1 c$. Ikkinchi zarracha olgan energiyani topish uchun (7) ifodada $m_1 = 0$ deb olish kifoyadir. Birinchi zarrachaning to'qnashgandan keyingi energiyasi bu holda sodda ko'rinish oladi:

$$\varepsilon_1' = \frac{p_1 c}{p_1 c(1 - \cos o_1) + m_2 c^2} m_2 c^2 \tag{11}$$

Sochilishning umumiy nazariyasini im-sanoq sistemasida ko'rib chiqamiz. Bu holda har ikkala zarrachaning impulslari kattalik jihat teng va qarama qarshi yo'nalgan bo'ladi, ya'ni $p_{10} = -p_{20} = p_0$. Bu yerda "0" kattaliklar im-sonoq sistemasiga tegishli ekanligini ko'rsatadi. Energiya va impulsning saqlanish qonunlariga asosan zarrachalar to'nashgandan keyin impulslarning iodullari o'zgarmaydi, faqat yo'nalishlari o'zgaradi. To'qnashgandan keyin impulslarning burilish burchagi *x sochilish burchagi* deyiladi. Bu burchak sochilash nazariyasida muhim rol o'ynaydi va sochilishni to'liq aniqlab beradi.

Inersiya markazi sanoq sistemasida zarrachalarning sochilgandan keyingi energiyalarini sochilish burchagi orqali aniqlaymiz. Buning uchun, saqlanish qonuni (1) ni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$p_2'^i = p_2^i + p_1^i - p_1'^i \tag{12}$$

Bu 4-vektorning kvadratga oshiramiz. Bunda har bir had ikki 4-vektorlarning skalyar ko‘paytmasi bo’lganligi uchun invariant bo’ladi Shu sababli, uni qaysi sanoq sistemada olishning farqi yo‘q. $p_1^i p_{1i}'$ ni im-sistemada, qolganlarini l-sistemada olamiz. Bir qator sodda amallarni bajarib, sochilgandan keyin zarrachalar energiyasining o‘zgarishi uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\Delta\varepsilon_2' = -\Delta\varepsilon_1' = \frac{m_2\left(\varepsilon_1^2 - m_1^2c^4\right)}{m_1^2c^2 + m_2^2c^2 + 2m_2\varepsilon_1}\left(1 - \cos x\right) \tag{13}$$

Bundan ko‘rinib turibdiki sochilishda zarrachalar energiya almashishi $x = \pi$ da maksimum bo’ladi:

$$\Delta\varepsilon_{2\max}' = -\Delta\varepsilon_{1\min}' = \frac{m_2\left(\varepsilon_1^2 - m_1^2c^4\right)}{m_1^2c^2 + m_2^2c^2 + 2m_2\varepsilon_1} \tag{14}$$

Birinchi zarrachaning to‘qnashishgacha va undan keyingi kinetik energiyalarining nisbati

$$\frac{\varepsilon_{1\min}' - m_1c^2}{\varepsilon_1 - m_1c^2} = \frac{\left(m_1 - m_2\right)^2c^2}{m_1^2c^2 + m_2^2c^2 + 2m_2\varepsilon_1} \tag{15}$$

Kinetik energiyalarning nisbati boshlang‘ich energiyaga bog‘liq ekan. Zarrachaning tezligi kichik bo’lmasa $\left(\varepsilon_1 \approx m_1c^2 + m_1\upsilon^2/2\right)$, (15) faqat massalarga bog‘liq bo’lgan o‘zgarmasga intiladi:

$$\left(\frac{m_1 - m_2}{m_1 + m_2}\right)^2 \tag{16}$$

Bu kattalik klassik natija bilan mos tushadi. Zarrachaning energiyasi katta bo’lganda $\left(\varepsilon_1 >> m_1c^2\right)$ nisbat nolga intiladi. Bu holda energiya o‘zgarmasga intilishini ko‘rsatish mumkin:

$$\varepsilon_1' = \frac{\left(m_1^2 - m_2^2\right)c^2}{2m_2} \tag{17}$$

Natijalarni turli xususiy hollarda ko‘rib chiqsak, yuqorida olingan natijalarni tasdiqlaymiz.

Nazorat savollari:

1. Zarralarning qanday to‘qnashish jarayonlari bor va ular bir-biridan qanday farq qiladi?
2. Elastik to‘qnashishida energiya va impuls qiymatlari qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
3. Elastik va noelastik to‘qnashishlar bir-biridan qanday farq qiladi?
4. Zarralarning parchalanishida qanday kattaliklar aniqlanadi?
5. Zarralarning elastik to‘qnashishida energiya va impuls qanday o‘zgaradi?
6. Zarralarning parchalanishida energiyaning saqlanish qonuni ifodasi qanday yoziladi?

7. Bog‘lanish energiyasi qanday kattalik va u nima uchun kerak bo’ladi?
8. Zarralar parchalanishida impuls saqlanish qonunini qanday bajariladi?
9. Eng qisqa ta’sir prinsipi elektrodinamikada qanday ko‘rinishga ega bo’ladi?

4. Taъsir va Lagranj funkцiylari qanday bog’lanishga ega bOmadi?
5. Eng qisqa taъsir prinsipi qanday iaъnoni anglatadi?
6. O’zaro taъsirlarning tarqalish tezligi deb nmiaga aytiladi?
5. Klassik mehanikadagi energiy va miпulьs ifodasi relytivistik mehanikadagi ifodasidan qanday farq qiladi?
6. Energiy va miпulьs xaida Lagranj funkцiylari o’zaro qanday bog’lanishga ega?
7. Zarraning tinch xolatdagi energiysi ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
8. Gamilьton funkцiysini tushuntiring.
9. Zarralarning пarchalanishida energiyning saqlanish qonuni ifodasi qanday yziladi?
10. Bog’lanish energiysi qanday kattalik va u nmia uchun kerak bOmadi?
11. Zarralar пarchalanishida miпulьs saqlanish qonunini qanday bajariladi?
12. Zarralarning qanday to’qnashish jaraynlari bor va ular bir-biridan qanday farq qiladi?
13. Elastik to’qnashishida energiy va miпulьs qiyiatlari qanday kattaliklarga bog’liq bOmadi?
14. Elastik va noelastik to’qnashishlar bir-biridan qanday farq qiladi?
15. Zarralarning пarchalanishida qanday kattaliklar aniqlanadi?
16. Zarralarning elastik to’qnashishida energiy va miпulьs qanday o’zgaradi?
17. Zarralarning пarchalanishida energiyning saqlanish qonuni ifodasi qanday yziladi?
18. Bog’lanish energiysi qanday kattalik va u nmia uchun kerak bOmadi?
19. Zarralar пarchalanishida miпulьs saqlanish qonunini qanday bajariladi?
20. Eng qisqa taъsir prinsipi elektrodinamikada qanday ko’rinishga ega bOmadi?

4- Mavzu: MIKROSKOPIK ELEKTRODINAMIKA

REJA:

1. Zaryad va elektromagnit maydon.
2. Nisbiylik nazariyasida elementar zarralar.
3. To’rt O’lcham potensial.
4. Elektromagnit maydon tenzori.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Mikroskopik olam, elementar zarralar, to‘rt O’lchovli maydon potensial, vektor potensial, skalyar potensial, elektr maydon kuchlanganligi, magnit maydon kuchlanganligi, kalibrovka (darajalash) invariantligi.

1-savol bayoni: Zaryad va elektromagnit maydon.

Relyativistik nazariyaning mantiqiy davomi mikroskopik elektrodinamikada bayon qilingan. Real sharOmtda turli tuman xossalari bilan bir-biridan keckin farq qiladigan muhitlardagi elektro-dinamika bilan ish ko'rishga to'g'ri keladi. Bu holda nazariya juda murakkablashib ketadi.

Muhitsiz fazodagi elektrodinamika bunday muAmmolardan holi. Bunda faqat zaryadlar va ularning harakati tufayli yuzaga keladigan toklardan iborat bo’lgan fazoda elektrodinamika qonunlari ko'rib chiqil-gan. Shu bilan birga, elektrodinamikaning asosiy matematik apparati ishlab chiqilgan. Mikroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalari -Maksvell-Lorentz tengalamalari eng qisqa ta’sir prinsipiga asoslangan Lagranj formalizmi orqali keltirib chiqariladi. Bu tenglamalar yordamida elektrodinamikaning xususiy masalalari ko'rib chiqilgan.

Zarralarning bir-biri bilan o‘zaro ta’sirini, maydon tushunchasidan foydalanib tavsiflash mumkin. **Bir zarraning boshqasiga ta’siri, shu maydon orqali amalga oshadi.** Klassik mexanikada maydon fizikaviy hodisa-zarralar o‘zaro ta’sirini ifodalashning bir usuli deb qaraladi. Nisbiylik nazariyasida esa, o‘zaro ta’sirlar tarqalish tezligining chekligi tufayli, bunday tushuntirish biroz o‘zgaradi, bir aniq momentda zarraga ta’sir qiluvchi kuchlar, zarralarning shu momentdagi joylashishi bilan aniqlanmaydi. Zarralarda birining vaziyati o‘zgarishi biroz vaqt o‘tgan-dan keyingina boshqa zarralar vaziyatiga ta’sir ko‘rsatadi. Klassik mexanikada bir-biridan ma’lum masofada joylashgan zarralar bevosita o‘zaro ta’sirlashadi deb qaraladi. Aslida o‘zaro ta’sir har bir momentda fazoning qo‘shni natijalari orasmdagi bo’lishi mumkin (yaqin ta’sir). Shuning uchun, bir zarraning maydon bilan o‘zaro ta’siri haqida va maydonning boshqa zarra bilan navbatdagi ta’siri haqida gapirish mumkin.

Zarraning elektromagnit maydon blan o‘zaro ta’siriga nisbatan xossalari birgina paraietr zarraning e-zaryadi deb ataluvchi paraietri bilan aniqlanadi. Bu zaryad musbat, manfiy yoki nolga teng bo’lishi mumkin.

Maydonning xossalari esa to‘rt O’lchovli potensial (to‘rt potensial) deb ataluvchi to‘rt O’lchovli vektor (4- vektor) bilan xarakterlanadi. To‘rt potensial komponenetalari vaqt va koordinatalarning funksiyalaridir.

2-savol bayoni: **Nisbiylik nazariyasida elementar zarralar.**

.

Zaionaviy tasavvurlarga ko‘ra kichik energiyali zarrachalar ikki turga bOminadi. Birinchi turdagilar ichki tarkibi naioyon bOmmaydigan elektron, proton va boshqa elementar zarrachalar bo’lmasa, ikkinchi turdagi-lari shu elementar zarrachalardan tashkil topgan murakkab sistemalar - atomlar, ionlar, nolekulalar bo’lib, mikroskopik zarrachalar deyiladi. Har ikkala turdagi zarrachalarni bundan keyin zarrachalar deb ataymiz. Juda katta sondagi zarrachalar to‘plami makroskopik sistema deyiladi.

Zarrachalarning muhim xarakteristikalaridan biri ular orasmdagi o‘zaro ta’sirdir. Ular masofada turib bir - birlari bilan ta’sirlashadilar. Hozirgi vaqtda. zarrachalar orasmdagi o‘zaro ta’sirning bir necha ko‘rinishlari rnavjud bo’lib, ular zarrachalarrming ma’lum bir xarakteristikasi bilan bog‘langan. Ushbu mavzuda faqat elektromagnit ta’sir bilan bog‘liq bo’lgan masalalarni o‘rganamiz. Bu ta’sir zarrachalarning zaryad deb ataluvchi xarakteristikasi bilan bog‘liq. Zaryad tushunchasi bizga o‘rta maktab kursidan ma’lum bo’lganligi uchun, uning tafsilotlari to‘g‘risida to‘xtalib o‘tirmaymiz.

Zaryadning ikkita muhim xususiyati bor. Birinchisi, zaryadlangan barcha elementar zarrachalarning zaryadi absolyut qiymati birday bo’lib, ishorasm bilan farq qiladi. Ikkinchisi, fundaiental ahamiyatga ega bo’lgan zaryadning barcha hollarda saqlanish qonunidir. Bu qonun tabmat qonunlari ichida eng fundaientali hisoblanadi.

Mikroskopik elektrodinamikada zaryadlangan zarrachalar soni uncha katta bOmmagan sistemalarning xossalari o‘rganiladi. Klassik mexanikada zarrachalarning ta’sirlashishi oniy vaqtdagi ular orasmdagi masofaga bog‘liq bo’lgan o‘zaro ta’sir potensiali bilan aniqlangan. Maydon fizik hodisa - o‘zaro ta’sirni o‘rganishning bir vositasi hisoblanadi. O‘zaro ta’sirning uzatilish tezligi chekli bo’lganligi sababli, nisbiylik nazariyasida holat tubdan o‘zgaradi. Zarrachaga ta’sir etayotgan kuch uning shu vaqtdagi fazodagi o‘rni bilan aniqlanmaydi. Bir zarrachaning fazodagi holatini o‘zgarishi ikkinchi jismnida qandaydir vaqtdan so‘ng o‘z aksini topadi. Maydon fizik reallikka aylanadi. Bu holda bir - biridan ma’lum masofada turgan zarrachalar bevosita ta’sirlashmasdan, fizik real maydon orqali ta’sirlashadi deb hisoblashmiiz kerak. Shunday qilib, zarrachalarning ta’sirlashishi quyidagicha amalga oshadi: Bir zarracha maydon bilan ta’sirlashadi va maydon o‘z navbatida ikkinchi zarracha bilan ta’sirlashadi.

Klassik mexanikada har qanday sharOmtda deformatsiyalanmaydigan, mutloq qattiq jismni tushunchasini kiritish mumkin edi. Nisbiylik nazariyasida bunday tushunchani kiritib bo’lmaydi Chunki turli sanoq sistemadagi kuzatuvchilar uchun jismnining Omchamlari turlicha bo’ladi Shuning uchun, nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasi faqat ko‘rilayotgan sanoq sistema uchun o‘rinli bo’ladi Boshqa sanoq sistemadagi kuzatuvchi uchun, bu jismni endi boshqa qattiq jismga o‘tadi.

DOmraviy diskning o‘z o‘qi atrofida aylanishini ko‘rib chiqamiz. Uni mutloq qattiq jismni deb faraz qilamiz. Disk bilan bog‘langan sanoq sistemasi albatta inersial bo’lmaydi Diskni faraziy kichik bo’laklarga ajratamiz. Har bir bo’lak uchun u bilan bog‘langan sanoq sistemani kiritamiz. Bu sanoq sistemaga nisbatan diskning bo’lagi berilgan vaqt momentida tinch turgan bo’ladi Bunga ko‘ra diskning har bir bo’lagi bilan bog‘langan sanoq sistema inersial bo’ladi Ammo ular bir biridan farq qiladi. Diskning ma’lum bir belgilangan radiusida joylashgan bo’laklarini kuzataylik. Bo’laklar bilan bog‘liq bo’lgan sanoq sistemada ularning radmal uzunliklari ma’lum bir qiymatga ega bo’lsin. Ikkinchi tomondan, bo’laklarning tezligi radiusga perpendikulyar bo’lganligi uchun, tinch sanoq sistemada kuzatuvchi uchun belgilangan radiusdagi bo’laklar uning oldidan o‘tayotganda ularning radmal uzunliklari aynan shu qiymatlarga teng bo’ladi Chunki radius yo‘nalishida Lorens qisqarishi bo’lmaydi Shu vaqtda disk aylanasi bo‘ylab joylashgan bo’laklarning aylana bo‘ylab uzunliklari Lorens qisqarishiga duchor bo’ladi Disk markazidan turli masofalardagi aylanalarning uzunliklarining mos radiuslarga nisbatlari turlicha bo’lib, 1π ga teng bo’lmaydi Boshqacha qilib, aytganda disk aylanish natijasida deformatsiyalanmaydi. Klassik mexanika nuqtai nazaridan u deformatsiyalanmasligi kerak edi. Yuqoridagi kabi bir qator misollarni keltirish mumkin. Bu misoldan ko‘rinib turibdiki, nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasini kiritib bo’lmaydi Shu sababli klassik nisbiylik nazariyasida, real Omchamga ega bo'lgan jismni, Omchamsiz nuqta bilan almashtiriladi.

Muxokama uchun savollar:

1. Nisbiylik nazariyasida zarralarning o'zaro ta'siri klassik mexanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
2. Nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasi o'rinli bo'ladmii?

3-savol bayoni: To'rt O'lcham potensial.

Zarralarning bir-biri bilan o'zaro ta'sirini, maydon tushunchasidan tavsiflash mumkin. **Bir zarraning boshqasiga ta'siri, shu maydon orqali amalga oshadi.** Klassik mexanikada maydon fizikaviy hodisa-zarralar o'zaro ta'sirini ifodalashning bir usuli deb qaraladi. Nisbiylik nazariyasida esa, o'zaro ta'sirlar tarqalish tezligining chekligi tufayli, bunday tushuntirish biroz o'zgaradi, bir aniq momentda zarraga ta'sir qiluvchi kuchlar, zarralarning shu momentdagi joylashishi bilan aniqlanmaydi. Zarralarda birining vaziyati o'zgarishi biroz vaqt o'tgandan keyingina boshqa zarralar vaziyatiga ta'sir ko'rsatadi. Klassik mexanikada bir-biridan ma'lum masofada joylashgan zarralar bevosita o'zaro ta'sirlashadi deb qaraladi. Aslida o'zaro ta'sir har bir momentda fazoning qo'shni natijalari orasmdagi bo'lishi mumkin (yaqin ta'sir). Shuning uchun, bir zarraning maydon bilan o'zaro ta'siri haqida va maydonning boshqa zarra bilan navbatdagi ta'siri haqida gapirish mumkin. Elektromagnit maydonlar nazariyasi qarab chiqamiz. Bunda zarraning berilgan maydon bilan o'zaro ta'sirini o'rganishdan boshlaymiz. Berilgan elektr magnmit maydonda qarayotgan zarra uchun ta'sir ikki qisidan iborat bo'ladi Erkin zarraning ta'siridan

$S=-mc\int_a^b ds$ va zarraning maydon bilan o'zaro ta'sirini xarakterlovchi xaddan iborat. Bu keyingi qisi tarkibida zarrani xarakterlovchi katta-iklardan iborat bo'lishi kerak. **Zarraning elektromagnit maydon bilan o'zaro ta'siriga nisbatan xossalari birgina paraietr zarraning e-zaryadi deb ataluvchi paraietri bilan aniqlanadi**. Bu zaryad musbat, manfiy yoki nolga teng bo'lishi mumkin. **Maydonning xossalari esa, to'rt O'lchovli potensial (to'rt potensial) deb ataluvchi, to'rt O'lchovli vektor (to'rt vektor)** $\vec{A}_\mu$ **-bilan xarakterlanadi.** To'rt potensial komponenetalari vaqt va koordinatalarning funksiyalaridir. Bu kattaliklar ta’sir tarkibiga $-\frac{e}{c}\int_a^b \vec{A}_\mu dx^\mu$ had ko‘rinishda kiradi. Bundagi $\vec{A}_\mu$-funksiyalar zarraning kuch (dunyoviy chizig‘i) natijalariga olinadi. Shunday qilib, elektron magnit maydon zarra uchun ta’sir quyidagicha ko‘rinishga ega.

$$S = \int_a^b \left(-mcds - \frac{e}{c} A_M dx^M \right) \qquad (1)$$

To‘rt vektor ($\vec{A}_\mu$) -uchta fazoviy komponentlari maydonning vektor potensiali uch O’lchovli $\vec{A}$-vektorning tashkil qiladi. Vaqtga bog‘ldiq 4-komponenta esa skalyar potensial deyiladi. Uni $\vec{A} = \varphi$ deb belgilanadi. Shunday qilib,

$$A^\mu = \left(\varphi, \vec{A}\right) \qquad (2)$$

Shuning uchun, ta’sir integralini $S = \int_a^b \left(-mcds + \frac{e}{c}\vec{A}d\vec{r} - e\varphi dt \right)$ ko‘rinishda yozish mumkin yoki zarraning tezligi $\vec{\vartheta} = \frac{d\vec{r}}{dt}$ ni kiritib, vaqt bo‘yicha integrallashga o‘tsak

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \left(-mc^2\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} + \frac{e}{c}\vec{A}\vec{\vartheta} - e\varphi \right) dt \qquad (3)$$

Integral ostidagi ifoda elektromagnit maydondagi zaryad uchun lagranj funksiyasidir.

$$L = -mc^2\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}} + \frac{e}{c}\vec{A}\vec{\vartheta} - e\varphi \qquad (4)$$

Bu ifoda erkin zarra uchun Lagranj funksiyasida zaryadning maydon bilan o‘zaro ta’sirini tavsiflovchi $\frac{e}{c}\vec{A}\vec{\vartheta} - e\varphi$ hadlar bilan farq qiladi. $\frac{\partial L}{\partial t}$-xosila zarraning umumlashgan impulsidir.

$$\vec{P} = \frac{m\vec{\vartheta}}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} + \frac{e}{c}\vec{A} = \vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A} \qquad (5)$$

Maydondagi zarraning Gamilton funksiyasini Lagranj funksiyasidan umumiy formula bo‘yicha topish mumkin: $H = \vec{\vartheta}\frac{dL}{\partial \vartheta} - L$ bu ifodaga (4) formuladagi L-ning qiymatlarini qo‘yib

$$H = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{\vartheta^2}{c^2}}} + e\varphi \qquad (6)$$

ni topamiz. Ammo Gamilton funksiyasi tezlik orqali emas, balki zarraning umumlashgan impuls orqali ifodalanishi kerak. (5) va (6) ifodalardan ko‘rinib turibdiki $H-e\varphi$ va $\vec{p}+\frac{e}{c}\vec{A}$ orasmdagi munosabat maydon yo‘qligidagi N va $\vec{p}$ orasmdagi munosabat kabi bo’ladi:

$$\left(\frac{H-e\varphi}{c}\right)^2 = m^2c^2 + \left(\vec{P}-\frac{e}{c}\vec{A}\right)^2 \tag{7}$$

Kichik tezliklar uchun ya’ni klassik mexanikada (4) ifodadagi Lagranj funksiyasi

$$L=\frac{m\vartheta^2}{2}+\frac{e}{c}\vec{A}\vec{\vartheta}-e\varphi \tag{8}$$

ko‘rinishni oladi. Bu yaqinlashishda impuls $\vec{P}=m\vec{\vartheta}=\vec{P}-\frac{e}{c}\vec{A}$ ko‘rinishda bo’ladi Gamilton funksiyasi esa

$$H=\frac{11}{2m}\left(P-\frac{e}{c}\vec{A}\right)^2+e\varphi \tag{9}$$

ko‘rinishga keladi.

Muxokama uchun savollar:

1. Elektromagnit maydondan harakatlanayotgan zarrachaga ko‘rsatiladigan ta’sir vektor va skalyar potensial orqali qanday ifodalanadi?
2. Vektor va skalyar potensiallar bir-biridan qanday farq qiladi?
3. Lagranj va Gamilton funksiyalari vektor va skalyar potensiallar orqali qanday ifodalanadi?
4. To’rt Omchaili потенцiаl ifodasi qanday ko’rinishga ega?
5. Maydon kattaliklarni bir qiyiatli aniqlash mumkinmi?
6. Vektor va skalyr kattaliklari yngi shunday kattaliklar bilan aliashtirilsa elektr va iagnit maydon o’zgaradmii?
7. Nisbiylik nazariysida zarralarning o’zaro taъsiri klassik mehanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
8. Nisbiylik nazariysida mutloq qattiq jismni tushunchasi o’rinli bOmadmii?
9. Vektor va skalyr kattaliklardan qaysi birini nolga tenglab olsa bOmadi?
10. Elektroiagnit maydon kattaliklari qanday tushuntiriladi?

4-savol bayoni: **Elektromagnit maydon tenzori**.

Endi zaryadning harakat tenglamasining to'rt O’lchovli ko'rinishini hosil qilamiz. Buning uchun, ta’sir integralining to'rt O’lchovli ko'rinishi (3) ni varmatsiyalaymiz:

$$\delta S = \delta \int_a^b \left(-mcds - \frac{e}{c} A_i dx \right) = 0 \qquad (10)$$

Bu yerda $ds = \sqrt{dx_i dx^i}$ ni hisobga olib, uning variatsiysi

$$\delta ds = \delta \sqrt{dx_i dx^i} = \frac{1}{2ds}\left(\delta dx_i dx^i + dx_i \delta dx^i\right) = \frac{dx_i \delta dx^i}{ds}$$

ko'rinishda yozamiz. Skalyar ko'paytmada soqov indekslarni bir vaqtda ko'tarib-tushirishda natija o'zgarmasligidan foydalandik. (10) dagi ikkinchi hadining varmatsiyasi ko'paytmaning varmatsiyasiga teng. Bularni inobatga olib (10) ifodani quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\delta S = -\int_a^b \left(-mc\frac{dx_i \delta dx^i}{ds} - \frac{e}{c} A_i \delta dx^i - \frac{e}{c}\delta A_i dx^i \right) = 0 \qquad (11)$$

Bu yerda $dx_i / ds = u_i / c$, u_i - 4-tezlik. Yuqoridagi ifodaning birinchi va ikkinchi hadlarini bo’laklab integrallaymiz va $\delta x^i(a) = \delta x^i(b) = 0$, $\delta A^i(a) = \delta A^i(b)$ ekanligin hisobga olib quyidagini hosil qilamiz:

$$-\int_a^b \left(-mdu_i \delta x^i + \frac{e}{c} dA_i \delta dx^i - \frac{e}{c}\delta A_i dx^i \right) = 0 \qquad (12)$$

A_i ning variatsiysi va differensialini

$$\delta A_i = \frac{\partial A_i}{\partial x^k}\delta x^k, \qquad dA_i = \frac{\partial A_i}{\partial x^k} dx^k$$

ko'rinishda yozib olamiz. Bunga asosan (12) ni qayta yozamiz:

$$-\int_a^b \left(mdu_i \delta x^i + \frac{e}{c}\frac{\partial A_i}{\partial x^k} dx_i^{\,k} \delta x^i - \frac{e}{c}\delta A_i \delta x_i^{\,k} dx^i \right) = 0 \qquad (13)$$

Birinchi hadda $du_1 = (du_1 / \ d\mathrm{T})d\mathrm{T}$ ukkinchi va uchinchi $dx^{k(i)} = u^{k(i)} d\mathrm{T}$ deb yozamiz, bundan tashqari uchinchi hadda i va k larning o‘rnini
almashtiramiz:

$$\frac{1}{c}\int_a^b \left[m\frac{du_i}{dT} - \frac{e}{c}\left(\frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k} \right) u^k \right] ds\partial x^i = 0 \qquad (14)$$

bu yerda $ds = cdT$. Integral chegaralari “a” va “ b” ixtiyoriy va bu dunyo nuqtalarida $\delta x^k = 0$ bo’lganligi uchun (14) da integral ostidagi ifoda nolga teng bo’lishi kerak, ya’ni

$$m\frac{du_i}{dT} = \frac{e}{c}\left(\frac{\partial A_k}{dx^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k} \right) u^k \qquad (15)$$

Mielgilash kiritamiz:

$$F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k} \qquad (16)$$

Ikkinchi rangli antismiietrik, **4-tenzor** F_{ik} **- elektromagnit maydon 4-tenzori deyiladi.** Bu tenzor orqali zaryadning harakat tenglamasi quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$m\frac{du_i}{dT} = F_{ik}u^k \qquad (17)$$

Bu **zaryadning harakat tenglamasining to‘rt O’lchovli** ko‘rinishidir.

Tenzor F_{ik}-ning alohida eleientlarining qanday fizik kattaliklarga to‘g‘ri kelishini aniqlash uchun $A^i = \left(\varphi, A_x, A_y, A_z\right)$ dan va elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining ta’riflaridan foydalanamiz. Misol uchun, F_{ik}-ning bir necha eleientlarini hisoblaymiz:

$$F_{01} = \frac{\partial A_1}{\partial x^0} - \frac{\partial A_0}{\partial x^1} = -\frac{1}{c}\frac{\partial A_x}{\partial t} - \frac{\partial \varphi}{\partial x} = E_x, \qquad F_{02} = E_y, \qquad F_{03} = E_z$$

$$F_{21} = \frac{\partial A_1}{\partial x^2} - \frac{\partial A_2}{\partial x^1} = -\frac{\partial A_x}{\partial y} + \frac{\partial A_y}{\partial x} = H_z, \qquad F_{13} = H_y, \qquad F_{32} = H_x$$

Elektromagnit maydon tenzorining antismiietrikligidan foydalanib uning qolgan eleientlarini aniqlash mumkin. Endi tenzorni i-indeks qatorning, k-indeks esa ustunning tartib raqamini ko‘rsatuvchi matritsa ko‘rinishida yozamiz:

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & E_x & E_y & E_z \\ -E_x & 0 & -H_z & H_y \\ -E_y & H_z & 0 & -H_z \\ -E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix} \qquad (18)$$

F^{ik} ni yozishda indekslarni ko;tarish va tushirish qOmdasidan foydalandik. Bu tenzorni shartli ravishda ikki vektorning to‘plami sifatida yozish mumkin:

$$F_{ik} = \left\{\vec{E}, \vec{H}\right\}, \qquad F^{ik} = \left\{-\vec{E}, \vec{H}\right\} \qquad (19)$$

Shunday qilib, elektr va magnit maydon kuchlanganliklari bitta 4-tenzorning komponentalari ekan. Bu tenzorga elektr va magnit maydon kuchlanganliklari teng huquqli asosda kiradi.

Uch O’lchovli belgilashlarda (3.) ning uchta fazoviy (i = 1,2,3) tashkil etuvchilari $\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]$ tenglamaga aynan o‘tishiga oson ishonch hosil qilish mumkin. Uning i=0 tashkil etuvchisi bajarilgan ish tenglamasi $\frac{d\varepsilon_{кин}}{dt} = e\vec{\vartheta}\vec{E}$ bilan aynandir. Bu tenglama zaryadning harakat tenglamasidan keltirib chiqarish mumkin. $\frac{d\varepsilon_{кин}}{dt} = e\vec{\vartheta}\vec{E}$ tenglamaning har ikkala tomonini u^i ko'paytirib to'rtta tenglamadan uchtasi o'zaro bog'liq emasligini ko'rish mumkin. Bu masala ko'rilgan. Haqiqatan ham,

$$mu^i \frac{du_i}{dr} = F_{ik} u^i u^k \tag{20}$$

Miglamaning har ikkala tomoni nolga teng. Chap tomonining nolga lengligi 4-tezlikni 4-tezlanishga ko‘paytmasi nolga tengligidan, o‘ng tomoni esa, F_{ik} antismiietrik tenzorni $u^i u^k$ smiietrik tenzorga ko'paytmasi nolga tengligidan kelib chiqadi.

Nazorat savollari:

1. Maydon kattaliklarni bir qiymatli aniqlash mumkinmi?
2. Vektor va skalyar kattaliklari yangi shunday kattaliklar bilan almashtirilsa elektr va magnit maydon o‘zgaradmii?
3. Nisbiylik nazariyasida zarralarning o‘zaro ta’siri klassik
4. mexanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
5. Nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasi o‘rinli bo’ladmii?
6. Vektor va skalyar kattaliklardan qaysi birini nolga tenglab olsa bo’ladi?
7. Elektromagnit maydon kattaliklari qanday tushuntiriladi?
8. Klassik mexanikada Lorens almashtirishlari qanday ko‘rinishda bo’ladi?
9. Relyativistik nazariyaga ko‘ra Lorens almashtirishlaridan qanday xulosa kelib chiqadi?

5-MABZU: Elektromagnit maydondagi zaryad harakat tenglamasi. Potensiallarni kalibrovka intervalligi.

REJA:

1. Elektromagnit maydondagi zaryad harakat tenglamasi.
2. Potensiallarni kalibrovka intervalligi.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Gradient, rotor, divergensiya, yopiq sirt, vektor oqimi, Gauss tenglamasi, Stoks teoremasi, maydon sirkulyatsiyasi, ta’sir integrali, superpozitsiya, variatsiya, betta funksiya, uzluksiz funksiya, uzluksizlik tenglamasi, fazoviy cheksizlik, eng kichik ta’sir prinsipi, siljish toki, magnit zaryadi, energiya-impuls tenzori.

1-savol bayoni: Elektromagnit maydondagi zaryad harakat tenglamasi.

Elektromagnit maydondagi zaryad faqat maydon tomonidan ta'sirlanibgina qolmasdan, balki uning o'zi ham maydonga ta'sir qiladi va uni o'zgartiradi. Ammo, agar **e** - zaryad etarlicha kichik bo'lmasa, uning maydonga ta'sirini e'tiborga olmasa ham bo'ladi Bu holda, berilgan maydonda harakatni tekshirganda, maydonning o'zini zaryadning vaziyatiga, tezligiga bog'liq emas deb hisoblash mumkin. Berilgan biror-bir elektromagnit maydonda zaryadning harakat tenglamalari, Lagranj tenglamalari orqali quyidagicha beriladi.

Lagranj funksiyasi ma'lum bo'lgandan keyin elektromagnit maydonga kiritilgan zaryadning harakat tenglamasini olishga kirishamiz. Bulling uchun birinchi navbatda Lagranj tenglamasini yozamiz:

$$\frac{d}{dt}\frac{\partial L}{\partial \vec{\vartheta}} = \frac{\partial L}{\partial \vec{r}} \qquad (1)$$

bu yerda Lagranj funksiyasi L= - $mc^2\sqrt{1-\vartheta^2/c^2} + \frac{e}{c}\vec{\mathrm{A}}\vec{\vartheta} - e\varphi$ ifoda bilan aniqlanadi

Lagranj tenglamasidagi hosilalarni hisoblaymiz::

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}} = \frac{e}{c} grad\vec{A}\vec{\vartheta} - egrad\varphi \qquad (2)$$

Birinchi hadni keltirilgan gradient, divergensiy va rotor formulalari yordamida hisoblab (2) ni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$\frac{\partial L}{\partial \vec{r}} = \frac{e}{c}\left(\vec{\vartheta}\nabla\right)\vec{A} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta} rot\vec{A}\right] - egrad\varphi \qquad (3)$$

Lagranj tenglamasining chap tomoni umumlashgan impulsdan olingan
vaqt bo'yicha to'liq hosila ekanligini hisobga olsak, (1) quyidagi ko'rinishni qabul qiladi:

$$\frac{d}{dt}\left(\vec{p} + \frac{e}{c}\vec{A}\right) = \frac{e}{c}\left(\vec{\vartheta}\nabla\right)\vec{A} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta} rot\vec{A}\right] - egrad\varphi \qquad (4)$$

Bu yerda $\vec{A}$ koordinata va vaqtning funksiyasi bo'lganligi uchun, undan
vaqt bo'yicha olingan to'liq hosila ikki qisindan iborat bo'ladi ya'ni

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \left(\vec{\vartheta}\nabla\right)\vec{A} \qquad (5)$$

Bu ifodani (4) ga qo'yish natijasida quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{e}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - egrad\varphi + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta} rot\vec{A}\right] \qquad (6)$$

Bu aniqlanishi lozimt bo’lgan tenglama bo’lib, elektromagnit maydon-da zaryadning harakat tenglamasini beradi. Tenglamaning chap tomonida impulsdan vaqt bo'yicha hosila turibdi demak, o‘ng tomonidagi ifoda maydon tomonidan zaryadga ta’sir etuvchi kuchni beradi. Tenglama (3.16) dan ko'rinib turibdiki, maydonga kiritilgan zaryadga ta’sir etuvchi kuch tabmati jihatidan ikki xil ekan, birinchisi

$$\vec{F}_E = -\frac{e}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - egrad\varphi \tag{7}$$

faqat qutb vektorlardan tashkil topgan. Ikkinchisi esa

$$\vec{F}_H = \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta} rot\vec{A}\right] \tag{8}$$

bir tomondan zaryadning tezligiga bog'liq va unga perpendikulyar bo’lmasa, ikkinchi tomondan bu kuch ifodasiga psevdo (aksmal) vektor rot A kiradi. Bunday ajralishda chuqur ma’no bo’lib, maydon ikki xil tabmatga ega ekanligi ko'rsatadi.

Haqiqatan ham, (7) ni elektr maydon tomonidan zaryadga ta’sir etuvehi kuch deb qarash mumkin. U holda

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - grad\varphi \tag{9}$$

birlik zaryadga ta’sir etuvehi kuch bo’lib, elektr maydon kuchlan-ganligi deb ataladi.

Bu fikrni davOm ettirsak , (8) magnit maydon tomonidan zaryadga ta’sir etayotgan kuch bo’ladi

$$\vec{H} = rot\vec{A} \tag{10}$$

esa magnit maydon kuchlanganligi deyiladi.

Endi elektromagnit maydonda zaryadning harakat tenglamasini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right] \tag{11}$$

Bu tenglamaning o‘ng tomonidagi ifoda Lorens kuchi deyiladi. Zaryadga elektr maydon tomonidan ta’sir etuvehi kuch maydon kuchlanganligi bo'ylab yo‘nalgan. Magnit maydon tomonidan ta’sir etuvehi kuch esa, magnit maydon kuchlanganligi va zaryadning tezligiga perpendikulyar yo‘nalgan.

Magnit maydonda zaryadga ta’sir etuvehi kuch uning harakat yo‘nalishiga perpendikulyar bo’lganligi uchun, bu maydonda zaryadni ko'chirishda bajargan ish nolga teng. Demak, zaryadni ko‘chirishda bajarilgan ish faqat elektr maydon bilan aniqlanadi. Vaqt birligida bajarilgan ish (kinetik energiyaning vaqt birligida o‘zgarishi) tezlikni Lorentz kuchiga skalyar ko'paytmasi bilan aniqlanishidan

foydalanamiz va $\left(\vec{\vartheta}\left[\vec{\vartheta}\,\vec{H}\right]\right)$ = 0 ekanligini hisobga olib, (1) dan

quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d\xi_{кин}}{dt} = e\vec{E}\,\vec{\vartheta} \qquad (12)$$

Klassik mexanikada harakat tenglamalari vaqt inversiyasiga nisbatan invariantdir. Ya’ni, kelajak bilan o‘tmish farqlanmaydi. Mexanika qonunlarini klassik nuqtai nazaridan o‘rganamizmi yoki nisbiylik nazariyasi yordamida o‘rganamizmi farqi yo’q. Eng muhimi u tabmat qonunlarini aks ettirishi kerak. Shu sababli, nisbiylik nazariyasida ham zaryadning harakat tenglamasi vaqt inversiyasiga nisbatan invariant bo’lishi kerak. Bu holat qanday xulosalarga olib kelishini ko'rib chiqamiz. Haqiqatan ham, **t → t** almashtirish natijasida elektromagnit maydonda zaryadning harakat tenglamasi (11) o'zgarmay qolishi
uchun:

$$\mathbf{t \to t,\ \varphi \to \varphi,}\quad \vec{E} \to \vec{E},\ \vec{A} \to -\vec{A},\ \vec{H} \to -\vec{H} \qquad (13)$$

almashtirishlar o'rinli bo’lishi kerakligi kelib chiqadi. Shunday qilib, elektr maydonda qandaydir harakat o'rinli bo’lmasa, unga teskari harakat
ham o'rinli bo’ladi Magnit maydonda esa, teskari harakat mumkin emas. Teskari harakat bo’lishi uchun, magnit maydonning yo'nalishini
teskariga almashtirish lozimt bo’ladi

Zaryadning harakat tenglamasini norelyativistik hOm uchun yozamiz. Buning uchun (11) da $\vec{p}$ ni i$\vec{\vartheta}$ bilan almashtirish yetarlidir:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta}\,\vec{H}\right] \qquad (14)$$

Bu tenglama norelyativistik nazariyadan ma’lum bo’lgan elektromagnit maydonda zaryadning harakat tenglamasidir.

2-savol bayoni: Potensiallarni kalibrovka intervalligi.

Zaryadning harakat tenglamasi $\frac{d\vec{P}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]$ da ishtirok etayotgan maydon kuchlanganliklari zaryadga ta’sir etayotgan kuchlar orqali aniqlanadi. Elektomagnit maydon potensiallari i $\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - egrad\varphi$ va $\vec{H} = rot\vec{A}$ harakat tenglamalarda bcvosita ishtirok etmaganligi uchun ularni tajribalardan tiklab bo’lmaydi Demak, ular tajribalarda Omchamnaydigan yordaichi kattaliklar ekan. Shu sababli, maydon kuchlanganliklarining $\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - egrad\varphi$ va $\vec{H} = rot\vec{A}$ kominishidagi ta’rifida potensiallar uchun ixtiyoriylik mavjud bo’lishi kerak.

Ixtiyoriylik darajasi qanday ekanligini ko’rib chiqamiz. Silliq ixtiyoriy funksiya $\psi\left(\vec{r}, t\right)$ yordamida vektor potensialni quyidagicha almashtiramiz:

$$A' = A + grad\psi(r, t) \qquad (1)$$

Bu almashtirishni magnit maydon ta’rifi bo’lgan $\vec{H} = rot\vec{A}$ tenglamaga tatbiq qilamiz:

$$\vec{H} = rot\vec{A} = rot\vec{A}' - rotggrad\psi\left(\vec{r}, t\right) = rot\vec{A}' = \vec{H}' \qquad (2)$$

Bu yerda $rot\, grad\psi(r, t) \equiv 0$ ekanligini hisobga olidik. (2) ga ko‘ra (1) almashtirishga nisbatan magnit maydon kuchlanganligi invariant ekan.

Endi (1) almashtirishni $\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} - egrad\varphi$ ga tatbiq qilamiz:

$$E = -\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} - grad\varphi = -\frac{1}{c}\frac{\partial A'}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial grad\psi}{\partial t} - grad\varphi = --\frac{1}{c}\frac{\partial A'}{\partial t} - grad\left(-\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \varphi\right)$$

Agar skalyar potensial

$$\varphi' = \varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t} + \varphi \qquad (3)$$

ko‘rinishda almashtirilsa, elektr maydon kuchlanganligi ham o'zgarmasligi kom'inadi:

$$E = -\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} - grad\varphi = -\frac{1}{c}\frac{\partial\psi}{\partial t} - grad\varphi' = E' \qquad (4)$$

Shunday qilib, vektor va skalyar potensiallarning ixtiyoriylik komami mos $\psi\left(\vec{r}, t\right)$ funksiyaning gradiyenti va vaqt bo'yicha olingan hosilasi belgilanar ekan, o‘zgarmas elektr maydon uchun $\psi\left(\vec{r}, t\right)$ funksiya o‘zgarmasga teng bo’ladi O‘zgarmas magnit maydon uchun esa, vektor potensialga koordinataga bogmiq bOmmagan o'zgarmas vektorni qo'shish mumkin.

Urnumiy holda (2) va (3) almashtirish formulalari bilan bog'langan (A,φ) va (A',φ') potensiallar bilan aniqlangan maydon kuchlanganliklari bir-biriga aynan tengdir.

Almashtirishlar (2) va (4) ga nisbatan elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining o'zgarmasligi kalibrovka yoki gradient invariantlik deyiladi. Yordaichi funksiya $\psi(\vec{r},t)$ **kalibrovkalovchi funksiya deb ataladi.** Bu funksiyani tanlash orqali turli kalibrovkalarga erishiladi. Amalda qanday kalibrovkalardan foydalaniladi degan savolga keyinroq qaytiladi.

Mavzuning oxirida potensiallarni almashtirish formulalarini to'rt O'lchovli ko'rinishini keltiramiz:

$$A'_k = A_k - \frac{\partial \psi}{\partial x^k} \qquad (5)$$

Nazorat savollari:

1. Elektromagnit maydondan harakatlanayotgan zarrachaga ko'rsatiladigan ta'sir vektor va skalyar potensial orqali qanday ifodalanadi?
2. Vektor va skalyar potensiallar bir-biridan qanday farq qiladi?
3. Lagranj va Gamilton funksiyalari vektor va skalyar potensiallar orqali qanday ifodalanadi?
4. To'rt O'lcham potensial ifodasi qanday ko'rinishga ega?
5. Elektromagnit maydondagi zaryadning harakat tenglamasi qanday kattaliklarga bog'liq?
6. Maydon tenglamalari to'rt O'lchovli vektor va tenzorlar orqali qanday ifodalanadi?
7. Elektromagnit maydonda harakatlanayotgan zarraga ko'rsatiladigan ta'sir vektor va skalyar potensial orqali qanday ifodalanadi?
8. Elektromagnit maydon tenglamalari qanday ko'rinishga ega?
9. Skalyar va vektor potensiallar maydonini to'liq ifodalay oladmii?
10. Maydon kattaliklarni bir qiymatli aniqlash mumkin?
11. Vektor va skalyar potensial kattaliklari yangi shunday kattaliklar bilan o'zgartirilsa, elektr va magnit maydon o'zgaradmii?

6-MAVZU: Elektromagnit maydon kattaliklari uchun Lorens almashtirishlari. Elektromagnit maydon invariantlari.

REJA:

1. Elektromagnit maydon kattaliklari uchun Lorens almashtirishlari.
2. Elektromagnit maydon invariantlari.

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Mikroskopik olam, elementar zarralar, to‘rt O’lchovli maydon potensiali, vektor potensial. Skalyar potensial, elektr maydon kuchlanganligi, magnit maydon kuchlanganligi, kalibrovka (darajalash) invariantligi.

1-savol bayoni: Elektromagnit maydon kattaliklari uchun Lorens almashtirishlari.

Bir inersial sanoq sistemasidan ikkinchisiga o‘tganda maydon kattaliklari - elektromagnit maydon potensiallari va kuchlanganliklari qanday almashishini ko‘rib chiqamiz.

Avvalgidek K va K' sanoq sistemalardagi dekart koordinata o‘qlari ravishda bir-biriga parallel va K' sistema K ga nisbatan x-o‘qi bo‘ylab $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanayotgan holni ko‘ramiz. Elektromagnit maydon potensiallari $A_i = (\varphi, \vec{A})$ 4-vektorni tashkil qilganligi sababli, ular uchun Lorens almashtirishlari to‘rt O’lchovli vektor komponentalari ifodasiga asosan quyidagicha yoziladi:

$$\varphi = \frac{\varphi' + \frac{V}{c} A'_x}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A_x = \frac{A'_x + \frac{V}{c}\varphi'}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad A_y = A'_y, \quad A_z = A'_z \tag{1}$$

Elektromagnit maydon kuchlanganliklari uchun almashtirish formulalarini antismiietrik tenzor uchun 4-masala natijasidan foydalanib yozamiz. Elektr maydon uchun

$$E_x = E'_x, \quad E_y = \frac{E'_y + \frac{V}{c} H'_z}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad E_z = \frac{E'_z - \frac{V}{c} H'_y}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{2}$$

va, magnit maydon uchun

$$H_x = H'_x, \quad H_y = \frac{H'_y + \frac{V}{c} E'_z}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad H_z = \frac{H'_z - \frac{V}{c} E'_y}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{3}$$

Shunday qilib, maydon “toza elektr” ($\vec{H} = 0$) yoki “toza magnit” $\vec{E} = 0$) xarakteriga ega deyish nisbiy bo’lib, qaysi sanoq sistemaga nisbatan ekaligini albatta gapirish kerak. Masalan, biror sanoq sistemaga nisbatan maydon toza elektr bo’lmasa, (3) ga ko‘ra, bu sistemaga nisbatan x-o‘qi bo‘ylab $\vec{V}$ tezlik bilan harakatlanayotgan sistemada, elektr maydon bilan bir qatorda, magnit maydon ham mavjud bo’ladi Agar maydon toza magnit bo’lmasa, ikkinchi sistemada magnit maydon bilan bir qatorda, elektr maydon ham mavjud bo’ladi Shuning uchun, fizik reallikni elektr yoki magnit maydonga tegishli deyishning ma’nosi yo‘q. Fizik reallik 4-tenzor F^{ik} bilan aniqlanadi. (2) va (3) formulalarda

$c \to \infty$ maydon birorta sistemaga nisbatan toza elektr (magnit) bo’lmasa, boshqa barcha sistemalarda ham u elektr (magnit) bo’ladi Bu fizik reallikka zid. Demak, elektrodinamikada faqat $V << c$ deb ko‘rish mumkin, ammo $c \to \infty$ mumkin emas.

Bir sonoq sistemaning ikkinchisiga nisbatan tezligi yorug‘lik tezligidan juda kichik deb, almashtirish formulalari (2)-(3) da $\frac{\vec{\vartheta}}{c}$ «1 deb, uning darajalari bo‘yicha tengliklarning o‘ng tOmonlarini $\frac{\vec{\vartheta}}{c}$ ning birinchi darajasigacha aniqlikda qatorga yoyamiz;

$$E_x = E'_x, \quad E_y = E'_y + \frac{V}{c} H'_z, \quad E_z = E'_z - \frac{V}{c} H'_y, \quad E = E' + \frac{1}{c}[H' V] \tag{4}$$

$$H_x = H'_x, \quad H_y = H'_y - \frac{V}{c} E'_z, \quad H_z = H'_z + \frac{V}{c} E'_y, \quad H = H' - \frac{1}{c}[E' V] \tag{5}$$

Bu almashtirish formulalaridah hatto juda kichik tezliklarda ham maydon-ni toza elektr (magnit) xususiyatga ega deb bOmmasligi ko‘rinib turibdi.

(2)-(3) ga teskari bo’lgan almashtirish formulalarini olish uchun $\vec{V} \to -\vec{V}$ ga va shtrixni o‘rni almashtiriladi. Maydon kuchlanganliklari uchun Lorens almashtirishlarini sanoq sistemalarning nisbiy harakati yo‘nalishda bo’lgan hol uchun (2)-(3) vektor ko‘rinishda yozamiz:

$$E_\parallel = E'_\parallel, \quad E_\perp = \frac{E'_\perp + \frac{1}{c}[H' V]}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{6}$$

va magnit maydon uchun

$$H_\parallel = H'_\parallel, \quad H_\perp = \frac{H'_\perp - \frac{1}{c}[E' V]}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{7}$$

Bu yerda $\vec{E}_\parallel, \vec{H}_\parallel$ maydon kuchlanganliklarining sanoq sistemalarning nisbiy harakat tezligi yo'nalishiga parallel va $\vec{E}_\perp, \vec{H}_\perp$ esa perpendikulyar tashkil enuvchilari.

Almashtirish formulalari (2)-(3) dan yana bir muhim hulosa kelib chiqadi. **Agar birorta sanoq sistemada maydon toza elektr (magnit) bo’lmasa, boshqa barcha sanoq sistemalarda elektr va magnit maydon o‘zaro perpendikulyar bo’ladi** Masalan $\vec{E}' = 0$ bo’lsin, bu holda almashtirish formulalari quyidagi ko‘rinishga o‘tadi:

$$E_x = 0, \quad E_y = \frac{\frac{V}{c} H'_z}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad E_z = \frac{-\frac{V}{c} H'_z}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{8}$$

$$H_x = H'_x, \quad H_y = \frac{H'_y}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad H_z = \frac{H'_z}{\sqrt{1-\beta^2}} \tag{9}$$

Bu ifodalarning ikkinchisidan H'_y va H'_z topib birinchisiga qo‘yamiz:

$$E_x = 0, \quad E_y = -\frac{V}{c} H_z, \quad E_z = \frac{V}{c} H_y, \quad E = -\frac{1}{c}[VH] \tag{10}$$

Huddi shunga o‘xshash $\vec{H}' = 0$ hol uchun

$$H_x = 0, \quad H_y = \frac{V}{c} E_{z,} \quad H_z = -\frac{V}{c} E_y, \quad H = \frac{1}{c}[VE] \tag{11}$$

Shunday qilib, har ikkala holda K' sistemada elektr va magnit maydon kuchlanganliklari bir biriga perpendikulyar ekan.

Bu masalani boshqa tomondan ko‘rib chiqamiz. Elektr va magnit maydon kuchlanganliklari antismiietrik 4-tenzor F^{ik} bilan aniqlanganligi uchun, ulardan bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga o‘tganda Lorens almashtirishlariga nisbatan invariant bo’lgan kattaliklarni hosil qilish mumkin. Bu invariantlar quyidagicha yoziladi:

$$I_1 = F^{ik} F_{ik} = inv, \quad I_2 = e^{iklm} F_{ik} F_{lm} = inv \tag{12}$$

Bu yerda e^{iklm} barcha indekslari bo‘yicha tOma antismiietrik birlik tenzor. Bevosita hisoblashlarga ko‘ra

$$I_1 = 2\left(H^2 - E^2\right) = inv, \quad I_2 = -8\left(EH\right) = inv \tag{13}$$

Birinchisi I_1 invariant haqiqiy skalyar, ikkinchisi I_2 psevdo skalyardir. Uch O’lchovli fazodagi inversiya operatsiyasiga nisbatan I_1 invariant qoladi, I_2 ning ishorasmni o‘zgaradi.

Bu invariantlar maydonning mutloq xarakteristikalari bo’lib, quyidagi hulosalarga olib keladi:

1. “Elektromagnit maydon nolga teng” ($I_1 = I_2 = 0$) yoki elektr va magnit maydon kattalik jihatdan bir biriga teng va o‘zaro perpendikulyar ($I_1 = I_2 = 0$) degan tasdiqlar invariantlar maydonning mutloq xarakteristikasi ekanligiga misol bo’ladi Haqiqatdan ham, bu holda barcha inersial sanoq sistemalarda bu tasdiq o‘rinli bo’ladi

2. Agar birorta inersial sanoq sistemada elektr va magnit maydon o‘zaro perpendikulyar, ya’ni ($\vec{E}\vec{H}$)=0 ($I_2 = 0$) bo’lmasa, ular barcha inersial sanoq sistemalarda perpendikulyar bo’ladi Bu holat hatto (4)-(5) ga ko‘ra $\vec{V}$ « c da ham o‘rinli bo’ladi

3. Agar birorta sanoq sistemada elektr va magnit maydon bir biriga teng bo'lmasa, ya'ni $\vec{E}_{|} = \vec{H}$ ($I_2 = 0$) bo'lmasa, ular barcha inersial sanoq sistemalarda bir biriga teng bo'ladi

4. Agar birorta inersial sanoq sistemada $I_2 = 0$ va $I_1 \rangle 0$ $\left(\left|\vec{H}\right| \rangle \left|\vec{E}\right|\right)$ bo'lmasa, barcha sistemalarda bu tengsizlik o'rinli bo'ladi Bu holda, shunday sanoq sistemani ko'rsatish mumkinki, unga nisbatan maydon toza magnit bo'ladi Shunga o'xshash $I_2 = 0$ va $I_1 \langle 0$ $\left(\left|\vec{H}\right| \langle \left|\vec{E}\right|\right)$ bo'lmasa, shunday sanoq sistemani ko'rsatish mumkinki, unga nisbatan maydon toza elektr bo'ladi,

5. Invariantlarning berilgan qiymatlarini qanoatlantiruvchi ixtiyoriy elektr va magnit maydonning ixtiyoriy qiymatiga, Lorens almashtirishlari orqali erishish mumkin. Masalan, shunday sanoq sistemani topish mumkinki, unga nisbatan elektr va magnit maydonlar bir biriga parallel bo'lsin. Bu sistemada $\vec{E}\vec{H} = EH$. Agar boshlang'ich sistemada maydon kuchlanganliklari $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ bo'lmasa,

$$H^2 - E^2 = H_0^2 - E_0^2, \qquad EH = \vec{E}_0 \vec{H}_0$$

tenglamalardan aniqlanishi lozimt bo'lgan maydonni topamiz.

Muhokama uchun savollar:

1. Elektromagnit maydon kattaliklari qanday tushuntiriladi?
2. Klassik mexanikada Lorens almashtirishlari qanday ko'rinishda bo'ladi?
3. Relyativistik nazariyaga ko'ra Lorens almashtirishlaridan qanday xulosa kelib chiqadi?

2-savol bayoni: Elektromagnit maydon invariantlari.

Zaryadning harakat $\frac{d\vec{p}}{dt} = e\vec{E} + \frac{e}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]$ tenglamasida ishtirok etayotgan maydon kuchlanganliklari zaryadga ta'sir yetayotgan kuchlar orqali aniqlanadi. Elektromagnit maydon potensiallari

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{c\partial t} - grad\varphi \qquad (1) \qquad\qquad \vec{H} = rot\vec{A} \qquad (2)$$

bevosita harakat tenglamalarida ishtirok etmaydi. Shu sababli, ularmi tajribalardan tiklab bo'lmaydi Demak, ular tajribalarda O'lchammaydigan yordaichi kattaliklardir. Shu sababli, maydon kuchlanganliklarini (1) va (2) ko'rinishidagi ifodalarida potensiallar uchun ixtiyoriylik mavjud bo'lishi kerak.

Ixtiyoriylik darajasi qanday ekanligini ko‘rib chiqamiz. (2) tenglamada silliq ixtiyoriy funksiya $\psi(r,t)$ yordamida vektor potensialni quyidagicha almashtiramiz:

$$A' = A + grad\psi(r,t) \tag{3}$$

Bu almashtirishni magnit maydon ta’rifi bo’lgan (3.20) tenglamaga tatbiq qilamiz:

$$H = rotA = rotA' - rot\; grad\psi(r,t) = rotA' = H' \tag{4}$$

Bu yerda $rot\; grad\psi(r,t) \equiv 0$ ekanligini hisobga oldik. (3.51) ga ko‘ra (3.50) almashtirish magnit maydon kuchlanganligini o‘zgartirmas ekan.
Endi (3) almashtirishni (1) ga tatbiq qilamiz, ya’ni u yerda A' ning:

$$E = -\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} - grad\varphi = -\frac{1}{c}\frac{\partial A'}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial grad\psi}{\partial t} - grad\varphi = --\frac{1}{c}\frac{\partial A'}{\partial t} - grad\left(-\frac{1}{c}\frac{\partial \psi}{\partial t} + \varphi\right)$$

Agar skalyar potensialni

$$\varphi' = \varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \psi}{\partial t} + \varphi \tag{5}$$

ko‘rinishda almashtirsak, elektr maydon kuchlanganligi ham o‘zgarmasligini ko‘ramiz:

$$E = -\frac{1}{c}\frac{\partial A}{\partial t} - grad\varphi = -\frac{1}{c}\frac{\partial \psi}{\partial t} - grad\varphi' = E' \tag{6}$$

Shunday qilib, vektor potensial ixtiyoriy $\psi(r,t)$ funksiyaning gradienti aniqligida, aniqlangan ekan. Skalar potensial esa, shu funksiyadan vaqt bo‘yicha olingan hosilasi aniqligida aniqlangan ekan. O‘zgarmas elektr maydoni uchun $\psi(r,t)$ funksiya o‘zgarmasga teng bo’ladi O‘zgarmas magnit maydon uchun esa, vektor potensialga koordinataga bog‘liq bOmmagan o‘zgarmas vektorni qo‘shish mumkin.

Umumiy holda (3) va (5) almashtirish formulalari bilan bog‘langan (A,φ) va (A',φ') potensiallar bilan aniqlangan maydon kuchlanganliklari bir - biriga aynan tengdir.

Almashtirishlar (3) va (5) ga nisbatan elektr va magnit maydon kuchlaganliklarining o‘zgarmasligi *kalibrovka* yoki *gradient* invariantlik deyiladi. Maydon kuchlanganliklarini invariant saqlovchi potensiallarni turlicha tanlash turli kalibrovka deyiladi.

Mavzuning oxirida potensiallarni almashtirish formulalarini to‘rt O’lchovli ko‘rinishini keltiramiz:

$$A'_k = A_k - \frac{\partial \psi}{\partial x^k} \tag{7}$$

Nazorat savollari:

2. Maydon kattaliklarni bir qiymatli aniqlash mumkinmi?
2. Vektor va skalyar kattaliklari yangi shunday kattaliklar bilan almashtirilsa elektr va magnit maydon o‘zgaradmii?
6. Nisbiylik nazariyasida zarralarning o‘zaro ta’siri klassik mexanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
7. Nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jismni tushunchasi o‘rinli bo’ladmii?
5. Vektor va skalyar kattaliklardan qaysi birini nolga tenglab olsa bo’ladi?
6. Elektromagnit maydon kattaliklari qanday tushuntiriladi?
7. Klassik mexanikada Lorens almashtirishlari qanday ko‘rinishda bo’ladi?
8. Relyativistik nazariyaga ko‘ra Lorens almashtirishlaridan qanday xulosa kelib chiqadi?

7-MAVZU: Elektr maydon tenglamalari.

REJA:

1. Maksvell-Lorens tenglamalarining birinchi jufti.
2. Elektromagnit maydon uchun ta’sir integral.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Gradient, rotor, divergensiya, yopiq sirt, vektor oqimi, Gauss tenglamasi, Stoks teoremasi, maydon sirkulyatsiyasi, ta’sir integrali, superpozitsiya, variatsiya, betta funksiya, uzluksiz funksiya, uzluksizlik tenglamasi, fazoviy cheksizlik, eng kichik ta’sir prinsipi, siljish toki, magnit zaryadi, energiya-impuls tenzori.

1-savol bayoni: Maksvell-Lorens tenglamalarining birinchi jufti.

Elektromagnit maydon qonunlarini aniqlovchi asosiy tenglamalarni aniqlashga kirishamiz. Vektor analiz kursidan ma’lumki birorta vektorning divergensiyasi va rotori ma’lum bo’lmasa, u aniqlangan bo’ladi Elektr va magnit maydonga berilgan matematik ta’rifiga ko‘ra

$$\vec{E} = -grad\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \qquad \vec{H} = rot\,\vec{A}$$

Bu ifodalarning birinchisidan rotor olamiz:

$$rot\vec{E} = -rot\,grad\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\, rot\,\vec{A}}{\partial t}$$

O‘ng tomonidagi birinchi had aynan nolga tengligini hisobga olib, elektr maydonni aniqlovchi quyidagi tenglamani olamiz:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{1}$$

Bu yerda $\vec{H} = rot\vec{A}$ ni hisobga oldik. Bu tenglamadan quyidagi xulosa kelib chiqadi:

Vaqt bo‘yicha o‘zgaruvchi magnit maydon uyurmali elektr maydonni yuzaga keltirib chiqaradi.

Endi magnit maydon aniqlovchi birinchi tenglamani hosil qilamiz. Buning uchun, magnit maydon kuchlanganligidan divergensiya olamiz va $div\, rot\, \vec{A} \equiv 0$ ekanligini hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$div\, \vec{H} = 0 \tag{2}$$

Bu tenglama **magnit maydonni hosil qiluvchi manba - magnit zaryadlari yo‘qligini ko‘rsatadi.** (1) va (2) **-Maksvell-Lorens tenglama-larining birinchi jufti deyiladi.**

Bu tenglamalar hali elektr va magnit maydonni to’liq aniqlamaydi. Birinchidan, yuqorida ta’kidlaganmiizdek $div\, \vec{E}$ va $rot\, \vec{H}$ larni aniqlovchi tenglamalar yo‘q, ikkinchidan. (1) tenglamada magnit maydonning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi ishtirok etioqda. Shu vaqtda, elektr maydonning vaqt bo‘yicha o‘zgarishi yuqoridagi tenglamalarda yo‘q. Bu masalaga keyinroq qaytamiz.

Endi Maksvell-Lorens tenglamalarining birinchi juftining integral ko‘rinishi hosil qilamiz. Buning uchun (2) tenglamaning har ikkala tomonini ixtiyoriq V- hajm bo‘yicha integrallaymiz:

$$\int_V div\, \vec{H}\, dV = 0 \tag{3}$$

Bu tenglamaga Ostrogradskiy-Gauss formulasini tatbiq qilamiz:

$$\oint_S \vec{H}\, d\vec{S} = 0 \tag{4}$$

Vektordan birorta sirt bo‘yicha integral $\left(\int \vec{A} d\vec{S}\right)$ **shu sirt bo‘yicha vektoning oqmii deyiladi.** (4) tenglamaga asosan, istagan berk sirt bo‘yicha magnit maydon oqmii nolga tengligi kelib chiqadi. **Bunday xossaga ega bo’lgan maydon uyurmali maydon deyiladi. Shunday qilib, magnit maydon uyurmali bo’lib, kuch chiqlari berk chiziq-lardan iborat va yopiq sirt bo‘yicha uning oqmii nolga teng.**

(1) tenglamaning har ikkala tomonini ixtiyoriq S sirt bo‘yicha integrallaymiz:

$$\int_S rot\, \vec{E}\, d\vec{S} = -\int_S \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\, d\vec{S} \tag{5}$$

Bu tenglamaning chap tomoniga Ctoks formulasini tatbiq qilamiz:

$$\oint_l \vec{E}\,dl = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int_S \vec{H}\,dS \qquad (6)$$

Bu yerda integrallash sirti vaqt o‘tishi bilan o‘zgarmaydi deb, vaqt bo‘yicha hosila bilan integralning o‘rnini almashtirdik. Chap tomonidagi integral **S** sirtni tortib turuvchi berk kontur bo‘yicha olinadi. **Berk kontur bo‘yicha integral shu vektorning sirkulyatsiyasi deyiladi**. **Birorta kontur bo‘yicha elektr maydon sirkulyatsiyasi shu konturdagi elektr yurutuvchi kuch deyiladi.** Shunday qilib: **Konturda hosil bo’ladigan elektr yurituvchi kuch, shu kontur tortib turgan sirtdan o‘tayotgan magnit oqimining vaqt bo‘yicha o‘zgarishiga teskari ishora bilan proporsional ekan.**

Bu qonun elektromagnit induksiya yoki Faradey induksiya qonuni deyiladi. (4) va (5) Maksvell-Lorens birinchi juft tenglamalarining integral ko‘rinishini beradi.

Maksvell-Lorens tenglamalarining birinchi jufti (1) va (2) ni elektromagnit maydon tenzori ifodasidan foydalanib, to‘rt O’lchovli ko‘rinishda ham yozish mumkin. Misol sifatida (1) tenglamaning x-o‘qiga proek-siyasini to‘rt O’lchovli belgilashlarda yozamiz.

$$rot_X \vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial H_X}{\partial t} = 0 \qquad \text{yoki} \qquad \frac{\partial E_Z}{\partial y} - \frac{\partial E_Y}{\partial z} + \frac{1}{c}\frac{\partial H_X}{\partial t} = 0$$

Bu tenglamani $E_y = -F_{20},\quad E_z = F_{03},\quad H_x = F_{32}$ va $y = x^2,\quad z = x^3,\quad ct = x^0$ ekanligini hisobga olib, qayta yozamiz:

$$\frac{\partial F_{03}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_{20}}{\partial x^3} + \frac{\partial F_{32}}{\partial x^0} = 0 \qquad (7)$$

Shunga o‘xshash (1) tenglamaning y va z o‘qiga proeksiyalarini va (2) tenglamani to‘rt O’lchovli belgilashlarda yozamiz:

$$\frac{\partial F_{01}}{\partial x^3} + \frac{\partial F_{30}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_{13}}{\partial x^0} = 0 \qquad (8)$$

$$\frac{\partial F_{02}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_{30}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_{21}}{\partial x^0} = 0 \qquad (9)$$

$$\frac{\partial F_{32}}{\partial x^1} + \frac{\partial F_{13}}{\partial x^2} + \frac{\partial F_{21}}{\partial x^3} = 0 \qquad (10)$$

(7)-(10) tenglamalarni umumlashtirib, Maksvell-Lorens tenglamalarini to‘rt O’lchovli ko‘rinishda yozamiz:

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} = 0 \qquad (11)$$

Bunda har bir had uchinchi rangli antismiietrik tenzor bo’lganligi uchun (11) ga bitta to‘rt O’lchovli vektorni mos keltirish mumkin

$$e^{iklm}\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} = 0 \qquad (12)$$

Muhokama uchun savollar:

1. Maksvell-Lorens tenglamalarning birinchi jufti qanday keltirib chiqariladi?
2. Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan maydonning qanday xossalarini aniqlash mumkin?
3. Gauss va Stoks teoremalaridan foydalanilganda Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan qanday xulosalalar kelib chiqadi?

2-savol bayoni: Elektromagnit maydon uchun ta'sir integral.

Nisbiylik nazariyasida erkin zarracha uchun ta'sir interali S_e bilan aniqlanadi. Zarrachalar sistemasi uchun uni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$S_e = -\sum mc\int ds \qquad (1)$$

Bitta zaryadlangan zarrachaning elektromagnit maydon bilan ta'siri aniqlovchi ta'sir integrali S_{ef} bilan aniqlanadi. Bu ifodani zaryadlar sistemasi uchun yozamiz:

$$S_{ef} = -\sum \frac{e}{c}\int A_i dx^i \qquad (2)$$

Bu ikkala ifodada yig'indi ko'rilayotgan sohadagi barcha zaryadlar bo'yicha olinadi. Qulaylik uchun zaryadlarning tartib raqamini ko'rsatuvchi indekslar yozilmadi. (2) ifodada zaryad zichligini kiritamiz va oldingi mavzu natijalaridan foydalanib, uni qayta yozamiz:

$$S_{ef} = -\frac{1}{c}\int \rho dV \int A_i dx^i = -\frac{1}{c}\int \rho \frac{dx^i}{dt} A_i dVdt \qquad (3)$$

yoki 4-tok zichligi orqali quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$S_{ef} = -\frac{1}{c^2}\int j^i dVd(ct) = -\frac{1}{c^2}\int j^i A_i d\Omega \qquad (4)$$

Bu yerda $d\Omega = dVcdt$ 4-O'lchovli hajm eleienti.

Zaryad va maydondan tashkil topgan sistemani to'liq aniqlash uchun, yuqoridagi ikki ta'sir integraliga maydonni aniqlovchi ta'sir integrali S_f ni qo'shish kerak. Ya'ni

$$S = S_e + S_{ef} + S_f \qquad (5)$$

Maydon uchun ta'sir integralini yozishda, tajriba natijalarda aniqlangan va matematika qOmdalaridan kelib chiqadigan umumiy prinsiplar asosida yozamiz. Birinchidan, ta'sir integrali ostidagi kattalik faqat elektromagnit maydonga tegishli bo'lib, maydonni yagona tarzda aniqlashi, ikkinchidan, maydon uchun yoziladigan tenglamalarning chiziqligini ta’minlashi va nihoyat u invariant bo’lishi kerak. Bularni har birini alohida va shu bilan birga, bir-biriga bog‘liq holda ko‘rib chiqamiz.

Agar ta’sir integralini yozishda, maydon potensiallari bevosita ishtirok etsa, turli kalibrovka bilan aniqlangan potensiallar orqali yozilgan ta’sir integrali turlicha bo’lib, maydonni yagona tarzda aniqlamaydi. Demak, ta’sir integralini aniqlashda faqat elektomagnit maydon kuchlanganliklari ishtirok etadi.

Elektromagnit maydonni aniqlovchi tenglamalarning chiziqli bo’lishi, elektromagnit maydon superpozitsiya prinsipiga bo‘ysunishi ta’minlab beradi. Bu prinsipga ko‘ra, zaryadlar sistemasi hosil qilayotgan maydon, alohida olingan zaryadlar hosil qilayotgan maydonlar yig‘indisiga teng bo’lishi kerak. Masalan:

$$E = E_1 + E_2 + \ldots + E_N = \sum E_a$$

$$H = H_1 + H_2 + \ldots + H_N = \sum H_a$$

Agar zaryadlar uzluksiz taqsmilangan bo’lmasa, yig‘indi integral bilan almashtiriladi.Bu prinsip o‘rinli bo’lishi maydonni aniqlovchi tenglamalar chiziqli bo’lishini ta’minlab beradi. Haqiqatdan ham, matematikadan ma’lumki chiziqli differensial tenglamalarning o‘zaro bog‘liq bOmmagan yechimilarining yig‘indisi yana shu tenglamaning yechimii bo’ladi Bu qOmda fizikadagi superpozitsiya prinsipining aynan o‘zidir. Maydon uchun tenglamalar ta’sir integralini varmatsiyalash yOmi bilan olinadi. Bunda varmatsiyalanayotgan o‘zgaruvchining darajasi bittaga kamayadi. Demak, ta’sir integralida maydon kuchlanganliklarining ikkinchi darajalari ishtirok yetadi.

Ta’sir integrali barcha inersial sanoq sistemalarida elektromagnit qonunlarini bir ifodalanishini ta’minlash uchun integral ostida elektromagnit maydon kuchlanganliklaridan tuzilgan invariant kattalik yotishi kerak.

Yuqoridagi talablarni qanoatlantiruvchi invariant kattalik - haqiqiy skalyar yagona tarzda $F^{ik}F_{ik}$ ko‘rinishda bo’lishi kelib chiqadi. Shunday qilib, elektromagnit maydonni aniqlovchi ta’sir integrali

$$S_f = \beta \int F^{ik} F_{ik} dVdt \qquad (6)$$

ko‘rinishga ega bo’ladi Bu yerda, hajm bo‘yicha integral butun fazo bo‘yicha, vaqt boyicha integral esa, berilgan ikki vaqt momentlari oraligida olinadi. β qandaydir o‘zgarmas kattalik. Integral ostida $F^{ik}F_{ik} = 2(H^2 - E^2)$ turibdi. Elektromagnit maydon tenzorining ta’rifiga ko‘ra, E^2 ning tarkibida $(\partial A/\partial t)^2$ ifoda ishtirok yetadi. Bu kattalik, shu bilan birga, E^2 ta'sir interaliga musbat ishora bilan kirishi kerak. Aks holda, S_f minimumga ega bo'lmaydi Chunki, A ning vaqt bo'yicha o'zgarishini istagancha katta qilib olish mumkin. Demak, $\beta < 0$ bo'lishi kerak. β ning son qiymati birliklar sistemasi tanlashga bog'liq bo'lib, xususan Gauss birliklar sistemasida $\beta = -1/16\pi$. Nihoyat maydon aniqlovchi ta'sir integrali uchun, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$S_f = -\frac{1}{16\pi c}\int F^{ik}F_{ik}\,d\Omega \tag{7}$$

Bu yerda $d\Omega = dVd(ct) = cdt\,dxdydz$.

Endi zaryadlar va maydonni bir butun holda aniqlaydigan ta'sir integralini yozishmiiz mumkin

$$S = -\sum mc\int ds - \frac{1}{c^2}\int j^i A_i d\Omega - \frac{1}{16\pi c}\int F^{ik}F_{ik}\,d\Omega \tag{8}$$

Elektromagnit maydonga kiritilgan zaryadning harakat tenglamasini olishda, zaryad tashqi maydonga ta'sir qilmaydigan darajada kichik bo'lishi talab qilingan edi. Endi ta'sir integrali (8) da zaryad bu ma'noda kichik bo'lishi shart emas. Shu sababli, (8) ga kirgan A_i va F_{ik} haqiqiy maydonga tegishli bo'lib, zaryadning koordinatasi va tezligiga bog'liq bo'ladi

Muhoka uchun savollar:

1. Ta'sir integrali o'z ichiga qanday funksiyani oladi?
2. Ta'sir integralining hadlari qanday ma'noga ega?
3. Zaryadning tashqi elektromagnit maydonga ta'siri uchun qanday shartlar qo'yiladi?

Nazorat savollari:

1. Maksvell-Lorens tenglamalarning birinchi jufti qanday keltirib chiqariladi?
2. Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan maydonning qanday xossalarini aniqlash mumkin?
3. Gauss va Stoks teoremalaridan foydalanilganda Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan qanday xulosalalar kelib chiqadi?
4. Ta'sir integrali o'z ichiga qanday funksiyani oladi?
5. Ta'sir integralining hadlari qanday ma'noga ega?
6. Zaryadning tashqi elektromagnit maydonga ta'siri uchun qanday shartlar qo'yiladi?
7. Tokning to'rt O'lchovli vektori ifodasi qanday keltirib chiqariladi?

8. Ta’sir integrali va tokning to‘rt O’lchovli vektori o‘zaro bog‘langan ifodasi qanday ko‘rinishda bo’ladi?
9. To‘rt O’lchovli tok ifodasi qanday murakkablikka ega?
10. Uzluksiz tenglamasi qanday kattaliklar orqali ifodalanadi?
11. Uzluksizlik tenglamasi zaryad zichligi bilan qanday ko‘rinishda bog‘langan?
12. Uzluksizlik tenglamasi to‘rt O’lcham kattaliklar bilan qanday bog‘lanishga ega bo’ladi?

8-MAVZU: To‘rt O’lcham tok. Uzluksizlik tenglamasi. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti. Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni.

REJA:

1. To‘rt O’lcham tok.
2. Uzluksizlik tenglamasi.
3. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti.
4. Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Sistema, energiya, sistema energiyasi, maydon energiyasi, energiya xarakteri, potensial xarakteri, energiya zichligi, energiya taqsimoti, maydon manbai.

1-savol bayoni: To‘rt O’lcham tok.

Nazariy jihatdan qulay bOmishligi maqsadida, zaryadlarni nuqtaviy deb tekshirish o‘rniga, ko‘pincha zaryadlarni **uzluksiz taqsmilangan** deb qaraladi. U holda ρ-zaryad zichligi tushunchasi kiritiladi, bunda biror dV-hajmda joylashgan zaryad $e=\rho dV$ bo’ladi Zaryad zichligi ρ - koordinatalari va vaqt funksiyasidir, ρ-zichlikdan hajm bo‘yicha olingan integral, shu hajmda joylashgan zaryadir. Shuni esda tutish kerakki, haqiqatda zaryadlar nuqtaviy bo’ladilar. Shuning uchun, ρ-zichlik zaryadlar joylashgan nuqtalardan boshqa hamma joyda nolga teng, $\int \rho dV$ integral esa mazkur hajmda joylashgan zaryadlar yig‘indisiga teng bo’ladi Shu sababli ρ-zichlikning δ-funksiya yordamida yozish mumkin:

$$\rho = \sum_a e_a \delta(\vec{r} - \vec{r}_a) \qquad (1)$$

Zarraning zaryadi invariantdir, ya’ni u sanoq sistema tanlashida bog‘liq emas. Aksincha ρ-invariant emas, faqat ρdV ko‘paytma invariant bo’la oladi. $de=\rho\cdot dV$ tenglikning har ikki tomonini dx^{μ} ko‘paytmaga ko‘paytiramiz, u holda

$$de\cdot dx^{\mu}=\rho dVdx^{\mu}=\rho dVdt=\frac{dx^{\mu}}{dt}$$

Chap tomonida 4-O’lchovli vektor turibdi (de-skalyar, dx^{μ}-esa 4-vektor). Demak, o‘ng tOmonda ham 4-vektorni turishi kerak. Lekin dV·dt skalyar, shuning uchun $\rho\frac{dx^{\mu}}{dt}$ ko‘paytma 4-O’lchovli vektor bo’ladi Bu vektorni (uni j^{μ}-orqali belgilaymiz) tokning 4-O’lchovli vektori deyiladi:

$$j^{\mu}=\rho\frac{dx^{\mu}}{dt}\qquad(2)$$

Bu 4-O’lchovli vektorning uchta fazoviy komponentlari tok zichligining uch O’lchovli vektorini hosil qiladi:

$$\vec{j}=\rho\cdot\vec{\vartheta}\qquad(3)$$

$\vec{\vartheta}$-zaryadning mazkur nuqtadagi tezligi. Tok 4-O’lchovli vektorning vaqtini o‘z ichiga olgan tashkil etuvchisi cρ bo’ladi Shunday qilib,

$$j^{\mu}=\left(c\rho,\vec{j}\right)\qquad(4)$$

Tok 4-O’lcham vektorini ta’sirning $S=-\sum\int mcds-\sum\int\frac{e}{c}A_{\mu}dx^{\mu}-\frac{1}{16\pi c}\int F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}dQ$ ifodasiga kiritamiz va bu ifodadagi ikkinchi had ko‘rinishini o‘zgartiramiz. Nuqtaviy ye-zaryadlar o‘rniga ρ-zichlikli uzluksiz taqsmilangan zaryad tushunchasini kiritib, zaryadlar bo‘yicha yig‘indini butun hajm bo‘yicha integral bilan almashtirib, u hadni $-\frac{1}{c}\int\rho A_{\mu}dx^{\mu}dV$ ko‘rinishda yozishmiiz kerak. Uni quyidagicha qayta yozib olamiz: $-\frac{1}{c}\int\rho\frac{dx^{\mu}}{dt}A_{\mu}dVdt=-\frac{1}{c^{2}}\int A_{\mu}j^{\mu}dQ$. Shunday qilib, tOma ta’sir integrali

$$S=\sum\int mcds-\frac{1}{c^{2}}\int A_{\mu}j^{\mu}dQ-\frac{1}{16\pi c}\int F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}dQ\qquad\mathbf{(5)}$$

ko‘rinishga keladi.

Muhokama uchun savollar:

1. **1.** Tokning to‘rt O’lchovli vektori ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
2. **2.** Ta’sir integrali va tokning to‘rt O’lchovli vektori o‘zaro bog‘langan

ifodasi qanday ko‘rinishda bo’ladi?

3. To‘rt O’lchovli tok ifodasi qanday murakkablikka ega?

2-savol bayoni: Uzluksizlik tenglamasi.

Biror hajmda joylashgan zaryadning vaqt o‘tishi o‘zgarishi $\frac{\partial}{\partial t}\int \rho dV$ hosila orqali ifodalanadi. Boshqa tomondan, birlik vaqtda zaryad miqdorining o‘zgarishini shu vaqtda mazkur hajmdan tashqariga chiqayotgan yoki aksincha shu hajmga kirayotgan zaryad miqdori orqali aniqlanadi. Hajmni chegaralagan sirtning $d\vec{f}$ -eleienti orqali birlik vaqtda o‘tayotgan zaryad miqdoriga $\rho\vec{\vartheta}d\vec{f}$ (bunda $\vec{\vartheta}$ -fazoning $d\vec{f}$ eleient joylashgan nuqtasidagi zaryad tezligi) teng. $d\vec{f}$ vektor, hamma vaqt qabul qilinadiganidek, sirtga nisbatan tashqi normal, ya’ni tekshirilayotgan hajmdan tashqariga yo‘nalgan normal bo‘ylab yo‘nalgan. Shuning uchun, agar zaryad hajmdan chiqayotgan bo’lmasa, $\rho\vec{\vartheta}d\vec{f} = \vec{j}df$ oqmi musbat, agar zaryad hajmga kirayotgan bo’lmasa, bu oqmi manfiy bo’ladi Birlik vaqtda mazkur hajmdan chiqayotgan zaryad miqdori, binobarin $\oint \vec{j}d\vec{f}$ bo’ladi va integral shu hajmni chegaralangan butun yopiq sirt bo‘yicha olinadi. Hosil qilingan ikkala ifodani tenglaymiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int \rho dV = \oint \vec{j}d\vec{f} \qquad (1)$$

Bu tenglamaning o‘ng tomoniga minus ishorasm qo‘yildi, chunki, agar mazkur hajmdagi zaryad orta borsa, chap tOmon musbat bo’ladi Zaryad saqlanish qonunini ifodalovchi bu tenglama integral ko‘rinishda yozilgan uzluksizlik tenglamasi deb ataladi. Xuddi shu tenglamani differensial ko‘rinishda yozish mumkin. (1) tenglamaning o‘ng tomoniga Gauss teoremasini qOmlab:

$$\oint \vec{j}d\vec{f} = \int di\vartheta\vec{j}dV$$

hosil qilinadi, bundan

$$\int\left(di\vartheta\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t}\right)dV = 0$$

kelib chiqadi.

Har qanday hajm bo‘yicha integral olinganda ham, bu tenglik bajarilishi shartligidan integral ostidagi ifoda nolga teng bo’lishi kerak.

$$di\vartheta\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \qquad (2)$$

Bu tenglama zaryadning saqlanish qonunining differensial ko'rinishi bo’lib, uzluksizlik tenglamasi deyiladi.

ρ-uchun δ-funksiyalar ifodasi uzluksizlik tenglamasi qanoatlantirishini topish mumkin. Masalan, bitta zaryad bor deb faraz qilinsa, $\rho = e\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$ va $\vec{j} = e\vec{\vartheta}\delta(\vec{r} - \vec{r}_0)$.

Bu ifodadan $\frac{\partial\rho}{\partial t}$ hosilani topish kerak. Zaryad harakatlanganda, uning koordinatalari, ya'ni $\vec{r}_0$ o'zgaradi. Shuning uchun $\frac{\partial\rho}{\partial\vec{r}_0} = -\frac{\partial\rho}{\partial\vec{r}}$ yoki $\frac{\partial\rho}{\partial t} = -\vartheta grad\rho = -di\vartheta\rho\vec{\vartheta}$ bu (2) tengmani beradi.

To'rt O'lchovli shaklda uzluksizlik tenglamasi tokning 4-O'lcham divergensiyasining nolga tengligi ko'rinishida ifodalanadi.

$$\frac{\partial j^i}{\partial x^i} = 0$$

3-savol bayoni: Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti.

Elektr va magnit maydon kuchlanganligi uchun tenglamalarni odatdagidek varmatsion prinsip asosida olamiz. Bunda varmatsiyalanuvchi umumlashgan koordinata sifatida ta'sir integralida

$$S = -\sum\int mcds - \frac{1}{c^2}\int A_\mu j^\mu dQ - \frac{1}{16\pi c}\int F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}dQ \qquad (1)$$

maydon potensiallarini olamiz va zaryadlar sistemasi zichligi $\rho(r,t)$ va tok zichligi $j(r,t)$ bilan to'liq aniqlangan deb hisoblaymiz.

Ta'sir integralining (1) birinchi hadida maydon kattaliklari ishtirok etmaydi shuning uchun, uning varmatsiyasi nolga teng. Ikkinchi hadda $j^i(r,t)$ varmatsiyalanmaydi. Bularni hisobga olib, ta'sir integrali (1) ning variatsiysi yozamiz:

$$\delta S = -\frac{1}{c}\int\left[\frac{1}{c}j^i\delta A_i + \frac{1}{8\pi}F^{ik}\delta F_{ik}\right]d\Omega = 0 \qquad (2)$$

Bu yerda $F^{ik}\delta F_{ik} = F_{ik}\delta F^{ik}$ ekanligini hisobga oldik. Elektrornagnit maydon tenzori potensiallar orqali $F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x^i} - \frac{\partial A_i}{\partial x^k}$ ifoda bilan aniqlanishini hisobga olib, quyidagini yozamiz:

$$\delta S = -\frac{1}{c}\int\left[\frac{1}{c}j^i\delta A_i + \frac{1}{8\pi}F^{ik}\frac{\partial}{\partial x^i}\delta A_k - \frac{1}{8\pi}F^{ik}\frac{\partial}{\partial x^k}\delta A_i\right]d\Omega \qquad (3)$$

Ikkinchi hadda $\{i,k\} \to \{k,i\}$ almashtiramiz va cmuyidagini yozamiz: $F^{ki} = -F^{ik}$ hisobga olib (3) ni qayta yozamiz:

$$\delta S = -\frac{1}{c}\int\left[\frac{1}{c}j^i\delta A_i - \frac{1}{4\pi}F^{ik}\frac{\partial\delta A_i}{\partial x^k}\right]d\Omega \qquad (4)$$

Ikkinchi integralni x^k koordinata bo'yicha bo'laklab integrallaymiz:

$$\delta S = -\frac{1}{c}\int\left[\frac{1}{c}j^i + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k}\right]\delta A_i d\Omega - \frac{1}{4\pi c}\int F^{ik}\delta A_i dS_k\Big| \qquad (5)$$

Bu yerda

$$\frac{1}{4\pi c}\int F^{ik}\delta A_i dS_k\Big|$$

to‘rt O’lchovli fazoda S_k- giper sirt bo‘yicha, integral bo’lib, uning qiymatlari x^k bo‘yicha chegarada olinadi. Agar $x^k \Rightarrow x, y, z$ bo’lmasa chegara cheksizda yotadi. Maydon cheksizda nolga intiladi. Agar $x^k \Rightarrow ct$ bo’lmasa chegara boshlang‘ich va oxirgi vaqt momentlari bo’lib, unda varmatsiya δA_i nolga teng. Demak (5) dagi ikkinchi had nolga teng ekan. Natijada quyidagini olamiz:

$$\frac{1}{c}\int\left[\frac{1}{c}j^i + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k}\right]\delta A_i d\Omega = 0 \qquad (6)$$

Bu yerda δA_i varmatsion prinsipga ko‘ra aynan nolga teng emas, integral nolga teng bo’lishi uchun faqat qavs ichidagi ifoda nolga teng bo’lishi mumkin, ya’ni

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c}j^i \qquad (7)$$

Bu tenglamani komponentalarda yozamiz. $i=1$;

$$\frac{\partial F^{10}}{\partial x^0} + \frac{\partial F^{12}}{\partial x^2} + \frac{\partial F^{13}}{\partial x^3} = -\frac{4\pi}{c}j^1 \qquad (8)$$

Yoki uch O’lchovli belgilashlarda

$$\frac{1}{c}\frac{\partial E_x}{\partial t} - \frac{\partial H_z}{\partial y} + \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{4\pi}{c}j_x \qquad (9)$$

Qolgan ikkita ($i=2,3$) tenglamalar bilan bu tenglamani birlashtirib bitta vektor tenglama ko‘rinishda yozamiz:

$$rotH = \frac{4\pi}{c}j + \frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t} \qquad (10)$$

$i=0$ hol uchun quyidagi tenglamani olamiz:

$$divE = 4\pi\rho \qquad (11)$$

Tenglamalar (10)-(11) Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi juftini tashkil qiladi, (7) esa, bu tenglamalarning to‘rt O’lchovli ko‘rinishini beradi.

Bu tenglamalarni integral ko‘rinishda yozamiz. Buning uchun (11)-tenglamani ixtiyoriy hajm bo‘yicha integrallaymiz va chap tomoniga Ostrogradskiy-Gauss teoremasini qOmlaymiz

$$\oint Eds = 4\pi e, \quad e = \int \rho dV \qquad (12)$$

e-sirt o‘rab turgan sohadagi to’liq elektr zaryadi. Bu tenglama eletro-dinamikada Gauss teoremasi deb yuritiladi:

Yopiq sirt bo‘yicha elektr maydon oqmii, shu sirt bilan chegaralangan sohadagi to’liq zaryad miqdoriga proporsional bo’lib, ularning joylashishiga bog‘liq emas.
Proporsionallik koeffitsienti gauss birliklar sistemasida 4π.

Maksvell tajriba natijalarini tartibga solib, ularni matematik tenglamalar ko‘rinishida yozganda (10)-tenglamada oxirgi had bOmmagan. Shu hol uchun uni ixtiyoriy sirt bo‘yicha integrallaymiz va chap tomoniga Stoks formulasini qOmlaymiz

$$\oint Hdl = \frac{4\pi}{c} I, \quad I = \int jdS \tag{13}$$

Bu tenglamaga ko‘ra **uyurmali magnit maydonni elektr toki hosil qilishi va uning sirkulyatsiyasi kontur tortib turgan sirtdan oqayotgan tok kuchi I ga proporsionalligi kelib chiqadi. Ushbu ta’rif Yersted qonuni deyiladi**. Proporsionallik koeffisienti gauss birliklar sistemasida $4\pi/c$.

Maksvellning fikricha, tabmat qonunlari, xususan elektr va magnitizi qonunlari Simmetriyga ega bo’lishi va tugallangan shaklda yozilishi kerak, ya’ni tenglamalarda elektr va magnit maydon teng huquqli asosda ishtirok yetishi kerak. Tajriba natijalarini umumlashtirib yozilgan tenglamalarda magnit maydon kuchlanganligining vaqt bo‘yicha hosilasi ishtirok yetadi (11), elektr maydon kuchlariganligining vaqt bo‘yicha hosilasi esa, ishtirok etmaydi. Bu holat (10)-tenglamaga oxirgi hadni qo‘shish bilan hal qilindi. Bunday hadning tenglamalarda bo’lishini XIX asr o‘rtalarida tajribalarda kuzatish mumkin emas edi. Chunki, o‘sha davrda elektr maydonining o‘zgarish chastotasi kichik bo’lib, siljish tokini payqash mikonini bermas edi. Faqat 1888 yilda Gers elektomagnit to’lqinlarining mavjudligini tajribada ko‘rsatish bilan, siljish tokining realligini isbotladi. Bu tenglamaning integral ko‘rinishini yozamiz:

$$\oint Hdl = \frac{4\pi}{c} I + \frac{4\pi}{c} I_S, \quad I_S = \frac{1}{4\pi} \int \frac{\partial E}{\partial t} dS \tag{14}$$

Bu yerda I_S **- siljish toki deyiladi.** Uning zichligi

$$j_S = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial t} \tag{15}$$

Siljish toki bevosita zaryadlarning harakati bilan bog‘liq emas.

Bu yerda shuni ta’kidlashmiiz lozimtki, nisbiylik nazariyasiga va umumiy prinsiplarga asoslangan nazariyada siljish toki tenglamalarda o‘z-o‘zida paydo bOmdi.

Shunday qilib, berk kontur bo‘yicha magnit maydon sirkulatsiyasi, shu kontur tortib turgan sirtdan oqayotgan haqiqiy (zaryadlarning harakati bilan bog‘liq bo’lgan tok) va siljish toklarining yig‘indisini $4\pi/c$ ga ko‘paytmasiga teng. Bu qonunni boshqacha qilib ta’riflaymiz: **Uyrmali magnit maydonni haqiqiy tok bilan bir vaqtda, o‘zgaruvchi elektr maydon vujudga keltiradi.**

4-savol bayoni: Elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni.

Maksvell-Lorens tenglamalaridan kelib chiqadigan birinchi muhim hulosa-**elektromagnit maydon energiyaga ega ekanligidir.** Elektromagnit maydon energiyasini topish uchun, zaryadlar va maydondan iborat bo’lgan yopiq sistemani ko‘ramiz. Zaryadlarga ta’sir etuvchi kuchlarning V hajmda va vaqt birligida bajargan ishini topamiz. Zaryadlar uzluksiz taqsmilangan deb bu ishni yozamiz:

$$\frac{dW}{dt}=\int F\upsilon dV=\int\rho\left(E+\frac{1}{c}[\upsilon H]\right)\upsilon dV \qquad (1)$$

Bu yerda

$$F=\rho\left(E+\frac{1}{c}[\upsilon H]\right) \qquad (2)$$

birlik hajmdagi zaryadga ta’sir etuvchi Lorens kuchi. Magnit maydon bajargan ish nolga teng bo’lganligi uchun

$$\frac{dW}{dt}=\int\rho\upsilon EdV=\int jEdV \qquad (3)$$

Maksvell-Lorens tenglamalaridan foydalanib, bajarilgan ish ifodasini ko‘rinishini o‘zgartiramiz. Bizga ma’lum tenglamadan tok zichligini maydon kuchlanganliklari orqali ifodalab (3) quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\int jEdV=\frac{c}{4\pi}\int E\left(rot\,H-\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}\right)dV \qquad (4)$$

Bu tenglamani elektr va magnit maydon bo‘yicha smiietrik ko‘rinishga keltiramiz. Buning uchun, $rot\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}$ tenglamadan foydalanamiz;

$$\int jEdV=\frac{c}{4\pi}\int E\left(rot\,H-\frac{1}{c}\frac{\partial E}{\partial t}\right)dV-\frac{c}{4\pi}\int H\left(rot\,E+\frac{1}{c}\frac{\partial H}{\partial t}\right)dV \qquad (5)$$

Bu yerda o‘xshash hadlarni guruhlarga birlashtiramiz:

$$\frac{c}{4\pi}\int(E\,rot\,H-H\,rot\,E)dV=-\frac{c}{4\pi}\int div[EH]dV=-\frac{c}{4\pi}\oint[EH]dS$$

$$\frac{1}{4\pi}\int\left(E\frac{\partial E}{\partial t}+H\frac{\partial H}{\partial t}\right)dV=\frac{\partial}{\partial t}\int\frac{E^2+H^2}{8\pi}dV$$

Bu soddalashtirishlarni hisobga olib (5) tenglamani qayta yozamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\frac{E^2+H^2}{8\pi}dV=-\int jEdV-\frac{c}{4\pi}\oint[EH]dS \qquad (6)$$

Olingan tenglamani tahlil qilamiz. Integrallash hajmniini cheksizga intiltiramiz. Bunda o‘ng tomonidagi ikkinchi hadda integrallash sirti cheksizda yotadi. Agar elektr va magnit maydon kuchlanganliklari cheksizda $1/r$ dan tezroq nolga intilsa, integral nolga teng bo’ladi Shu integralni baholaymiz:

$$\lim_{r\to\infty}\oint[EH]dS \approx \lim_{r\to\infty} EH\oint dS \approx \lim_{r\to\infty}\frac{1}{r^{2+2\alpha}} \approx \lim_{r\to\infty}\frac{1}{r^{2\alpha}} \to 0$$

Natijada quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\frac{E^2+H^2}{8\pi}dV = -\int jEdV \tag{7}$$

Bu tenglamaning o‘ng tomonida zaryadlar ustida vaqt birligida bajargan ish turibdi. Ish energiyaning o‘zgarishi hisobiga bajarilishini inobatga olsak, chap tomonida vaqt, birligida energiyaning o‘zgarishi turishi kerak. (7) ning chap tomoni faqat maydonga kuchlanganliklariga bog‘liq bo’lganligi uchun, zaryadlarning o‘zaro joylashishiga bog‘liq emas. Shuning uchun, u zaryadlarning o‘zaro ta’sir potensial energiyasi bo’la olmaydi. Fazoning zaryadlardan holi bo’lgan sohada ham noldan farqlidir. Bu fikrlardan

$$U = \int\frac{E^2+H^2}{8\pi}dV \tag{8}$$

elektromagnit maydon energiyasi,

$$U_0 = \frac{E^2+H^2}{8\pi} \tag{9}$$

esa, uning zichligi ekanligi kelib chiqadi.

Ikkinchi tomondan, bizga ma’lumki zaryadlar ustida bajarilgan ularning kinetik energiyasining o‘zgarishiga teng. Bitta zaryad uchun yozilgan tenglamani zaryadlar sistemasi uchun yozamiz:

$$\frac{d}{dt}\sum\varepsilon_{kin} = \sum e\upsilon E \Rightarrow \frac{d}{dt}\int\varepsilon_{kin}dV = \int jEdV \tag{10}$$

Bu natijani (7) tenglamaga qo‘yib quyidagi ajoyib natijani olamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\left(\frac{E^2+H^2}{8\pi}+\varepsilon_{kin}\right)dV = 0 \tag{11}$$

yoki

$$\int\left(\frac{E^2+H^2}{8\pi}+\varepsilon_{kin}\right)dV = const \tag{12}$$

Shunday qilib, maydon va zaryadlardan tashkil topgan yopiq sistema-ning to’liq energiyasi saqlanar ekan.

Yana (6) tenglamaga qaytamiz. Ko‘rilayotgan sohada bajarilgan ish nolga teng bo’lsin deb faraz qilamiz. Bu hol uchun (6) ning o‘rniga quyidagini olamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\int\frac{E^2+H^2}{8\pi}dV=-\frac{c}{4\pi}\oint[EH]dS \qquad (13)$$

Bu tenglaizning o‘ng tomoniga Ostrogradskiy-Gauss teoremasini qOmlaymiz va integrallash hajmnii ixtiyoriy ekanligini hisobga olib

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{E^2+H^2}{8\pi}+\frac{c}{4\pi}div[EH]=0 \qquad (14)$$

tenglamani hosil qilamiz. Belgilash kiritamiz:

$$s=\frac{c}{4\pi}[EH] \qquad (15)$$

Bu belgilashda (13) uzluksizlik tenglamasi ekanligi yaqqol ko‘rinadi.

$$\frac{\partial U_0}{\partial t}+div\,s=0 \qquad (16)$$

Zaryadning saqlanish qonuni mavzusida ta’kidlaganmiizdek, uzluksizlik tenglamasi saqlanish qonunini ifodalaydi. Bu yerda U_0- saqlanuvchi kattalikning zichligi - elektromagnit maydon energiyasining zichligi, s - saqlanuvchi kattalikning oqimining zichligi - elektromagnit maydon energiyasi oqimining zichligi bo’lib, Poyting vektori deyiladi. Shunday qilib

$$\frac{\partial U}{\partial t}=-Q-E \qquad (17)$$

elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonuni bo’lib, quyidagicha ta’riflanadi:

Elektromagnit maydon energiyasining o‘zgarishi, zaryadlar ustida bajarilgan ish bilan, ko‘rilayotgan hajmni o‘rab turgan sirtdan o‘tayotgan energiya oqmilarining yig‘indisiga teskari ishora bilan teng.

$Q=\int jEdV$ sistema zaryadlari ustida vaqt birligida bajarilgan ish, $\sum=\oint sdS$ sistemani o‘rab turuvchi yopiq sirtdan vaqt birligida oqib chiqadigan energiya miqdori.

Nihoyat, elektromagnit maydon energiyasining saqlanish qonunini differensial ko‘rinishini keltiramiz:

$$\frac{\partial U_0}{\partial t}=-jE-divs \qquad (18)$$

Shunday qilib, elektromagnit maydon energivaga ega ekanligini isbotladik.

Muhokama uchun savollar:

1. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanlday keltirib chiqariladi?
2. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday fizik ma’noga ega?

3. Energiya oqmii va energiya qanday aniqlanadi?

Nazorat savollari:

1. Ta’sir integralli ifodasiga kirgan xadlar qanday ma’noni anglatadi?
2. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday ko‘rinishga ega?
3. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi juftidan qanday xulosalar kelib chiqadi?
4. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday keltirib chiqariladi?
5. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday fizik ma’noga ega?
6. Elektromagnit maydon kuchlanganliklari maydon potensiallari orqali qanday ifodalanadi?
7. Elektromagnit maydonni hisoblashda rotor va gradient operatsiyalari qanday rol o‘ynaydi?
8. Maydon potensiallari to‘rt O’lchovli ko‘rinishi qanday bo’ladi?

9-MAVZU: O‘zgarmas elektromagnit maydon. Kulon qonuni. Mumultipol momentlar. Statsionar toklarning magnit maydoni. Magnit momenti. Larmor teoremasi.

REJA:

1. O‘zgarmas elektromagnit maydon. Kulon konuni.
2. Multipol momentlar.
3. Statsionar toklarning magnit maydoni.
4. Magnit momenti.
5. Larmor teoremasi.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

O‘zgarmas elektromagnit maydon, **dipol, multipol momentlar, kvadrupol momenti** statsionar toklar, magnit momenti, elektrostatik maydon, ekstremum, **magnitostatika,** orbital magnit moment, **Larmor protsissiyasi,**

1-savol bayoni: O‘zgarmas elektromagnit maydon. Kulon qonuni.

Elektrostatik maydon.

Harakatsiz zaryadlar hosil qilayotgan maydonga, elektrostatik maydon deyiladi. Zaryadlar harakatsiz bo'lganligi uchun, ko'rilayotgan sistemada tok nolga teng va maydon kuchlanganliklarining vaqt bo'yicha o'zgarishlari ham nolga teng bo'ladi Bu holda, Maksvell-Lorentz tenglamalari quyidagi ko'rinishni oladi:

$$rot\vec{E} = 0 \qquad (1)$$

$$rot\vec{H} = 0 \qquad (2)$$

$$div\vec{E} = 4\pi\rho$$

$$div\vec{H} = 0$$

Ikkinchi va uchinchi tenglamalardan

$$\vec{H} = 0 \qquad (5)$$

y'ni harakatsiz zaryadlar hech qanday magnit maydon hosil qilmasligi kelib chiqadi. Bu holda elektr maydon

$$\vec{E} = -grad\,\varphi \qquad (6)$$

ifoda bilan aniqlanadi. Bu ifodani (1) tenglamaga qo'ysak u avnan qanoatlanadi. (4) tenglamaga qo'yish natijasida quyidagi tenglamani olamiz:

$$\Delta\varphi = -4\pi\rho \qquad (7)$$

Bu tenglamaga **Puansson tenglamasi deyiladi.** Zaryadlar yo'q bo'lgan fazoda ρ = 0 ya'ni bo'shliqda (7) tenglama **Laplas** tenglamasiga o'tadi:

$$\Delta\varphi = 0 \qquad (8)$$

Bu tenglamaga asosan, elektr maydon na maksimumga, na minimumga ega. Haqiqatan ham, φ ekstremumga ega bo'lishi uchun, uning koordinatalar bo'yicha birinchi tartibli hosilalari nolga teng bo'lishi, ikkinchi tartibli hosilalari $\partial^2\varphi/\partial x^2$, $\partial^2\varphi/\partial y^2$ va $\partial^2\varphi/\partial z^2$ ishoralari bir xil bo'lishi kerak. Bunday bo'lishi mumkin emas, aks holda (8) tenglama qanoatlanmaydi.

Tinch turgan zaryadlar hosil qilgan elektr maydon uyurmasiz bo'lib, uning kuch chiziqlari zaryadlarda boshlanib zaryadlarda tugaydi. Ma'lumki elektr maydon kuch chiziqlari musbat zaryadlarda boshlanadi va manfiy zaryadlarda tugaydi deb shartli ravishda qabul qilingan.

Elektrostatikaning asosiy masalasi, zaryadlar taqsimoti $\rho(\vec{r})$ berilganda maydon potensiali $\varphi(\vec{r})$ va kuchlanganligi $\vec{E}(\vec{r})$ larni topishdan iboratdir. Buning uchun, Puasson tenglamasini berilgan chegaraviy shasrtlar bilan yechish kerak. Xususan, cheksiz fazodagi masala uchun potensial kamida $1/r^2$ kabi nolga intilishi kerak. Demak. Puassan tenglamasining yechimii

$$\vec{r} \to \infty \qquad \text{da} \qquad \varphi \to 0 \tag{9}$$

shartni qanoatlantirishi kerak. Bu shartni qanoatlantiruvchi Puasson tenglamasining yechimiini umumiy holda yozish mumkin. Quyida bu yechimiini isbotsiz keltiramiz:

$$\varphi(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}\,')dV'}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} \tag{10}$$

Bu yerda $\vec{r}$ va $\vec{r}\,'$ mos ravishda koordinata boshidan kuzatish nuqtasiga va dV' hajm eleientidagi zaryadga o'tkazilgan radius-vektorlar, $|\vec{r} - \vec{r}\,'|$- zaryaddan kuzatish nuqtasigaclma bo'lgan masofa. Umumnan olganda, Puasson tenglamasining (10) korinishdagi yechimii uch karrali integralni hisoblashni talab qiladi. Bunday integralni hisoblash ko'p hollarda qiyinchliklar tug'diradi. Ba'zan uni to'g'ridan-to'g'ri hisoblab bo'lmaydi Bunday hollarda masalani yechishning taqribiy yOmlari qidiriladi, yoki maxsus metodlar ishlab chiqiladi.

Zaryadlar hajm, sirt va chiziq bo'yicha taqsmilangan hOm uchun Puasson tenlamasining yechimiini quyida ko'rinishda yoziladi:

$$\varphi(\vec{r}) = \int \frac{\rho(\vec{r}\,')dV'}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} + \int \frac{\sigma(\vec{r}\,')dS'}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} + \int \frac{\chi(\vec{r}\,')d\ell'}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} \tag{11}$$

Bu yerda $\rho(\vec{r}\,')$, $\sigma(\vec{r}\,')$ va $\chi(\vec{r}\,')$ mos ravishda zaryadlarning hajmniiy, sirtiy va chiziqli zichligi. Zaryadlar qanday taqsmilanganligiga qarab, (11) ifodada mos had elektr maydonga hissa qo‘shadi.

Kulon qonuni.

Oldingi mavzuda olingan natijalarni nuqtaviy zaryadlar sistemasi uchun tatbiq qilamiz. Shu bilan birga Kulon qonunini aniqlaymiz. N ta nuqtaviy zaryayadlardan tashkil topgan sistemaning maydonini aniqlaymiz. Uning zichligi

$$\rho(\vec{r}\,') = \sum_{a=1}^{N} e_a \delta(\vec{r}\,' - \vec{r}_a) \tag{12}$$

ko'rinishda yozamiz. Bu yerda $\vec{r}_a$ zaryad e_a turgan nuqtaga o‘tkazilgan radius-vektor. Bu ifodani (10) ga qo‘yib, nuqtaviy zaryadlarning maydon potensialini topamiz:

$$\varphi(\vec{r}) = \sum e_a \int \frac{\delta(\vec{r}\,' - \vec{r}_a)dV'}{|\vec{r} - \vec{r}\,'|} = \sum \frac{e_a}{\vec{R}_a} \tag{13}$$

Bu yerda $\vec{R}_a = |\vec{r} - \vec{r}\,'|$ zaryad e_a dan kuzatish nuqtasigacha bo'lgan masofa. Endi potensialni bitta zaryad uchun yozamiz:

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{e}{\vec{R}} \tag{14}$$

$\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}_0$. Maydon kuchlanganligini aniqlaymiz:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -grad\varphi(\vec{r}) = \frac{e}{R^3}\vec{R} \tag{15}$$

Nuqtaviy zaryad hosil qilayotgan maydonga kiritilgan sinov zaryadi e_0 ga ta'sir etuvchi kuch

$$\vec{F}(\vec{r}) = e_0\vec{E}(\vec{r}) = \frac{e_0 e}{R^3}\vec{R} \tag{16}$$

Bu bizga ma'lmi bo'lgan Kulon qonunini beradi.

Zaryadlar sistemasining elektrostatik maydonini aniqlash uchun (13) dan gradient olamiz:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum \frac{e_a}{R_a^{\,3}}\vec{R}_a \tag{17}$$

2-savol bayoni: Mumultipol momentlar.

Bir-biriga nisbatan biror masofaga siljitilgan va qarama-qarshi ishorali ikkita zaryad sistemasi dipol deb ataladi.

Dipolning asosiy xarakterlovchi kattaliklari dipol maydonining kuchlanganligi va dipol momentdir.

$$\vec{E} = \frac{\vec{P}\sin\theta}{r^3}; \qquad \vec{P} = e\Delta\ell$$

Zaryadlar soniga qarab, sistemalar bir qancha nOm olgan. Bunday sistemalarga **ionopol, dipol, kvadrupol, oktupol va mumultipol** kabilardir.

Bir-biriga nisbatan biror masofaga siljitilgan va mos zaryadlari qarama-qarshi bo'lgan ikkita dipol sistemasi kvadrupol deb ataladi.

Bir-biriga nisbatan biror masofaga siljitilgan va mos zaryadlari qarama-qarshi bo'lgan ikkita kvadrupol sistemasi oktupol deb ataladi.

Agar sistemasi n-tartibdagi mumultipol, oktupol-ikkinchi tartibdagi mumultipol, oktupol-uchinchi tartibdagi mumultipol va hakozo.

Bir-biriga nisbatan biror masofaga siljitilgan va mos zaryadlari qarama-qarshi bo'lgan 2 ta n-tartibdagi mumultipol sistemasi (n+1)-tartibdagi mumultipolni hosil qiluvchi zaryadlar soni 2^n (n = 0,1,2,…) bo'ladi **Bundan: ionopol bitta zaryaddan, dipol ikkita zaryaddan,**

kvadrupol to’rtta zaryaddan, oktupol sakkizta zaryaddan iborat bo’ladi

Endi mumultipollarning momentlarini qarab chiqamiz. Aytilganlarga ko‘ra, momentlarining son qiymatlari bir xil va yo‘nalishlari qarama-qarshi bo’lgan ikki dipol sistemasi kvadrupolni tashkil qiladi.

Dipollardan birining momenti $\vec{P}_1 = e\Delta\ell_1$, ikkinchisidan momenti $\vec{P}_2 = e\Delta\ell_2$ bo’lib, ular Q_1 va Q_2 natijasida joylashgan bo’lsin. Chizmada Q_2 nuqtadan Q_1 nuqtaga siljish vektori $\Delta\vec{m}$ bilan berilgan. Har bir dipollarning kuzatish nuqtasidagi chizmada Q_2 nuqtasidan Q_1 nuqtasiga siljish vektori $\Delta\vec{m}$ bilan berilgan. Har bir dipollarning kuzatish nuqtasidagi potensiallari

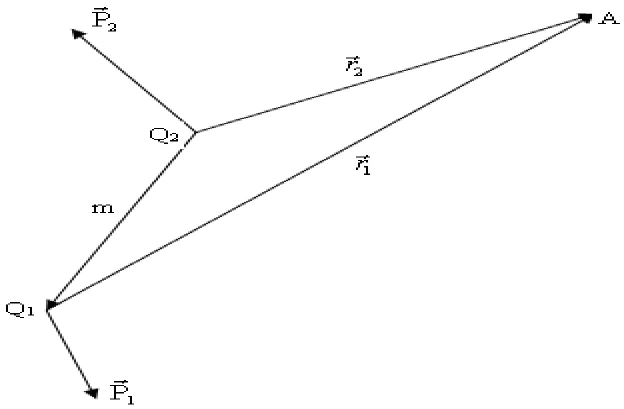
$$\varphi_1 = e\frac{\partial}{\partial\ell_1}\left(\frac{1}{r_1}\right)\Delta\ell_1$$

$$\varphi_2 = e\frac{\partial}{\partial\ell_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\Delta\ell_2 = -e\frac{\partial}{\partial\ell_2}\left(\frac{1}{r_2}\right)\Delta\ell_1$$

bo’ladi, chunki dipollar orasmdagi masofa $\Delta\ell_1 = -\Delta\ell_2$ bo’ladi

Superpozitsiya prinsipiga ko‘ra, kuzatish nuqtasida natijaviy maydon potensialli

$$\varphi = \varphi_1 + \varphi_2 = e\Delta\ell_1\left[\frac{\partial}{\partial\ell_1}\left(\frac{1}{r_1}\right) - \frac{\partial}{\partial\ell_2}\left(\frac{1}{r_1}\right)\right]$$



1-rasm.

Kvadrupol turgan joydan kuzatish nuqtasi juda uzoqda bo’lmasa, katta qavs ichidagi ayirma Q_2 nuqtasidan $\Delta\vec{m}$-siljish vektori bilan Q_1 nuqta o‘tishda $\frac{\partial}{\partial\ell}\left(\frac{1}{r}\right)$ funksiyaning $\Delta\left[\frac{\partial}{\partial\ell}\left(\frac{1}{r}\right)\right]$ ortirmasini hosil qiladi: $\Delta\left[\frac{\partial}{\partial\ell}\left(\frac{1}{r}\right)\right] = \frac{\partial}{\partial m}\left[\frac{\partial}{\partial\ell}\left(\frac{1}{r}\right)\right]\Delta m$ demak, potensialning ifodasi quyidagi ko‘rinishga keladi:

$$\varphi = e\Delta\ell\Delta m \frac{\partial}{\partial m}\left[\frac{\partial}{\partial \ell}\left(\frac{1}{r}\right)\right] \qquad (1)$$

Koordinata o‘qlaridagi proeksiyalari orqali yozilsa:

$$\frac{\partial}{\partial \ell}\left(\frac{1}{r}\right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{dx}{d\ell} + \frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{dy}{d\ell} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{1}{r}\right)\frac{dz}{d\ell}$$

Bu yerda $\frac{dx}{d\ell}$, $\frac{dz}{d\ell}$, $\frac{dz}{d\ell}$ -hosilar koordinata o‘qlarida dipol momentining yo‘nalishini aniqlovchi kosinuslardir. Bu kattaliklar dipolning $\Delta\vec{m}$-siljishi bilan hech qanday bog‘langan emas. Oxirgi ifodadan hisoblar qilib, topilgan natijasini (1) ifodaga qo‘yamiz:

$$\begin{aligned}\varphi = {} & e\Delta x\Delta x \frac{\partial^2}{\partial x^2}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta y\Delta x \frac{\partial^2}{\partial y\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta z\Delta x \frac{\partial^2}{\partial z\partial x}\left(\frac{1}{r}\right) + \\ & e\Delta x\Delta y \frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta y\Delta y \frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta z\Delta y \frac{\partial^2}{\partial z\partial y}\left(\frac{1}{r}\right) + \\ & + e\Delta x\Delta z \frac{\partial^2}{\partial x\partial z}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta y\Delta z \frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\left(\frac{1}{r}\right) + e\Delta z\Delta z \frac{\partial^2}{\partial z^2}\left(\frac{1}{r}\right)\end{aligned} \qquad (2)$$

Bu formula kvadripol hosil qilgan maydonning potensialini ifodalaydi. Bu ifodagi kattaliklarga ba’zi bir beglilarni kiritamiz:

$$\begin{aligned}& P_{xx} = e\Delta x^2, \quad P_{yx} = e\Delta y\Delta x, \; P_{zx} = e\Delta z\Delta x, \; P_{xy} = e\Delta x\Delta y, \; P_{yy} = e\Delta y^2, \\ & P_{zy} = e\Delta z\Delta y, \quad P_{xz} = e\Delta x\Delta z, \; P_{yz} = e\Delta y\Delta z, \; P_{zz} = e\Delta z^2\end{aligned} \qquad (3)$$

Bu to‘qqizta miqdor to‘plami kvadrupol momenti deb ataladi. Masofa funksiyasi bo’lgan $\frac{1}{r}$ funksiyadan olingan birinchi hosila $\frac{1}{r^2}$ kattalikka (dipolga mos keladi) proporsional, ikkinchi hosila $\frac{1}{r^3}$ kattalikka (kvadrupolga mos keladi) proporsional, uchinchi hosila $\frac{1}{r^4}$ kattalikka (oktupolga mos keladi) proporsional va hakozo. Demak (2) ifodaga asosan, kvadrupol maydonning potensialli masofaning uchinchi darajasiga teskari proporsionaldir, uning maydon kuchlanganligi esa, masofaning (n+1)-darajasiga teskari proporsionaldir, uning maydon kuchlanganligi esa, masofaning (n+2) darajasiga teskari proporsionaldir. Demak, mumultipolning tartibi yuqorilashgan sari katta masofalarda uning hosil qilgan maydonni ham juda tez kamayib ketadi.

3-savol bayoni: Statsionar toklarning magnit maydoni.

Fazoning berilgan nuqtasida vaqt o'tishi bilan o'zgarmaydigan tok **stasionarr toklar deyiladi.** Bu holda zaryad va tok zichligi vaqtga bog’liq bOminaydi, ya’ni

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}=0, \qquad \frac{\partial\vec{j}}{\partial t}=0 \qquad (1)$$

Bunday zaryad va toklar hosil qilgan maydon vaqtga bog'liq bOmmaydi:

$$\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}=0, \qquad \frac{\partial\vec{H}}{\partial t}=0 \qquad (2)$$

Bu holda ektromagnit maydon **statsionar** bo’ladi

Shunday qilib, statsionar elektromagnit maydon uchun, Maksvell – Lorens tenglamalari quyidagi ko'rinishni oladi:

$$rot\vec{E}=0 \qquad (3)$$

$$di\vartheta\vec{H}=0 \qquad (4)$$

$$rot\vec{H}=\frac{4\pi}{c}j \qquad (5)$$

$$di\vartheta\vec{E}=4\pi\rho \qquad (6)$$

Bu tenglamalar o'zaro bog'lanmagan ikkita mustaqil tenglamalar sisttmasidan iborat:

1. (3) bilan (6) tenglamalar zaryadlar hosil qilgan elektr maydonni ilbdalaydi. Bu batafsil ko'rilgan elektrostatik maydonni aniqlaydi.

2. (4) bilan (5) tenglamalar statsionar toklar magnit maydonini aniqlaydi. Elektrodinamikaning statsionar toklar magnit maydonini o’rganuvchi qismi **magnitostatika** deyiladi.

Ma’lmiki, vektor potensial $\vec{A}$ orqali magnit maydon quyidagicha aniqlanadi:

$$\vec{H}=rot\vec{A} \qquad (7)$$

Buni (4) tenglamaga qo‘ysak, u aynan bajariladi. (5) tenglamaga qo'yish, quyidagi natijani beradi:

$$rot\vec{H}=rotrot\vec{A}=graddi\vartheta\vec{A}-\Delta A=\frac{4\pi}{c}j \qquad (8)$$

Maydonning kalibrovka invariantligidan foydalanib, vektor potensial uchun

$$di\vartheta\vec{A}=0 \qquad (9)$$

kalibrovkani tanlaymiz. Bu holda (8) tenglama

$$\Delta\vec{A}=-\frac{4\pi}{c}j \qquad (10)$$

ko‘rinishni oladi. Bu tenglama vektor shaklda yozilgan **Puasson** teng-lamasi bo’lib, uning yechimii:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{c}\int \frac{\vec{j}(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}dV'$$

(11)

Bu yerda $\vec{r}$ *va* $\vec{r}\,'$ mos ravishda koordinata boshidan kuzatish nuqtasiga va dV' hajm eleientidagi elementar tokka o'tkazilgan radius-vektorlar. $\vec{R} = \vec{r} - \vec{r}\,'$ eleiental- tokdan kuzatish nuqtasigacha o‘tkazilgan radius-vektor.

Bevosita hisoblab (11) bilan aniqlangan vektor potensial (9) shartni qanoatlantirishini ko‘rish mumkin:

$$div\,\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{c}\int div\left(\frac{\vec{j}(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}\right)dV' = \frac{1}{c}\oint \frac{\vec{j}(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} = 0$$

Bu ifoda haqiqatan ham nolga teng. Chunki, toklar egallagan hajm chekli va uni o’ragan sirtda, ya’ni integrallash sirtida toklar nolga teng.

Endi (11) dan foydalanib, (7) ga asosan. statsionar toklarning magnit maydon kuchlanganligini aniqlaymiz:

$$\vec{H} = rot\frac{1}{c}\int \frac{\vec{j}(\vec{r}\,')}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|}dV' = \frac{1}{c}\int \frac{\left|\vec{j}(\vec{r}\,')\vec{R}\right|}{R^3}dV' \qquad (12)$$

Bu formula **Bio va Savar** qonunini aniqlaydi.

Statsionar tok uchun, (1) ga muvofiq, zaryadning saqlanish qonuni quyidagi ko'rinishni oladi:

$$div\,\vec{j}(\vec{r}) = 0 \qquad (13)$$

yki uzluksizlik tenglaisining integral ko'rinishiga muvofiq, quyidagicha yoziladi:

$$\oint \vec{j}(\vec{r},t)d\vec{S} = 0 \qquad (14)$$

Bundan ko'rinib turibdiki, statsionar tokning yopiq sirt bo'yicha oqmii nolga teng.

Tenglama (13) ga kora, statsionar tok zichligi uyurmali xarakterga ega, ya’ni tokni hosil qiluvchi zaryadlar yopiq naychalar bo'ylab harakat qiladi. Bu naychalar zaryadlarning saqlanish qonuniga asosan, bir-biri bilan kesishmaydi. Demak, zaryadlarning harakati davriy yoki rvazi davriy (davriyga juda yaqin) bo’ladi Naychalarning ko'ndalang kesimni nolga intiltirsak, tokni - chiziqli toklardan tashkil topgan deb qarash mumkin. Bu holda,

$$\vec{j}dV' = \vec{j}\left(d\vec{S}d\vec{\ell}\right) = \left(\vec{j}d\vec{S}\right)d\vec{\ell} = dId\vec{\ell} \qquad (15)$$

Endi zaryadlar fazoning chekli sohasida kvazistatsionar (statsionarga yaqin) harakatda bo’lgan holni ko'rib chiqamiz. Bu holda ko'rilayotgan sohada zaryadlar davriy yoki davriyga yaqin harakatda bo’lishi mumkin. Davriy harakatda zaryadlar har davrdan so'ng, avvalgi holatiga aniq qaytadi. Davriyga yaqin harakatda esa, bunday holat ro'y bermaydi. Ammo zaryadlar yetarlicha katta vaqtdan keyin, avvalgi holatiga yaqin holatlardan o'tishi mumkin. Bunga (o'shmicha ravishda zaryadlar sekin harakat qilayotgan bo’lsin ($\vec{\vartheta} \ll$ c) deb qaraymiz. Bu holda, Maksvell-Lorentz tenglamalarida fazoviy koordmuatalar bo'yicha olingan hosilalarga nisbatan, vaqt bo'yicha hoslalar kichik bo’ladi Bu amallar bajarilishi Maksvell-Lorentz tenglamalarda qanday o'zgarishlarga olib kelishini aniqlash uchun, hosilalarni baholaymiz. Vaqt bo'yicha lmosilalar uchun quyidagilarni yozish mumkin:

$$\left|\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}\right| \sim \frac{E}{T}, \qquad \left|\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}\right| \sim \frac{H}{T}$$

Bu yerda T maydon o‘zgarishini aniqlovchi xarakterli vaqt. Harakat davriy bo’lganda, T davrga teng bo’ladi E, H-lar zaryadlar harakatlanayotgan sohada maydon kuchlanganliklarining absolyut qiymatlarining xarakterli o‘rtachasi. Yuqoridagi baholash kattaliklarning tartibi uchun ma’noga ega.

Endi fazoviy koordinatalar bo'yicha hosilalarning ($rot\vec{E}$ va $rot\vec{H}$) tartibini baholaymiz. Real sistemalarda zaryadlar kvazistatsionar harakatda bo’lganda $\vec{E}, \vec{H}$ yetarlicha silliq funksiya bo’lib, fazoning bir nuqtasidan boshqasiga o‘tganda sekin o‘zgaradi. Sistemaning Omchamini L-bilan belgilasak, fazoviy hosilalar tartibini quyidagicha baholash mum-
kin:

$$\left|\frac{\partial \vec{E}}{\partial x}\right| \sim \left|\frac{\partial H_i}{\partial t}\right| \sim \left|\frac{\partial \vec{E}}{\partial z}\right| \sim \frac{E}{L}$$

Bu yerda zaryadlarning taqsimoti va maydonning o'zgarishi turli yo‘nalishlarda turlicha bo’lishini e’tiborga olmadik.

Kvazistatsionarlik sharti Maksvell-Lorentz tenglamalarida mos koeffitsientlari bilan vaqt bo'yicha hosilala,r fazoviy hosilalardan kichik bo’lishini talab qiladi, ya’ni

$$\left|\frac{\partial E_i}{\partial x_k}\right| \gg \frac{1}{c}\left|\frac{\partial \vec{E}}{\partial x}\right|, \qquad \left|\frac{\partial H_i}{\partial x_k}\right| \gg \frac{1}{c}\left|\frac{\partial E_i}{\partial t}\right|$$

yoki

$$\frac{E}{L} \gg \frac{1}{c}\frac{H}{T}, \qquad \frac{H}{L} \gg \frac{1}{c}\frac{E}{T} \tag{16}$$

Bu yerda fazoviy koordinatalar va vaqt bo‘yicha hosilalarning tartibi bir xil bo’lgan taqdirda ham $\frac{1}{c}$- koeffitsient hisobiga (16) tengsizliklar bajariladi. Bu tengsizliklarni bir-biriga ko'paytirib, tezlik uchun yuqorida qo'yilgan shartni hosil qilamiz:

$$T \gg \frac{L}{c} \to \quad \text{c} \gg \frac{L}{T} \approx \vec{\vartheta} \tag{17}$$

Bu yerda $\vec{\vartheta} \sim \frac{L}{T}$ sisteina zaryadlarining xarakterli tezligi ma’nosiga ega. Shunday qilib, zaryadlarning kvazistatsionar harakatida, ularning tezligi yorugmik tezligidan juda kichik bo’lishi kerak ekan. Zaryadlar-
ning harakati kichik deganda, uni shu ma’noda tushunish kerak.

Yuqoridagi shartlar bajarilganda **maydon kvazistatsionar** deyiladi. Bunday maydonlar uchun Maksvell-Lorentz tenglamalari (3)-(6) bilan bir hil bo’ladi Shunday qilib, yuqorida statsionar maydonlar uchun olingan natijalar kvazistatsionar maydonlar uchun ham o'rinli bo’ladi Faqat bu holda, maydon kattaliklarini ularning o'rtachalari almashtirish kerak.

4-savol bayoni: Magnit moment.

Statsionar harakatlanayotgan zaryadlar sistemasining o‘rtacha magnit maydonini, shu zaryadlar sistemasidan uzoq masofalarda qarab chiqamiz. Bunda koordinatalar sistemasi boshini zaryadlar sistemasi ichida, ixtiyoriy yerda tanlab olinadi. Alohida zaryadlar radius vektorlarini - $\vec{r}_0$ deb, maydoni tekshirilayotgan nuqtasiga o’tkazilgan radius vektorlarini - $\vec{R}_0$ deb belgilanadi. U holda $\vec{R}_a - \vec{r}_a$ ayirma ℓ_a- zaryaddan kuzatish nuqtasiga o‘tkazilgan radius - vektor bo’ladi

Vektorning potensial uchun yozilgan $\vec{A}_{\text{ўр}} = \frac{1}{c}\int \frac{\vec{j}_{\text{ўр}}}{R} dV$ ifodani quyidagicha yozamiz:

$$\vec{A}_{\text{ўр}} = \frac{1}{c}\sum \frac{e_a \vec{\vartheta}_a}{\left|R_0 - r_a\right|} \tag{1}$$

bu ifodani $\vec{r}_a$ darajalari bo‘yicha qatorga yoyib, birinchi tartibli xadlargacha aniqlikda

$$\vec{A}_{\text{ўр}} = \frac{1}{CR_0}\sum e\vec{\vartheta} - \frac{1}{c}\sum e\vec{\vartheta}\left(\vec{r}\nabla\frac{1}{R_0}\right)$$ yoziladi.

Birinchi hadda $\sum e\vec{\vartheta}=\frac{d}{dt}\sum e\vec{r}$ almashtirish qilib yozish mumkin.

Chekli oraliqda o‘zgaruvchi $\sum e\vec{r}$-kattalikdan olingan hosilaning o‘rtacha qiymati nolga teng. Shunday qilib, vektor potensial

$$\sum e\left(\vec{R}_0\ \vec{r}\right)\vec{\vartheta}=\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\sum e\vec{r}\left(\vec{r}R_0\right)+\frac{1}{2}\sum e\left[\vec{\vartheta}\left(\vec{r}\vec{R}_0\right)-\vec{r}\left(\vec{\vartheta}\vec{R}_0\right)\right]$$

Bu o‘zgarishni $\vec{A}_{ўp}$-vektor potensial ifodasiga qo‘yganda, vaqt bo‘yicha hosilali birinchi hadning o‘rtacha qiymati yana nolga teng bo’ladi va $\vec{A}_{ўp}$-vektor potensial

$$\vec{A}_{ўp}=\frac{1}{2CR_0^3}\sum e\left[\vec{\vartheta}\left(\vec{r}\vec{R}_0\right)-\vec{r}\left(\vec{\vartheta}\vec{R}_0\right)\right] \qquad (2)$$

ko‘rinishga keladi. Bu ifodaga $M=\frac{1}{2c}\sum e\left[\vec{r}\,\vec{\vartheta}\right]$ vektor belgilash kiritilsa

$$\vec{A}_{ўp}=\frac{\left[\vec{M}\vec{R}_0\right]}{R_0^3}=\left[\nabla\frac{1}{R_0}\cdot\vec{M}\right] \qquad (3)$$

ifoda hosil bo’ladi Bu yerda $\vec{M}$ **-vektor sistemaning magnit momenti deyiladi.** Avvalgidek, vektor potensialni bilgan holda, magnit maydon kuchlanganligini topish mumkin:

$$rot\left[\vec{a}\vec{b}\right]=\left(\vec{b}\nabla\right)\vec{a}-\left(\vec{a}\nabla\right)\vec{b}+adi\vartheta\vec{b}-\vec{b}di\vartheta\vec{a}$$

formulalardan foydalanib

$$\vec{H}_{ўp}=rot\left[M\frac{\vec{R}_0}{R_0^3}\right]=Mdi\vartheta\frac{\vec{R}_0}{R_0^3}-\left(M\nabla\right)\frac{\vec{R}_0}{R_0^3}$$

Bu ifodaga ba’zi bir o‘zgartirishlar qilib $di\vartheta\frac{\vec{R}_0}{R_0^3}=\vec{R}_0grad\frac{1}{R_0^3}+\frac{1}{R_0^3}di\vartheta\vec{R}_0=0$ va

$$\left(\vec{M}\nabla\right)\frac{\vec{R}_0}{R_0^3}=\frac{1}{R_0^3}\left(\vec{M}\nabla\right)\vec{R}_0+\vec{R}_0\left(M\nabla\frac{1}{R_0^3}\right)=\frac{\vec{M}}{R_0^3}-\frac{3\vec{R}_0\left(\vec{M}\vec{R}_0\right)}{R_0^3}$$

Magnit maydon kuchlanganligini

$$\vec{H}_{ўp}=\frac{3\vec{n}\left(\vec{M}_{ўp}\vec{n}\right)-M_{ўp}}{R_0^3} \qquad (4)$$

bu yerda $\vec{n}$-vektor $\vec{R}_0$ yo‘nalishidagi birlik vektordir. Elektr maydon dipol momenti orqali ifodalangani kabi, magnit maydon ham, magnit momenti orqali xuddi o‘shanday formula bilan ifodalaniladi.

Agar sistemaning barcha zaryadlari uchun zaryadning massaga nisbati bir xil bo’lmasa, u holda

$$\vec{M}=\frac{1}{2c}\sum e\left[\vec{r}\,\vec{\vartheta}\right]=\frac{e}{2mc}\sum m\left[\vec{r}\,\vec{\vartheta}\right]$$

Agar birga zaryadning tezligi $\vartheta << c$ bo'lmasa, u holda $\vec{m}\vec{\vartheta}$ ko'paytma zaryadning $\vec{p}$ -impulsidir. Demak

$$\vec{M}=\frac{e}{2mc}\sum\left[\vec{r}\vec{p}\right]=\frac{e}{2mc}\vec{M}_{Mex} \qquad (5)$$

bu yerda $\vec{M}_{Mex}=\sum[\vec{r}\vec{p}]$-sistema impulsining mexanikaviy momentdir. Shunday qilib, bu holda magnit momentning mexanikaviy momentga nisbati o'zgarmas va u $\frac{e}{2mc}$ kattalikka teng bo'ladi

Muhokama uchun savollar:

1. Magnit moment qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi?
2. Magnit maydonni magnit momenti orqali ifodalash mumkinmi?
3. Magnit momentni maydon potensiallari orqali aniqlash mumkinmi?

5-savol bayoni: Larmor teoremasi.

Tashqi o'zgarmas bir jinsli magnit maydondagi zaryadning sistemasini qarab chiqaylik. Sistemadagi i-nOmerli zarraning massasi-mi zaryadli-ℓ_i, radius vektori -$\vec{r}_i$, tezligi-$\vec{\vartheta}_i$ bo'lsin. Sistemaning magnit momenti

$$\vec{M}=\sum\frac{\ell_i}{2c}\left[\vec{r}_i\ \ \vec{\vartheta}_i\right] \qquad (1)$$

bo'ladi Sistemaning harakat miqdor momenti

$$\vec{L}=\sum\vec{L}_i=\sum m_i\left[\vec{r}_i\ \ \ \vec{\vartheta}_i\right] \qquad (2)$$

Bu yerda $\vec{L}$ -harakat miqdori momenti $\left(\vec{L}=m\left[\vec{r}\,\vec{\vartheta}\right]\right)$. Bu ikki ifodadan

$$\vec{M}=\sum\frac{\ell_i}{2m_ic}\vec{L}_i \qquad (3)$$

hosil bo'ladi Atomdagi zarralar elektron bo'lganligi uchun $\frac{\ell_i}{m_i}=\frac{\ell}{m}$ ular bir xil massali va bir xil zaryadli bo'lishidan kelib chiqadi. Demak,

$$\vec{M}=\frac{e}{2mc}\vec{L} \qquad (4)$$

Atom elektronlari yadro atrofida orbital harakatda bo'ladi Shuning uchun, $\vec{M}$ -sistemaning orbital magnit momenti va $\vec{L}$ -sistemaning orbital harakat miqdori momenti bo'ladi Shunday qilib, (4) ifodaga ko'ra, orbital magnit moment bilan, orbital harakat miqdori momenti o'zaro proporsionaldir.

Elektron zaryadining manfiyligi (e<0) sababli, (4) ifodaga muvofiq, $\vec{M}$-orbital magnit moment bilan $\vec{L}$-orbital harakat miqdori momenti vektorlarining yo‘nalishlari qarama-qarshidir.

Tashqi bir jinsli mangnit maydon ta’sirida, magnit moment va u bilan bog‘langan harakat miqdori momenti o‘zgaradi. $\vec{H}$-kuchlanishli tashqi magnit maydon $\vec{M}$-magnit momentli sistemaga ko‘rsatadigan ta’sir kuchining momenti $\vec{K}=\left[\vec{M}\vec{H}\right]$ kattalikka teng bo’ladi Mexanikadan ma’lumki kuch momenti harakat miqdori momentining vaqt bo‘yicha hosilasiga teng: $\vec{K}=\frac{d\vec{L}}{dt}$; Demak, $\frac{d\tau}{\partial\varepsilon}=\left[\vec{M}\vec{H}\right]$ yoki (4) ifodaga asosan,

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\left[\frac{e}{2mc}\vec{L},\vec{H}\right]$$

bo’ladi Agar

$$\omega_L=-\frac{e\vec{H}}{2mc} \tag{5}$$

deb olinsa

$$\frac{d\vec{L}}{dt}=\left[\omega_L,\vec{L}\right] \tag{6}$$

kelib chiqadi. Bu ifodadan $\left[\frac{dL}{dt},\ \vec{L}\right]=0$ va shu bilan birga

$$\left(\frac{d\vec{L}}{dt},\vec{L}\right)=\frac{1}{2}\frac{d}{dt}\left(\vec{L}\vec{L}\right)=\frac{d}{dt}\left(\frac{\vec{L}^2}{2}\right)$$

bo’ladi, demak $L=const$ ya’ni harakat miqdori momentining son qiymati o‘zgarmasdan saqlanadi.

Magnit maydon yo‘nalishini z koordinata o‘qi bo‘ylab yo‘nalgan deb qaraylik va $\vec{L}$-harakat miqdori momenti vektorining shu o‘q bilan hosil qilgan burchagini σ-orqali belgilaylik. t-vaqtda $L_z=L\cos\sigma$ bo’ladi va (6) ifodaga asosan $\frac{dL_z}{dt}=0$, demak $L_z=L\cos\sigma=const$, ya’ni σ-burchak o‘zgarmasdan saqlanadi.

Demak, (6) ifodadan $\vec{L}$-vektorning oxiri son qiymati $\left|\frac{d\vec{L}}{dt}=\omega_L L\sin\sigma\right|$ o‘zgarmas bo’lgan tezlik bilan harakatlanadi, chunki ω_L, $\vec{L}$, σ-burchak miqdordan o‘zgarmasdir.

Shunday qilib, o‘zgarmas bir jinsli magnit maydondagi atom elektronlarining harakat miqdori momenti, o‘zining son qiymatini va maydon yo‘nalishi bilan hosil qilgan burchagini o‘zgartirmasdan, maydon atrofida tekis aylanma harakatda bo’ladi Bu Larmor teoremasi deb ataladi.

Qarab chiqilgan hodisa Larmor protsissiyasi deb yuritiladi. (5) ifodadagi burchak tezlik ω_L Larmor chastotasi deyiladi. Uning son qiymati

$$\omega_L = \frac{|e|H}{2mc} \tag{7}$$

ifoda bilan aniqlanadi.

Muhokama uchun savollar:

1. Larmor teoremasi qanday tushunchalarni aniqlab beradi?
2. Zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon qanday kattaliklar bilan ifodalanadi?
3. Larmor protsessiyasi deb nimaga aytiladi?

Nazorat savollari:

1. Magnit moment qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
2. Magnit maydonni magnit momenti orqali ifodalash mumkinmi?
3. Magnit momentni maydon potensiallari orqali aniqlash mumkinmi?
4. O‘zgarmas elektromagnit maydon tenglamalari qanday kattaliklar orqali ifodalanadi?
5. Dipol momenti, mumultipol momentlar qanday tushuntiriladi?
6. Larmor teoremasining ma’nosi nimani anglatadi?
7. Larmor teoremasi qanday tushunchalarni aniqlab beradi?
8. Zaryadlar sistemasi hosil qilgan maydon qanday kattaliklar bilan ifodalanadi?
9. Larmor protsessiyasi deb nimaga aytiladi?
10. Kvadrupol, oktupol, mumultipol deb nimaga aytiladi?
11. Mumultipol momentlar qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
12. Momentlar qanday funksiyaga teskari proporsional bo’ladi?

10-MAVZU: Bo’shliqda elektromagnit maydon. To’lqin tenglamasi. Yassi va ionohromatik to’lqinlar. Monoxromatik elektromagnit to’lqinlar. Doppler effekti. To’lqinning qutblanishi.

REJA:

1. **Bo’shliqda elektromagnit maydon. To’lqin tenglamasi.**
2. **Yassi va monohromatik to’lqinlar.**

3. **Monoxromatik elektromagnit to'lqinlar.**

4. **Doppler effekti.**

5. **To'lqinning qutblanishi.**

.

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Bo'shliq, to'lqin, yassi, Poynting vektori, monohromatik, to'lqin vektori, bo'ylama Doppler effekti, ko'ndalang Doppler effekti, qutblanish, ozod fazo, **elliptik qutblangan, dOmraviy qutblangan, chiziqli qutblangan, qutblanish yo'nalishi, qutblanish tekisligi.**

1-savol bayoni: Bo'shliqda elektromagnit maydon. To'lqin tenglamasi.

Zaryadlardan ozod fazoda, ya'ni bo'shliqda elektromagnit maydonni ko'rib chiqamiz. Eleknromagnit maydonga nisbatan bo'shliqni shunday tushinish kerakki, fazoda zaryadlar mavjud emas (tok ham bOmmaydi). Bunda zaryad zichligi ρ = 0 va tok zichligi $\vec{j} = 0$ bo'ganligi uchun, Maksvell-Lorentz tenglamalari quyidagi ko'rinishni oladi:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$div\vec{H} = 0, \qquad (2)$$

$$rot\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$div\vec{E} = 0 \qquad (4)$$

Bu tenglamalarning notrivmal (noldan farqli) yechimii bizni qiziqtiradi.
Agar bunday maydon mavjud bo'lmasa, u qanday xossalarga ega bo'ladi?

Vakuuida elektromagnit maydon o'zgarmas deb faraz qilamiz, ya'ni

$$\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = 0 \qquad \frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = 0$$

u vaqtda (1) - (4) tenglamalardan ko'ramizki

$$rot\vec{E} = 0, \quad div\vec{E} = 0, \quad rot\vec{H} = 0, \quad div\vec{H} = 0$$

bo'ladi Ma'lumki birorta vektor maydonning rotori va divergensiyasi nolga teng bo'lmasa, u aynan nolga teng bo'ladi Demak, $\vec{E} = 0$ va $\vec{H} = 0$.

Shunday qilib, vakuuida, vaqtga bog'liq bOmmagan maydon ozod fazoda **bOminas ekan. Vakuuida elektromagnit maydon mavjud bo'lishi uchun, u albatta vaqtga bog'liq bo'lishi kerak.**

Elektr va magnit maydon kuchlanganliklari uchun o'zaro bog'liq bOmmagan tenglamalarni hosil qilamiz. Buning uchun (1) tenglama-
ning har ikkala tomoniga rotor operatori bilan ta'sir qilamiz va (3) tenglamadan foydalanib quyidagini hosil qilamiz:

$$\Delta\vec{H} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{H}}{\partial t^2} = 0 \qquad (5)$$

Huddi shu yol bilan, $\vec{E}$ uchun quyidagi tenglamani yozamiz:

$$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad (6)$$

BU TENGLAMALAR BIZGA MA'LUM BO'LGAN TO'LQIN TENGLAMALARDIR.

ZARYAD VA TOK ZICHLIGI NOLGA TENGLIGINI INOBATGA OLSAK, POTENSIALLAR UCHUN OLINGAN $\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c}\vec{j}$ VA $\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = -4\pi\rho$ DALAIBER TENGLAMALARI QUYIDAGI KO'RINISHNI OLADI:

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2} = 0 \qquad (7)$$

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \qquad (8)$$

Bu yerda potensiallar, Lorenz shartini qanoatlantiradi, ya'ni:

$$div\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0 \qquad (9)$$

Shunday qilib, vakuuida elektromagnit maydon kuchlanganliklari va potensiallar to'lqin tenglama bilan aniqlanishini topdik. Bu tenglamalarning yechimilari to'lqindan iborat bo'lganligi uchun, vakuuida elektromagnit maydon ham to'lqindan iborat bo'ladi

Agar E, H, A vektorlarning dekart koordinata o'qlariga tashkil etuvchilaridan ixtiyoriy birini, yoki skalyar potensial φ ni f bilan belgilasak, ular uchun to'lqin tenglamani umumiy korinishda yozish mumkin:

$$\Delta f - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0$$

2-savol bayoni: Yassi elektromagnit to’lqinlar.

Umumiylikga putir yetkazmagan holda, masalani soddalashtiramiz, ya’ni elektromagnit maydon kattaliklari faqat, x va t vaqtga bog‘liq bo’lsin deb olamiz. Bu holda, to’lqin tenglama quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0 \qquad (11)$$

Bu tenglama “Matematik fizika tenglamalari” kursidan ma’lum bo’lib, xususan torda to’lqin tarqalishini aniqlaydi. To’lqin tenglamaning bunday xossaga ega yechimiini umumiy ko'rinishini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$f(x,t) = f_1\left(t - \frac{x}{c}\right) + f_2\left(t + \frac{x}{c}\right) \qquad (12)$$

Birinchi had f_1-x o'qi bo'ylab, ikkinchi had f_2 esa, x- o'qiga teckari yo'nalishda s tezlik bilan tarqaluvchi **yassi to’lqinni** ifodalaydi. Bu to’lqinlardan qaysi biri mavjud bo’lishi boshlang'ich shart bilan aniqlanadi. Masalan, $f_2 = 0$ bo’lsin, u vaqtda

$$f(x,t) = f_1\left(t - \frac{x}{c}\right) \qquad (13)$$

bo’ladi va faqat musbat yo'nalishda tarqaluvchi to’lqin qoladi. Shu holni batafsil ko'rib chiqamiz.

Shunday qilib, maydon kattaliklari sifatida qaralayotgan f (x , t) yassi to’lqin bo’lganligi uchun, vakuumdagi elektromagnit maydon potensiallari ham yassi to’lqindan iborat bo’ladi, ya’ni

$$\varphi(x,t) = \varphi\left(t - \frac{x}{c}\right), \qquad (14)$$

$$\boldsymbol{A}(x,t) = \boldsymbol{A}\left(t - \frac{x}{c}\right). \qquad (15)$$

Skalyar va vektor potensiallar ma’lum deb maydon kuchlangan-liklarini aniqlaymiz. Hisoblashlarni soddalashtirish maqsadida potensiallarni tanlashdagi ixtiyoriylikdan yana bir marta foydalanamiz. Lorenz kalibrovkasida φ = 0 deb olamiz. Bu holda kalibrovka sharti (9) quyidagicha yoziladi:

$$\operatorname{div} \boldsymbol{A} = 0. \tag{16}$$

Bu shart φ = 0 shart bilan birga Lorenz kalibrovkasining xususiy lioli bo’ladi Potensial biz ko'rayotgan holda faqat x koordinataga bogmiq ekanligini inobatga olsak, kalibrovka sharti (16) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{\partial A_x}{\partial x} = 0, \quad \rightarrow \quad A_x = \text{const} \tag{17}$$

Bu shartga muvofiq (11) tenglamadan quyidagilar kelib chiqadi:

$$\frac{\partial^2 A_x}{\partial t^2} = 0, \quad \rightarrow \quad \frac{\partial A_x}{\partial t} = \text{const}\,.$$

Binobarin, vektor potensialdan vaqt bo'yicha olingan hosila elektr iydonni aniqlashini inobatga olsak,

$$A_x \neq 0$$

bo’lishi, vakuuida o'zgarmas elektr maydon mavjudligini ko’rsatadi. Bu mavzuda o'zgarmas maydonlar bizning qiziqish dOmramizdan chetda bo’lganligi uchun, bemalol $A_x = 0$ deb olish mumkin. Shunday qilib, maydon kuchlan-ganliklarini aniqlash uchun A_y (x,t) va A_z (x,t) bilish biz ko‘rayotgan holda yetarli bo’ladi

Yuqorida yuritilgan mulohazalarga asosan, elektr va magnit maydon kuchlanganliklari

$$\boldsymbol{E}(x,t) = -\frac{1}{c}\frac{\partial \boldsymbol{A}(x,t)}{\partial t} \tag{18}$$

$$\boldsymbol{H}(x,t) = \operatorname{rot} \boldsymbol{A}(x,t). \tag{19}$$

munosabatlar bilan aniqlanishi kelib chiqadi. Bu tenglamalarning birin-chisidan, $A_x = 0$ bo’lganlgi uchun, $E_x = 0$ bo’ladi Qolgan ikkita tashkil etuvchisi $E_\varphi \neq 0$ va $E_z \neq 0$. **Demak, vakuuida elektr maydon kuchlanganligi, to’lqin tarqalish yOmmalishiga perpendikulyar ekan.** (18) tenglamani quyidagi shakldа yozamiz:

$$E = -\frac{1}{c}\dot{A}, \quad \text{bu yerda} \quad \dot{A} \equiv \frac{\partial A}{\partial t}. \qquad (20)$$

(19) ga asosan magnit maydon kuchlanganligini hisoblaymiz:

$$H = \operatorname{rot} A = [\nabla, A] = \left[\nabla\left(t - \frac{x}{c}\right), \frac{\partial A}{\partial\left(t - \frac{x}{c}\right)}\right] = -\frac{1}{c}[n\dot{A}] \qquad (21)$$

Bu verda n - x o‘qi yo'nalishidagi, ya'ni to’lqin tarqalish yo'nalishidagi birlik vektor. (20) va (21) ifodalarni taqqoslab, elektr va magnit maydon kuchlanganliklari orasmdagi bog'lanishni topamiz:

$$H = [nE]. \qquad (22)$$

Ifodalar (20) - (22) dan yassi to’lqinda elektr va magnit maydon kuchlanganliklari to’lqin tarqalish yo'nalishiga perpendikulyar ekanligi ko'rinib turibdi. Shu sababli, vakuuida **elektromagnit to’lqin ko'ndalang** deb ataladi. Bundan tashqari (22) dan **E⊥H** kelib chiqadi.

Gauss birliklar sistemasida

$$|\vec{E}| = |\vec{H}|$$

ya’ni elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining son qiymatlari bir xil. demak, to’lqinning elektr maydon va magnit maydon energiyasi zichliklari bir-biriga teng bo’ladi:

$$u = \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = \frac{E^2}{4\pi} = \frac{H^2}{4\pi}. \qquad (23)$$

To’lqin energiyasi oqimining zichligi-**Poynting vektori** bu holda quyi-dagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}[EH] = \frac{c}{4\pi}[E[nE]] = \frac{c}{4\pi}\{nE^2 - E(nE)\} = \frac{E^2}{4\pi}cn \qquad (24)$$

yoki (23) ga asosan

$$\mathbf{S} = cun\,. \qquad (25)$$

Demak, energiya oqmii to’lqin tarqalish yo'nalishi bo'yicha yo'nalgan.

Elektromagnit to’lqin impulsining zichligi

$$g = \frac{\mathbf{S}}{c^2} = \frac{u}{c}n \qquad (26)$$

E'tibor bersak, (21) dan boshlab, koordinata x tenglamalarda oshkora ravishda ishtirok etmayapti. Demak, olingan natijalar uchun

to’lqin qaysi yo'nalishda tarqalishining ahamiyati yo'q. Shuning uchun to’lqin tarqalish yo'nalishidagi birlik vektor n endi x- o'qidagi birlik vek-
tor emas, balki, to’lqinning tarqalishini ko'rsatuvchi ixtiyoriy yo'nalish-dagi birlik vektor deb qarash mumkin. Bunga asosan, yuqorida olingan formulalarda, umimiy holga o'tish uchun, quyidagi almashtirishni.

$$t - \frac{x}{c} \quad \rightarrow \quad t - \frac{nr}{c} \qquad \textbf{(27)}$$

bajarish kifoya qiladi

Hulosa qilib, quyidagilarni e’tirof etish mumkin: Vakuuida elek-tromagnit maydon yassi, ko‘ndalang to’lqin ekan. Elektr va magnit maydon kuchlanganliklari o ‘zaro perpendikulyar va iodullari teng ekan.

3-savol bayoni: Monoxromatik elektromagnit to’lqinlar.

Yassi to’lqinning muhim xususiy holi - monoxromatik to’lqinni ko’rib chiqamiz. Bu holda maydonni aniqlovchi barcha kattaliklar vaqt va fazoda garionik qonuniyat bilan o‘zgaradi. Vektor potensialni kom-pleks garionik funksiya ko'rinishida yozamiz. Bu yerda va bundan keyin, qulaylik uchun, ionoxromatik to’lqinni kompleks funksiya ko‘rinishida yozamiz. Fizik qattaliklar real voqelikni aks ettirganligi uchun, ularning haqiqiy qismi ma’noga ega. Yana shuni ta’kidlash lozimtki, ionoxromatik to’lqinni bunday yozish funksiyalar ustida chiziqli operatsiyalar bajaril-ganda o'rinli bo’ladi:

$$\boldsymbol{A} = \boldsymbol{A}_0 \exp\left\{-i\omega\left(t - \frac{\boldsymbol{nr}}{c}\right)\right\} = \boldsymbol{A}_0 \exp\{i(\boldsymbol{kr} - \omega t)\} \qquad (28)$$

Bu yerda A_0 - kompleks amplituda, ω - siklik (davriy) chastotasi, $(\omega t - \boldsymbol{kr})$ - to’lqin fazasi va

$$\boldsymbol{k} = \frac{\omega \boldsymbol{n}}{c} \qquad (29)$$

to’lqin vektori deyiladi.

Endi vektor potensial (28) ni (20) va (21) ifodalarga qo‘yib, yassi ionoxromatik to’lqin elektr va magnit maydonini hisoblaymiz:

$$\boldsymbol{E} = -\frac{1}{c}\dot{\boldsymbol{A}} = ik\boldsymbol{A} = \boldsymbol{E}_0 \exp\{i(\boldsymbol{kr} - \omega t)\}, \qquad (30)$$

$$\boldsymbol{H} = -\frac{1}{c}[\boldsymbol{n}\dot{\boldsymbol{A}}] = i[\boldsymbol{kA}] = \boldsymbol{H}_0 \exp\{i(\boldsymbol{kr} - \omega t)\} \qquad (31)$$

Bu yerda $|\mathbf{k}|$ to'lqin vektorining ioduli bo'lib, **to'lqin soni deyiladi** (2π uzunlikda joylashgan to'lqinlar sonini ko'rsatadi).

4-savol bayoni: Doppler effekti.

Endi monoxromatik to'lqin chastotasi manbaning harakat tezligiga qanday bog'langanligini ko'rib chiqamiz.

Doppler effekti deb, harakatlanuvchi yorug'lik manbasini, tinch holdagi kuzatuvchiga nisbatan chastotasini o'zgarishiga aytiladi. Manba bilan bog'langan K_0 sanoq sistemada ω_0(xususiy) chastotali elektromagnit to'lqin tarqalayotgan bo'lsin. Kuzatuvchi turgan K sanoq sistemaga nisbatan K_0 sistema x-o'qi bo'ylab, V tezlik bilan harakat-lanayotgan deb olamiz.

To'lqin vektori va chastotasi ishtirokida komponentalari quyidagicha aniqlangan 4-vektor tuzamiz:

$$k^i = \left(\frac{\omega}{c}, \mathbf{k}\right). \tag{32}$$

Bu kattaliklar haqiqatan ham 4-vektorni tashkil qilishini tekshirish uchun, uning 4-radius-vektorga skalyar ko'paytmasini hosil qilamiz:

$$k^i x_i = \frac{\omega}{c}ct - k_x x - k_y y - k_z z = \omega t - kr. \tag{33}$$

Bu skalyar kattalik bo'lib, to'lqin fazasiga teng. To'lqin fazasi invariant kattalikdir, ya'ni bir inersial sanoq sistemadan ikkinchisiga o'tganda o'zgarmaydi. $\vec{k}^i$ **-4-to'lqin vektori deb ataladi.** K sanoq sistemadan K_0 sanoq sistmasiga otishda, 4-to'lqin vektorning nolinchi komponentasi uchun almashtirish formulasini yozamiz:

$$k^0_{(0)} = \frac{k^0 - \frac{V}{c}k^1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}. \tag{34}$$

Bu yerda

$$k^0_{(0)} = \frac{\omega_0}{c}, \quad k^0 = \frac{\omega}{c}, \quad k^1 = k_x = \frac{\omega}{c}n_x = \frac{\omega}{c}\cos\theta \tag{35}$$

θ- kuzatuvchi turgan sanoq sistemada x-o'qi bilan, to'lqin tarqalish yo'na-
lishi orasmdagi burchak. (35) ni inobatga olib (34) dan ω ni topamiz:

$$\omega = \omega_0 \frac{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}}{1 - \frac{V}{c}\cos\theta} \tag{36}$$

Bu ifoda, kuzatuvchiga nisbatan harakat qilayotgan manbaning nurlanish chastotasini, uning xususiy chastotasi ω_0, kuzatuvchi turgan sanoq sistemada to’lqin tarqalish burchagi θ va nisbiy tezlik V orqali topish mikoniyatini beradi.

Agar $|\cos\theta|$ =1 bo’lmasa, (36) ga ko‘ra, chastotaning tezlikga bogmanishi **bo‘ylama Doppler effekti** deyiladi. Bunda:
$\cos\theta$ = +1 bo’lmasa,

$$\omega \simeq \omega_0\sqrt{1+V/c}, \quad \omega > \omega_0 \qquad (37)$$

manba kuzatuvchiga yaqinlashinoqda;
$\cos\theta$ = -1 bo’lmasa,

$$\omega \simeq \omega_0\sqrt{1-V/c}, \quad \omega < \omega_0 \qquad (38)$$

manba kuzatuvchidan uzoqlashioqda.
Agar $|\cos\theta| \approx 0$ ($\theta \approx \frac{\pi}{2}$) bo’lmasa, (36) ga ko'ra, chastotaning tezlikga bog’lanishi **ko‘ndalang Doppler effekti deyiladi.** Bu holda:

$$\omega \simeq \omega_0\sqrt{1-V^2/c^2}, \quad \omega < \omega_0 \qquad (39)$$

Bundan ko‘rinib turibdiki, xususiy chastota domio katta ekan.

Endi $\frac{V}{c} \langle\langle 1$ holni ko‘rib chiqamiz. (36) ni $\frac{V}{c}$ ning darajalari bo‘yicha qatorga yoyamiz va unung birinchi darajasiga proporsional bo’lgan had bilan chegaralanib quyidagini olamiz:

$$\omega \approx \omega_0\left(1+\frac{V}{c}\cos\theta\right) \qquad (40)$$

Bu klassik fizikada (“Optika") olingan natijaning huddi o‘zi. Faqat klassikada burchak barcha inersial sanoq sistemalarda birday bo’lib, invariant kattalik deb hisoblangan. Ko'ndalang Doppler effekti faqat relyativistik fizikaga xos bo’lib, klassik fizikaga asoslanib bu qonuniyatni aniqlab bo’lmaydi

Doppler effektini tajribalarda o‘rganish mihmi ahamiyatga ega. Chunki, chastotaning bir sanoq sistemasdan ikkinchisiga o‘tishdagi o‘z-garishi, vaqtning turli sanoq sistemalarda turlicha o’tishi bilan bevosita bog’langan. Doppler effektini yuqori aniqlikda organish nisbiylik naza-riyasining to‘g‘ri nazariya ekanligini isbotlaydi.

Bunday tajribani birinchi bo’lib, 1938 yilda Ayvs amalga oshirgan. Bu tajribaning aniqligi uncha katta bOmmasada, nisbiylik nazariyasini tajribada tasdiqlash borasmda, **Maykelson** va **Morli** tajribalariga tenglashtirish mumkin.

Atom yadrosining γ-kvantlarni chiqarishidagi topilgan yangi hodisa - Iyossbauer effekti ochilgandan keyin, Doppler effekti juda yuqori aniqlikda Omchash mikoniyati tug'ldi. Bu effektni o‘rganish birinchidan, bizning kursning doirasi kirmaydi, ikkinchida uni o'rganish uchun, boshqa darajadagi bilmi (kvant mexanikasi) talab qilinadi.

5-savol bayoni: **To’lqinning qutblanishi.**

Yassi monoxromatik elektromagnit to’lqinda, maydon kuchlanganliklarining yo‘nalishini, vaqt va fazoda o‘zgarishinni aniqlaymiz. Birinchi navbatda, elektr maydonni ko‘rib chiqamiz. Elekrt maydon kushlanganligi ning (30) haqiqiy qismini ko’ramiz:

$$\boldsymbol{E} = \mathrm{Re}\{\boldsymbol{E}_0 \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t)]\} \qquad (32)$$

Bu yerda $\boldsymbol{E}_0$ qandaydir kompleks vektor. $\boldsymbol{E}_0{}^2$ ham umiman olganda kompleks son bo’ladi Uning arguientini **-2α** deb olsak,

$$\boldsymbol{E}_0{}^2 = |\boldsymbol{E}_0{}^2| e^{-2i\alpha} \qquad (33)$$

Bu ifodani quyidagi ko‘rinishda ham yozish mumkin:

$$\boldsymbol{E}_0{}^2 = b^2 e^{-2i\alpha} \qquad (34)$$

Bu yerda **b** yana kompleks son bo’lib, uning kvadrati haqiqiy bo’ladi va $b^2 = |\boldsymbol{E}_0{}^2|$. Yangi kompleks son orqali (32) quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\boldsymbol{E} = \mathrm{Re}\{\boldsymbol{b} \exp[i(\boldsymbol{kr} - \omega t - \alpha)]\} \qquad (35)$$

Yuqoridagi xossaga ega bo’lgan **b** vektorni haqiqiy va o‘zaro perpendikulyar ikkita vektorlar orqali yozish mumkin, ya’ni

$$\boldsymbol{b} = \boldsymbol{b}_1 + i\boldsymbol{b}_2, \quad b^2 = b_1^2 - b_2^2 \qquad (36)$$

Koordinata o'qlarini shunday tanlaymizki, bunda to’lqin x- o’qi bo'ylab tarqalsin va $\boldsymbol{b}_1$ ning yo‘nalishi u- o‘qi bilan mos tushsin. U holda, $\boldsymbol{b}_2$ ning yo‘nalishi, z-o‘qiga parallel yoki antiparallel bo’ladi Bunga asosan (35) bilan ifodalangan elektr maydon kuchlanganligining u- va z-o’qlarda tashkil etuvchilarga ajratamiz:

$$E_y = b_1 \cos(\omega t - kr + \alpha) \qquad (37)$$

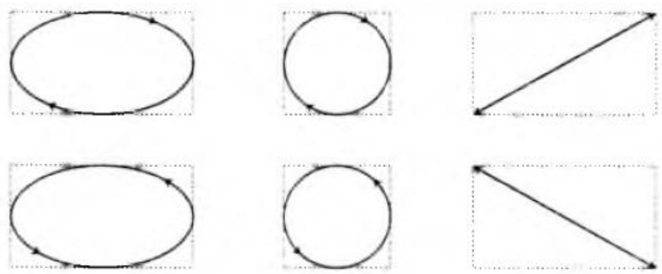
$$E_z = \pm b_2 \sin(\omega t - kr + \alpha). \qquad (38)$$

Bundan quyidagi tenglik hosil bo’ladi:

$$\frac{E_y^2}{b_1^2} + \frac{E_z^2}{b_2^2} = 1 \qquad (39)$$

Bu tenglamadan ko'ramizki, elektr maydon kuchlanganligining uchi fazoning har bir aniq nuqtasida to’lqin tarqalish yo‘nalishiga perpendikulyar tekislikda, ellips chizib aylanadi. **Bunday to’lqin, elliptik qutblangan deyiladi.** Fazo va vaqtda, **E** vektorning uchi, to’lqin tarqalish yo'nalishini o'ragan vint chizig'i bo'ylab aylanadi. Vint bo'ylab aylanish yo'nalishi (38) ifodadagi $\mathbf{b_2}$ ning oldidagi ishora bilan aniqlanadi.

To’lqinning tarqalish yo'nalishiga qarab turgan kuzatuvchiga nisbatan **E** vektorning uchi, soat strelkasi bo'yicha aylansa (musnat ishora), to’lqin **musbat spirallikka** (optikada chap qutblanish) ega deyiladi (1-rasm, yuqori qatordagi birinchi chizma). Aylanish soat strelkasiga qarshi bo’lmasa, to’lqin manfiy spirallikka (optikada o'ng qutblanish) ega deyiladi (1-rasm, pastki qatordagi birinchi chizma). Agar $|E_y| = |E_z|$ bo’lmasa, ellips dOmra shaklini oladi, to’lqin **dOmraviy qutblangan deyiladi.**
(1-rasm, yuqori va pastki qatordagi ikkinchi chizma).



1-rasm.

Agar $E_y = 0$ yoki $E_z = 0$ bo’lmasa, to’lqin **chiziqli qutblangan deyiladi** (1-rasm, yuqori va pastki qatordagi uchinchi chizma).

Chiziqli qutblangan yassi ionoxromatik elektromagnit to’lqinning elektr va magnit maydon kuchlanganliklari quyidagicha yoziladi:

$$E = E_0 \exp\{i(kr - \omega t)\}, \qquad (40)$$

$$H = H_0 \exp\{i(kr - \omega t)\}. \qquad (41)$$

Bu yerda $\vec{E}_0$, $\vec{H}_0$ o'zgarmas haqiqiy vektorlar.

Magnit maydon kuchlanganligining tebranish yo'nalishi (31) bilan aniqlanadi. Bunda, magnit va elektr maydon kuchlanganligi vektorlarining tebranishlari o'zaro perpendikulyar yo'nalishlarda bo’lishini e’tiborga olish kerak.

Magnit maydon kuchlanganligi vektorining yo'nalishi qutblanish yo‘nalishi deb atash qabul qilingan. Shuningdek, magnit maydon kuchlanganligi vektori bilan to’lqinning tarqalish yo'nalishi tashkil qilgan tekislik **qutblanish tekisligi deb yuritiladi.**

Agar to’lqindagi elektr va magnit maydon kuchlanganliklari vaqt va fazodagi ozgarishi yuqoridagi qonuniyatlarning birortasiga ham bo’sun-masa, **to’lqin qutblanmagan deyiladi.**

Nazorat savollari:

1. Bo’shliqda elektroiagnit maydon qanday tarqaladi?
2. To’lqin tenglamasini keltirib chiqaring.
3. Yssi elektromagnit to’lqinlar qanday to’lqinlar?
4. Yssi to’lqin tenglamasi qanday ko’rinishga ega?
5. Monohromatik elektromagnit to’lqinlar deb nimaga aytiladi?
6. To’lqin tenglamasini echmiini ko’rsating.
7. Elektr va magnit maydon kuchlanganliklari orasidagi bog’liqlikni ifodalab bering va tushintiring.
8. To’lqin energiy zichligi ifodani qanday ko’rinishga ega?
9. To’lqin impuls ifodasini ko’rsating.
10. Energiy va iпpuls kattaliklarining bog’liqlik formulasini yzing va izoxlab bering.
11. To’lqin amplitudasi ifodasini yzing va to’lqin tenglaiasi qanday ko’rinishga ega ekanligini tushintiring.
12. To’lqin tenglamasining echmii nimani beradi?
13. To’lqin vektor va chastota qanday bog’langan?
14. Dopplerning bo’lanma va ko’ndalang effektlari qanday samara?
15. Dopplerning bo’lanma va ko’ndalang effektlari uchun chastota ifodalarini yzing va izoxlab bering.
16. Elektromagnit to’lqinlarning qutblanishi qanday tushuntiriladi?

11-MAVZU: Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni. Kechikuvchi potensiallar. Tekis va sekin harakatlanayotgan zaryadning elektromagnit maydoni. Lienar-Vixert potensiallari.

REJA:

1. **Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni.**
2. **Kechikuvchi potensiallar**
3. **Tekis va sekin harakatlanayotgan zaryadning elektromagnit maydoni.**

4. Lienar-Vixert potensiallari.

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Ixtiyoriy harakat, relyativistik zarracha, sekin harakatlanuvchi zaryad, murakkab funksiya, **sferik to'lqin, kechikuvchi potensiallar,** Laplas operatori, **sababiyat prinsipi, tekis va sekin harakat, Lienar-Vixert potensiallari,** trayektoriya, δ - funksiya,

1-savol bayoni: Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlarning elektromagnit maydoni.

Ixtiyoriy harakatdagi zaryadning elektromagnit maydonini aniqlaymiz. Buning uchun, Lienar-Vixert potensiallarini quyidagi ko'rinishda yzib olamiz:

$$\varphi(\vec{r},t)=\frac{e}{\lambda} \tag{32}$$

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{e\vec{\vartheta}}{c\lambda} \tag{33}$$

$$\lambda=R-\frac{\vec{\vartheta}\vec{R}}{c} \tag{34}$$

Bi yerda, potensiallar t- vaqt momentiga tegishli, $\vec{\vartheta}$ va $\vec{R}$, demak, λ- ham, vaqt momentiga tegishlidir. Sunday qilib, (32) va (33) ning o'ng tOmonlari vaqt va koordinataning murakkab funksiyasidir.

Maydon kuchlanganliklari potensiallar orqali bizga ma'lum bo'lgan

$$\vec{E}=-grad\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \tag{35}$$

$$\vec{H}=rot\,\vec{A} \tag{36}$$

ifodalar bilan aniqlanadi. Bu yerda, vaqt bo'yucha hosila, kuzatish vaqti t-va koordinata bo'icha hosila, kuzatish nuqtasining koordinatalari bo'yicha olinadi.

Elektr maydon kuchlanganligini almashtirishlar qilib hisoblasak, uning ikki qisiga ajralishini topamiz:

$$E_1 = e\left(1-\frac{v^2}{c^2}\right)\left(R-\frac{vR}{c}\right)\left(R-\frac{vR}{c}\right)^{-3} \tag{37}$$

$$E_2 = \frac{e}{c^2}\left[R\left[R-\frac{vR}{c},\ \dot{v}\right]\right]\left(R-\frac{vR}{c}\right)^{-3} \tag{38}$$

Magnit maydon kuchlanganligini hisoblash uchun, yuqoridagi kabi yOm tutib, elektr maydon kuchlanganligi bilan quyidagicha bog'langanligini aniqlash mumkin:

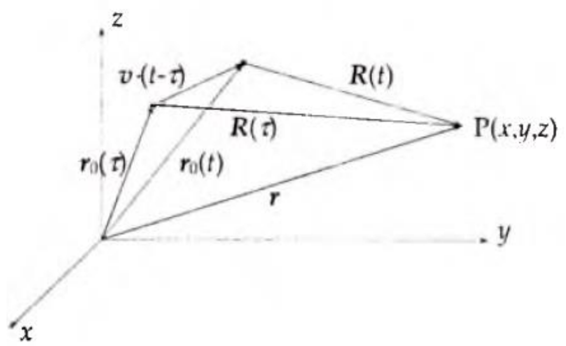
$$H(t) = \frac{1}{R(\tau)}[R(\tau)E(t)] \qquad (39)$$

(37) - (39) ifodalarning o‘ng tomonidagi kattaliklar τ, elektr va magnit maydon kuchlanganliklari esa, t- vaqt momnentida olinadi. $t-\tau$ vaqt oralig‘ida, zaryadning harakati tufayli yuz beradigan maydonning o’zgarishi $\vec{R}(\tau)$ masofani **s-** tezlik bilan bosib o‘tadi. Bu vaqt ichida zaryad boshqa joyga ko‘chadi. Masalan, tekis harakatda zaryad $\vec{\vartheta}(t-\tau)$ masofaga ko‘chadi. Shuni ta’kidlash lozimtki, magnit va elektr maydon kuchlanganliklari **hamma nuqtalarda bir-biriga perpendikulyar** ekan.

Ixtiyoriy harakat bajarayotgan nuqtaviy zaryadning elektr (magnit) maydonning (37) bilan aniqlanuvchi qismi, faqat zaryadning tezligiga bog‘liq. Shu sababli, bu ifoda o‘zgarmas tezlik bilan harakatlanayotgan relyativistik zaryadning elektr maydon kuchlanganligi bilan mos tushishi kerak. Buni isbotlash uchun (37) ifodadaning o'ng tomonidagi hamma kattaliklarni t-vaqt momentiga bog'liq holda yozish kerak bo’ladi Buning uchun (37) ifodadagi har bir ko'paytuvchini ko'rib chiqamiz:

1. Tezlik o'zgarmas bo’lganligi uchun, uni qaysi vaqtda olishning ahamiyati yo'q;

2. $$R(\tau) - \frac{vR(\tau)}{c} = R(\tau) - \frac{vc(t-\tau)}{c} = R(t)$$



1-rasm.

3. $$R(\tau) - \frac{vR(\tau)}{c} = \sqrt{R(t)^2 - \frac{1}{c^2}[vR(t)]^2} = R(t)\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}\sin^2\theta(t}$$

Bu tenglikning har ikkala tomonini kvadratga oshiramiz va o'ng tomonidagi kattaliklarni t-vaqtdan τ vaqtga o'tkazamiz. Natijada bu tenglik o'rinli ekanligini ko'ramiz.

Bu yerda $\vec{R}(t)$ va $\vec{\vartheta}$ orasmdagi burchak $\theta(t)$ bilan belgilangan. Bu ifodalarni (37) qo'ysak, u yqoridagi $\vec{E}$- tekis harakatlanayotgan zaryad maydoni bilan mos tushishini ko'rish mumkin.

Elektr maydon kuchlanganligining ikkinchi qismi (38) tezlik bilan birga, tezlanishga ham bog'liq. Maydonning bu qismi relyativistik zarrachaning nurlanishi bilan bog'liq.

Endi maydonni chegaraviy hollarda ko'rib chiqamiz:

1. Katta masofalarda ($\vec{R}\to 0$):

$$E_1 \sim \frac{1}{R^2} \qquad (40)$$

$$E_2 \sim \frac{1}{R} \qquad (41)$$

Bu natijaga ko‘ra, katta masofalarda ikkinchi had sekin nolga intilganligi uchun, asosiy had bo’lib qoladi.

2. Kichik tezliklarda ($\vec{\vartheta}\langle\langle c$):

$$E_1 \approx \frac{eR}{R^3} \qquad (42)$$

$$E_2 \approx \frac{e}{c^2R^3}\left[\vec{R}\left[\vec{R}\vec{\vartheta}\right]\right] \qquad (43)$$

Bu yerdagi birinchi ifoda, sekin harakatlanuvchi zaryadning maydoni bilan mos tushadi. Ikkinchi ifodaning ma’nosi nurlanish masalasini n'iganishda ochiladi.

Ixtiyoriy harakatdagi zaryadlar sistemasining dipol yaqinlashishdagi elektromagnit maydoni, ko‘ndalang sferik to’lqin, zaryadlar esa, to’lqin manbasi ekan.

2-savol bayoni: Kechikuvchi potensiallar.

Shu paytgacha zaryad bOmmagan fazodagi elektromagnit to’lqinni qarab chiqdik. Endi harakatdagi zaryadning elektromagnit to’lqinni yuzaga keltirish masalasini qaraymiz. Buning uchun elektromagnit maydon potensiallar orqali yozilgan va Maksvell-Lorens differensial tenglamalariga ekvivalent bo’lgan

$$di\vartheta\vec{A}+\frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}=0 \qquad (1)$$

$$\Delta\vec{A}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}}{\partial t^2}=-4\pi\frac{d}{c} \qquad (2)$$

$$\Delta\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=-4\pi\rho \qquad (3)$$

Δ-Laplas operatori, tenglamani yozamiz. Bu tenglamaning xususiy hosilalardan iborat chiziqli differensial tenglamaning sistemasidan iborat bo’ladi

Bu tenglamadan φ va $\vec{A}$-potensiallarni aniqlash uchun, ρ-zaryad taqsimoti bilan, $\vec{j}$-tok zichligidan tashqari yanada aniq qo‘shmicha shartning (chegaraviy shartlar va boshlang‘ich shartlar) berilgan bo’lishi lozimt. Matematika jihamtidan bu ancha murakkab masala bo’ladi Shuning uchun, bu masalani soddaroq usulda, ya’ni superpozitsiya prinsipini qOmlab yechish mumkin.

Fazoda zaryadlar sistemasi berilgan bo’lsin. Bu zaryadlar joylashgan hajmni cheksiz cheksiz qisilarga bo’lamiz. Shu cheksiz kichik qisilardan birida joylashgan zaryadning maydonini aniqlaymiz. Berilgan hajmdagi zaryadning hosil qilgan maydon, superpoziya prinsipiga asosan, shu hajmning barcha cheksiz kichik qisilaridagi zaryadning hosil qilgan maydon yig‘indisiga teng.

Cheksiz kichik hajmdagi zaryad $\delta e = \rho dV$ bo’ladi Koordinatalar boshini shu zaryad joylashgan nuqtada deb hisoblaymiz.

U holda, dV hajmdan tashqaridagi nuqtalarda zaryad mavjud emas va shuning uchun, (1) - (3) ifodalarni quyidagiga yozish mumkin:

$$di\vartheta\vec{A} + \frac{1}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0 \tag{4}$$

$$\Delta\vec{A} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = 0 \tag{5}$$

Δ- Laplas (nabla) operatori

$$\Delta\varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \tag{6}$$

Berilgan zaryadning dV-hajmdan tashqaridagi nuqtasida hosil qilingan maydonni koordinatalar boshigacha bo’lgan masofaga va vaqtga bog‘liq, ya’ni maydon sferik Simmetriyga ega. Bundan foydalanib, Laplas opteratorini (Δ) sferik koordinatalarda yozish mumkin. Agar (6) ifodadan foydalansak,

$$\frac{1}{R^2}\frac{\partial}{\partial R}\left(R^2\frac{\partial\varphi}{\partial R}\right) - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = 0 \tag{7}$$

Bu tenglamani yechish uchun yangi funksiya kiritamiz:

$$\varphi(t) = \frac{\varphi(R,t)}{R} \tag{8}$$

(7) ifodani har bir hadini hisoblaymiz:

$$\frac{\partial\varphi}{\partial R}=\frac{1}{R}\frac{\partial\psi}{\partial R}-\frac{\psi}{R^2}; \qquad R^2\frac{\partial\varphi}{\partial R}=R\frac{\partial\psi}{\partial R}-\psi$$

$$\frac{\partial}{\partial R}\left(R^2\frac{\partial\varphi}{\partial R}\right)=R\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}+\frac{\partial\psi}{R}-\frac{\partial\psi}{R}=R\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}$$

$$\frac{1}{R^2}\frac{\partial}{\partial R}\left(R^2\frac{\partial\varphi}{\partial R}\right)=\frac{1}{R}\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}; \qquad \frac{1}{c}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=\frac{1}{c^2 R}\frac{\partial^2\psi}{\partial t^2}$$

Natijalardan foydalanib, (7) ifodani

$$\frac{\partial^2\psi}{\partial R^2}-\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2}=0 \tag{9}$$

Bu tenglama to’lqin tenglamasi ko‘rinishi bilan aynan bir xil. Uning yechimii umumiy holda

$$\varphi=\psi_1\left(t+\frac{R}{c}\right)+\psi_2\left(t-\frac{R}{c}\right) \tag{10}$$

Ko‘rinishga ega bo’ladi bu yechish bo’lib, bizni xususiy qiziqtiradi. Bunda ψ-funksiyani bitta qiymati bilan cheklanish mumkin:

$$\psi=\psi\left(t-\frac{R}{c}\right) \tag{11}$$

Shunga asosan, (8) ifodaga muvofiq

$$\varphi(t)=\frac{\psi\left(t-\frac{R}{c}\right)}{R} \tag{12}$$

Bu ifodadan ko‘rinadiki, vaqt o‘tishi bilan (t>0) to’lqin radiusining ortib borish tomoniga qarab tarqaladi. Endi $\psi\left(t-\frac{R}{c}\right)$-noma’lum funksiyani qaraymiz. Zaryadga cheksiz yaqin turgan nuqtalar uchun $\frac{R}{c}$ cheksiz kichikdir, bundan $\varphi(t)=\frac{\psi(t)}{R}$. Nuqtaviy zaryadning Kulon potensialli $\varphi(t)=\frac{\delta e(t)}{R}=\frac{\rho(t)dV}{R}$ ko‘rinishda edi. Bu ifodadan $\psi(t)=\rho(t)dV$ ekanligi kelib chiqadi. Bundan faydalansak, noma’lum $\psi\left(t-\frac{R}{c}\right)$ funksiya $\psi\left(t-\frac{R}{c}\right)=\rho\left(t-\frac{R}{c}\right)dV$ kelib chiqadi. (12) ifodani

$$\varphi(t)=\frac{\rho\left(t-\frac{R}{c}\right)dV}{R} \tag{13}$$

yozish mumkin. Bu ifoda koordinatalar boshida joylashgan zaryadning potensiallini beradi. (13) ifodaga asosan, kuzatish nuqtasida vaqtning t-momentdagi potensial vaqtning oldingi $t' = t - \frac{R}{c}$ momentidagi zaryad zichligi bilan aniqlanadi. **Zaryad turgan joyda vaqtning** $t' = t - \frac{R}{c}$ **momentida paydo bo’lgan potensial, R-masofani** $\frac{R}{c}$ **vaqtda o‘tib, kuzatish nuqtasiga** $\frac{R}{c}$ **vaqt kechikish bilan yetib keladi. Shuning uchun, (13) formulada ifodalangan potensial, kechikuvchi potensial deb ataladi.**

Zaryadlar sistemasining maydon potensialini aniqlash uchun (13) ifodani ular egallagan soha bo'yicha integrallash lozimt:

$$\varphi(r,t) = \int \frac{\rho\left(r', t - \frac{|r-r'|}{c}\right)}{|r-r'|} dV'. \tag{14}$$

Xuddi shunga o'xshash yOm bilan vektor potensialni aniqlaymi:

$$A(r,t) = \frac{1}{c}\int \frac{j\left(r', t - \frac{|r-r'|}{c}\right)}{|r-r'|} dV' \tag{15}$$

Bu ifodalar yana **kechikuvchi potensiallar deb ataladi**. (14) va (15) ifodalarda **dV'** hajm eleientiga tegishli zaryad va tok zichligi, shu hajm eleienti turgan nuqtaning koordinatasi **r'-** ning funksiyasi ekanligi inobatga olindi. Kechikuvchi potensiallar klassik elektrodinamikada, ayniqsa nurlanish masalasida muhim ahamiyat kasb etadi.

Kechikuvchi potensiallar uchun topilgan integral ifodalar ancha murakkab, chunki integral ostidagi funksiyaning integrallash o'zgaruvchisi r'- ga bogmanishi chigal ko‘rinishga ega. Faqat ayrmi hollardagina masalani oxirigacha yechish imkoniyati bor.

Sabab (zaryadlarning haraqati) oqibatdan (zaryadlarning harakati bilan bog’liq bo’lgan maydonning o‘zgarishi) ilgari sodir bo’lishi kerak. Bu ta’rif, sababiyat prinsipi deyiladi.

Muhokama uchun savollar:

1. Zaryadlar harakatlanganda yuzaga keladigan maydon potensiallari qanday xususiyatga ega bo’ladi?
2. Zaryad taqsimoti bilan maydon potensiallari orasmdagi bog‘lanish qanday ko‘rinishga ega bo’ladi?
3. Maydon potensiallari superpozitsiya prinsipi orqali ifodalanadmii?

3-savol bayoni: Tekis va sekin harakatlanayotgan zaryadning elektromagnit maydoni.

To‘g‘ri chiziq bo‘yicha tekis va sekin harakatlanuvchi zarraning zaryadi e, vaqtning t-momentidagi egallab turgan nuqtasiga o‘tkazilgan radius-vektori $\vec{r}_0$, bu paytdagi tezligi $\vec{\vartheta}$ bo’lsin, ya’ni quyidagi shartlar bajarilsin:

$$\frac{\vartheta}{c} << 1, \quad \vartheta = const \tag{16}$$

Nuqtaviy zaryad zichligi va uning hosil qilgan tok zichligi uchun, δ-delta funksiya yordamida, quyidagilarni yozish mumkin:

$$\rho\left(\vec{r}^{\,1}; t\right) = e\delta\left|\vec{r}^{\,1} - \vec{r}_0(t)\right| \tag{17}$$

$$\vec{j}\left(\vec{r}^{\,1}, t\right) = e\delta\left|\vec{r}^{\,1} - \vec{r}_0(t)\right| \tag{18}$$

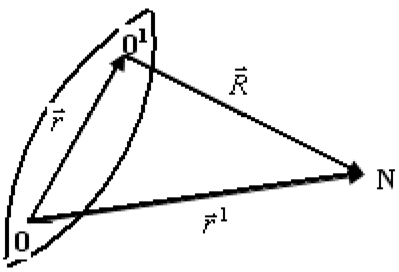
Bu holda $\Delta\varphi = -4\pi\rho$ -Puasson tenglamasi.

$$\Delta\varphi = -4\pi e\delta\left|\vec{r}^{\,1} - \vec{r}_0(t)\right| \tag{19}$$

Ko‘rinishga keladi. Uning yechimii

$$\varphi = \int \frac{e\delta\left|\vec{r}^{\,1} - \vec{r}_0(t)\right|}{\left|r - \vec{r}\ \right|} dV = \frac{e}{\left|\vec{r} - \vec{r}_0(t)\right|} \quad \text{yoki} \quad \varphi(\vec{r}, t) = \frac{e}{R(t)} \tag{20}$$

bo’ladi



1-rasm.

Elektr maydonning potensialli bilan kuchlanganligi orasmdagi bog‘lanishni ifodalovchi $\vec{E} = -grad\varphi$ ifodadan foydalansak

$$\vec{E}(\vec{r},\ t) = \frac{e\vec{R}(t)}{R^3(t)} \tag{21}$$

yoki

$$\vec{E}(r, t) = \frac{e\left(\vec{r} - \vec{\vartheta}\, t\right)}{\left|\vec{r} - \vartheta t\right|} \tag{22}$$

bo’ladi, bu yerda $\vec{R}(t) = \vec{r} - \vec{r}_0(t), \quad \vec{r}_0(t) = \vec{\vartheta} t$ (5) yoki (6) ifodalardan, sekin harakatlanayotgan zaryadning maydoni, harakatsiz zaryad maydoni kabi bo’lib, bu yerda masofa vaqt funksiyasi bo’ladi

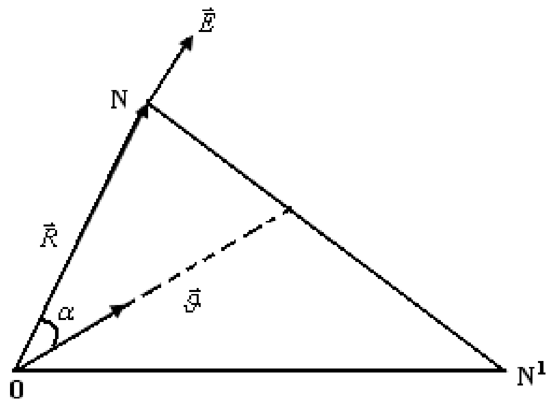
Demak, zaryad va uning maydoni birgalikda umumiy tezlik bilan ko‘chib harakat qiladi, ya’ni t vaqt momentida $\vec{r}$-radius vektorga ega nuqtada qanday maydon bo’lmasa, $t+\Delta t$ vaqt momentida $\vec{r}+\vec{V}\Delta t$-radius vektorga ega nuqtada ham, xuddi shunday maydon bo’ladi

Endi xuddi shu hol uchun magnit maydonni qaraymiz. Buning uchun Bio-Savar-Laplas qonuni ifodasidan $\vec{H}=\frac{1}{c}\int\left[\vec{j}\,\frac{\vec{R}}{R^3}\right]dV$ foydalanamiz. Bu ifoga (3) ifodani qo‘yamiz:

$$\vec{H}(\vec{r},t)=\frac{1}{c}\int\frac{\left|e\delta(\vec{r}-\vec{r}_0(t))\vec{\vartheta}_1\vec{r}-\vec{r}^{\,1}\right|dV}{\left|\vec{r}-\vec{r}^{\,1}\right|^3}=\frac{e}{c}\frac{\left|\vec{\vartheta}_1\vec{r}-\vec{r}_0(t)\right|}{\left|\vec{r}-\vec{r}_0(t)\right|^3}$$

yoki $\vec{H}(\vec{r},t)=\left[\frac{\vec{\vartheta}}{c},\frac{eR(t)}{R^3(t)}\right]$ hosil bo’ladi va bu ifodaga (6) ifodani qo‘ysak

$$\vec{H}(\vec{r},t)=\left[\frac{\vec{\vartheta}}{c},\vec{E}(\vec{r},t)\right] \tag{23}$$



2-rasm.

Bundan ko‘rinadiki, sekin harakatlanuvchi zaryadning magnit maydon kuchlanganligi, zaryad tezligiga va zaryadning elektr maydon kuchlanganligiga perpendikulyar bo’lib, markazi zaryadning harakatlanish chizig‘ida yotgan va kuzatish nuqtasidan o‘tgan aylana chiziqqa urinmadir.

Muhokama uchun savollar:

1. Tekis va sekin harakatlanayotgan zaryadning maydoni qanday aniqlanadi?
2. Bu holda hosil bo’lgan maydon nimasi bilan boshqa maydondan farq qiladi?
3. Tekis va sekin harakatlanayotgan zaryadning maydoni qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?

4-savol bayoni: Lienar-Vixert potensiallari.

Harakat qonuni ixtiyoriy bo’lgan bitta nuqtaviy zaryad uchun, kechikuvchi potensiallarni aniqlaymiz. Zaryadning trayektoriyasi $\vec{r}=\vec{r}_0(t)$ va tezligi $\vec{\vartheta}=\vec{\vartheta}_0(t)$ berilgan deb hisoblaymiz. Kechikuvchi potensiallarni aniqlashda asosiy rnuAmmo (14) va (15) ifodalardagi integrallarni hisoblash bilan bog'liq. Hatto bitta nuqtaviy zaryad uchun ham, bu integrallarni hisoblash oddiy emas.

Masalani skalyar potensial misolida ko'rib chiqamiz. Zaryad nuqtaviy bo’lganligi uchun, (14) integralni hisoblashda, zaryad zichligini δ -funksiya orqali quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$\rho\left(\vec{r},t-\frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{c}\right)=\int\rho(\vec{r}',\tau)\delta\left[\tau-\left(t-\frac{R(\tau)}{c}\right)\right]d\tau \qquad (24)$$

Bu yerda $R(\tau)=|\vec{r}-\vec{r}_0(\tau)|$ τ -vaqt momentida zaryaddan kuzatish nuqtasi -gacha bo’lgan inasofa. Zaryad nuqtaviy bo’lganligi uchun, zaryad zichligining ikkinchi arguientida $\vec{r}$ ni $\vec{r}_0(\tau)$ bilan almashtirdik. (24) ifodani hisobga olib, (14) ifoda bilan aniqlangan kechikuvchi skalyar potensialni qayta yozamiz:

$$\varphi(\vec{r},t)=\int dV'\int\rho(\vec{r}',\tau)\frac{\delta\left[\tau-\left(t-\frac{R(\tau)}{c}\right)\right]d\tau}{R(\tau)} \qquad (25)$$

Yangi o'zgaruvchi kiritamiz:

$$\eta=\tau+\frac{R(\tau)}{c}$$

Shundan so’ng

$$d\eta=d\tau+\frac{1}{c}\frac{d\,R(\tau)}{d\tau}d\tau=\left(1+\frac{1}{c}\frac{dR(\tau)}{d\tau}\right)d\tau \qquad (26)$$

Zaryadning τ - vaqt momentidagi tezligi $\vec{\vartheta}=\frac{d\vec{r}(\tau)}{d\tau}=-\frac{d\vec{R}(\tau)}{d\tau}$ ni radius-vektor $\vec{R}(\tau)$ yo'nalishiga proeksiyasini hisoblaymiz:

$$\left(\boldsymbol{v}\frac{\boldsymbol{R}}{R}\right)=-\frac{1}{R}\left(\frac{d\boldsymbol{R}}{d\tau}\boldsymbol{R}\right)=-\frac{1}{2R}\frac{d\boldsymbol{R}^2}{d\tau}=-\frac{dR}{d\tau} \qquad (27)$$

Buni va (26) ni nazarda tutib, (25) ni yangi o'zgaruvchilarga nisbatan yozamiz:

$$\varphi(\vec{r},t)=e\int\frac{\delta(\eta-t)d\eta}{R-\vec{\vartheta}\vec{R}/c} \qquad (28)$$

δ - funksiynning xossasidan foydalanib, oxirgi integralni hisoblaymiz va natijada quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\varphi(\vec{r},t)=\frac{e}{\vec{R}-\vec{\vartheta}\vec{R}/c} \quad (29)$$

Xuddi shunga o‘xshash yOm bilan vektor potensial uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{e\vec{\vartheta}}{c(\vec{R}-\vec{\vartheta}\vec{R}/c} \quad (30)$$

Bu yerda tezlik va radius-vektor τ vaqt momentida olinadi. τ o‘z navbatida

$$\tau=t-\frac{R(\tau)}{c} \quad (31)$$

tenglamaning yechimii bilan aniqlanadi. (29) va (30) **Lienar-Vixert potensiallari deb yuritiladi.** Bu potensiallarda zaryadning tezligi (harakat qonuni) hech qanday shart bilan cheklanmaganligini yana bir marta eslatib o‘tamiz.

Nazorat savollari:

4. Zarydlar harakatlanganda yzaga keladigan maydon пotensiallari qanday hususiytga ega bOmadi?
5. Zaryd taqsimoti bilan maydon potensiallari orasidagi bog’lanish qanday ko’rinishga ega bOmadi?
6. Maydon potensiallari superpozisiya prinsipi orqali ifodalanadmii?
7. Tekis va sekin harakatlanaytgan zarydning maydoni qanday aniqlanadi?
8. Bu holda hosil bOmgan maydon nimasii bilan boshqa maydondan farq qiladi?
9. Tekis va sekin harakatlanaytgan zarydning maydoni qanday kattaliklarga bog’liq bOmadi?

12-MAVZU: NURLANISH NAZARIYASI.

REJA:

1. Nurlanish nazariysi. Dipol nurlanishi.
2. Nurlanish reaksiyasi.

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

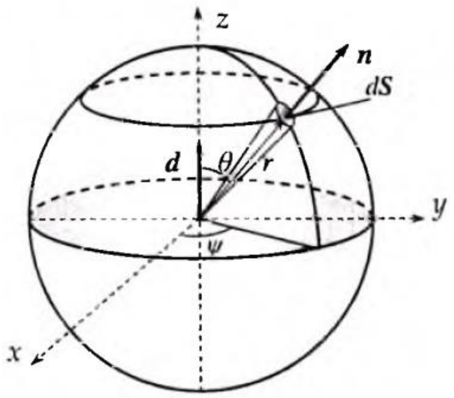
Nurlanish nazariysi, elektr dipoli, dipol yaqinlashish, nurlanish intensivligi, dipol nurlanishi, nurlanish reaksiyasi, nurlanish energiyasi, maydon energiyasini, atom yadrosi, **torioziy nurlanish, magnito-torioziy nurlanish, siklotroniy nurlanish, Vavilov-Cherenkov nurlanishi,** davriy kuch, reaksiya kuchi.

1-savol bayoni: Nurlanish nazariysi.
Dipol nurlanishi.

Elektr dipolini elektromagnit maydonini va uning nurlanishini qarab chiqamiz. Yuqorida dipol yaqinlashishida, maydon kuchlanganliklari uchun, olingan natijalar asosida, nurlanish intensivligini-nurlanish yo'nalishiga perpendikulyar turgan birlik yuzadan, birlik vaqtda o‘tuvchi elektromagnit maydon energiyasini hisoblaymiz.

Buning uchun, qutb o‘qi $\vec{P}$ - dipol momenti bo'ylab yo‘nalgan sferik koordinatalar sistemasini $\vec{r},\ \theta,\ \psi$ (1-rasm) kiritamiz. Magnit maydon $\vec{H}$ -kuchlanganligining yo‘nalishi, kenglik chizig‘iga urunma bo‘ylab azmmutal ψ - burchakning kamayish tomoniga yo‘nalgan $\left[\vec{n},\ \ddot{\vec{p}}\right]$ vektor bilan aniqlanadi. U sferik koordinatalar sistemasida quyidagi proeksiyalarga ega bo’ladi:

$$H_r = 0,\ H_\theta = 0, \qquad H_\psi = \frac{\ddot{\vec{p}}}{c^2 r}\sin\theta \tag{1}$$



1-rasm.

Elektr maydon kuchlanganligining ($\vec{E}$) proeksiyalari quyidagi ifodalar bilan aniqlanadi:

$$E_r = 0,\ E_\theta = \frac{\ddot{\vec{p}}}{c^2 r}\sin\theta, \quad E_\psi = 0, \tag{2}$$

Bu ifodalardan ko‘rinib turibdiki, maydon $\theta = \frac{\pi}{2}$ tekislikda o‘zining eng katta qivmatiga erishib, qutb o‘qiga yaqinlashgan sari, nolgacha kamayib boradi.

Nurlanayotgan sistemaning Poynting vektorini hisoblaymiz:

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\left[\vec{E}\vec{H}\right] = \frac{c}{4\pi}H^2\vec{n} = \frac{c}{4\pi}E^2\vec{n} = \frac{1}{4\pi c^3 r^2}\left[\ddot{\vec{p}}\vec{n}\right]^2\vec{n} \tag{3}$$

Poyming vektori kuzatish nuqtasiga o‘tkazilgan radius-vektor bo‘yicha yo’nalgan bo’lib, ioduli

$$\vec{S} = \frac{1}{4\pi c^3 r^2}\ddot{\vec{p}}^2\sin^2\theta \tag{4}$$

Poynting vektorining noldan farqli bo'lishi va domio nurlanish manbayidan tashqariga yo'nalganligi, sistemada elektromagnit nurlanish energiyasi oqmii mavjudligini ko'rsatadi. (4) nurlanish energiyasi oqmii zichligining kuzatish nuqtasining fazoviy orientatsiyasiga bog'lanishini beradi. Energiya oqimining mavjudligi, nurlanish manbayi (nurlatgich) va nurlanish tushunchalarini kiritish ma'noga ega ekanligini bildiradi.

Fazoviy burchak $d\Omega$ ga tortilgan $d\vec{S}$ yuzadan birlik vaqtda oqib chiqadigan elektromagnit maydon energiyasini aniqlaymiz:

$$dI = \vec{S}dS = \frac{\ddot{\vec{p}}^2}{4\pi c^3}\sin^3\theta\, d\theta\, d\psi \tag{5}$$

Nurlanishning to'liq intensivligi - nurlanish energiyasi to'liq oqirnini topish uchun (5) ifodani barcha fazoviy burchaklar bo'yicha integrallash kerak.

$$I = \int \vec{S}dS = \int \frac{c}{4\pi}H^2 dS = \frac{\ddot{\vec{p}}^2}{4\pi c^3}\int_0^{2\pi} d\psi \int_0^{\pi}\sin^3\theta\, d\theta \tag{6}$$

Bu yerdagi integrallarni hisoblab nurlanishning to'liq intensivligi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$I(t) = \frac{2}{3}\frac{\ddot{\vec{p}}^2(\tau_0)}{c^3} \tag{7}$$

Ko'ramizki, dipol yaqinlashishda nurlanish intensivligi, zaryadlar sistemasining dipol momentining vaqt bo'yicha ikkinchi tartibli hosilasining kvadratiga to'g!ri proporsionaldir. Kuzatish vaqti t-dagi, nurlanish intensivligi, dipol momentining τ_0 -vaqt momentdagi qiymati bilan aniqlanadi.

(7) formulani bitta zaryad uchun yozamiz:

$$I = \frac{2}{3}\frac{e^2\vec{a}^3}{c^3} \tag{8}$$

$\vec{a}$ -tezlanish. **Bu formuladan ko'rinib turibdiki, tezlanish bilan harakatlanayotgan zaryad nurlanar ekan.**

Modomiki, nurlanish natijasida atrofga tarqaluvchi elektromagnit to'lqin energiya va impulsga ega ekan, nurlanuvchi zaryadlar sistemasining energiyasi va impulsi kainayadi. Xususan, sistema energiyasining vaqt bo'yicha o'zgarishi:

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = -I \tag{9}$$

Bu yerda (- minus) ishora nurlanish natijasida, sistema energiyasining kamayishini bildiradi. Bundan, elektr dipolning nurlanish intensivligi, dipol momenti ikkinchi tartibli hosilasining kvadratiga to'g'ri proporsional bo'ladi

Tashqaridan, atom ichiga kirib boraytgan zaryadlangan zarraga, atom yadrosining va atom elektronlarining elektr maydonlari ta’sir ko’rsatib, zaryadlangan zarrani tezligini o‘zgartiradi, harakati torioz-lanadi, manfiy ishorali tezlanishga ega bo’ladi, demak nurlanadi. **Bunday nurlanish torioziy nurlanish deb ataladi.** Rentgen nurlarining uzluksiz (tutash) qismi torioziy nurlanishga misol bo’ladi

Magnit maydonda zaryadlangan zarraning traektoriyasi o‘zgaradi, u dOmra yoki spiral bo‘ylab harakatlanadi, natijada uning tezligi o‘zgaradi, ya’ni tezlanish paydo bo’ladi, demak nurlanish ro‘y beradi. **Bunday nurlanish, magnitotorioziy nurlanish deyiladi**. Kichik tezlik ya’ni $\vartheta << c$ bo’lganda, zaryad nurlanishi **siklotroniy nurlanish,** katta tezlikli $(\vartheta \approx c)$ zaryad nurlanishi deyiladi. Tezlanma harakatdagi zaryadning vakuuidagi tezligidan kai $\vartheta <<$ deb qaralgan edi. Agar biror moddiy muhitda harakatlanuvchi zaryadning tezligi, shu muhitdagi yorug‘lik tezligidan katta ekan, tezlanish bOmmasada, zaryadning nurlanishi ro‘y beradi. Bunday nurlanish **Vavilov-Cherenkov nurlanishi deyiladi.**

Muhokama uchun savollar:

1. Dipolning elektromagnit maydoni, uning nurlanishiga qanday ta’sir ko‘rsatadi?
2. Dipol nurlanish qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
3. Nurlanishlarning qanday turlari bor?

2-savol bayoni: Nurlanish reaksiyasi.

Tezlnnish bilan harakatlanayotgan zaryad nurlanishini energiya va impulsini yo‘qota borishini aniqladik. Nurlanish hisobiga, zaryad energiya va impulsini yo’qotishi, harakat qonunining o‘zgarishiga olib keladi. Buning natijasida, nurlanish intensivligi o'zgara boradi. Demak. nurlanish maydoni, nurlanayotgan zaryadning harakatiga teskari kucli bilan ta’sir qiladi. **Bunday ta’sirga, nurlanish reaksiyasi deyiladi.** Bu holda, kuchlar balansida, reaksiya kuchini hisobga olish kerak. Nurlanish reaksiyasi, tezlanish bilan harakatlanvchi zaryadlardan tashkil topgan sistemada ham mavjud.

Masalani bitta nuqtaviy zaryad misolida ko‘rib chiqamiz. Zaryad davriy yoki davriyga juda yaqin harakatda bo’lsin deb faraz qilamiz. Davriy kuch ta’sirida, zaryad davriy harakat qiladi. Agar reaksiya kuchini hisobga olsak, zaryadning harakati davriy bo’la olmaydi. Ammo, reaksiya kuchi, tashqi kuchlardan yetarlicha kichik bo’lmasa, qaysidir ma’noda zaryadning harakatini deyarli davriy deb ko‘rish mumkin bo’ladi Bu faraz to‘g‘ri ekanligiga keyinroq ishonch hosil qilamiz.

Zaryadga ta’sir etuvchi tashqi va reaksiya kuchi bajargan ishni, t_1 va t_2 vaqt momentlari orasmda hisoblaymiz. Harakat davriy yoki davriyga yaqin deb olganligmiiz uchun, boshlangich va oxirgi vaqt momentlarida sistemaning holati deyarli bir xil deb olamiz. Shu sababli, reaksiya kuchini hisobga olmasak, $t_2 - t_1$ vaqt oraliglda bajarilgan ish nolga teng, ya’ni,

$$W_{12} = \int_{t_1}^{t_2} \vec{F}\vec{\vartheta}dt = \Delta\varepsilon = 0$$

Endi energiya balans tenglamasida, reaksiya kuchini hisobga olamiz:

$$\int_{t_1}^{t_2} \left(\vec{F} + \vec{F}_S\right)\vec{\vartheta}dt = \Delta\varepsilon + \Delta\varepsilon_1 \neq 0 \qquad (10)$$

Bu yerda, $\vec{F}_S$ reaksiya kuchi bo’lib, uning bajargan ishi $\Delta\varepsilon \neq 0.$ Tashqi kuchning bajargan ishi nolga tengligini nazarda tutsak, zaryad energiya-sirring kamayishi, faqat nurlanish hisobiga bo’lishi kelib chiqadi:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_S\vec{\vartheta}dt = \Delta\varepsilon_1 = -\int_{t_1}^{t_2} Idt = -\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{t_1}^{t_3} \vec{a}^2 dt \qquad (11)$$

O'ng tomonidagi integralda $\vec{a}^2 = \dot{\vec{\vartheta}}\dot{\vec{\vartheta}}$ deb yozamiz va uni bo’laklab, in-
tegrallaymiz:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_S\vec{\vartheta}dt = -\frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\vec{a}\,\vec{\vartheta}\Big|_{t_1}^{t_2} + \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{t_1 t_1}^{t_2} \vec{\vartheta}\,\dot{\vec{a}}dt \qquad (12)$$

t_1 va t_2 vaqt momentlarida, zaryadning mexanik holati bir xil ekanligini inobatga olsak, o‘ng tomonidagi birinchi had nolga teng bo’ladi Natijada (12) quyidagi ko’rinishni oladi:

$$\int_{t_1}^{t_2} \vec{F}_S\vec{\vartheta}dt = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{t_1 t_1}^{t_2} \vec{\vartheta}\,\dot{\vec{a}}dt \qquad (13)$$

Integral ostidagi ifodalarni tenglashtirib,

$$\vec{F}_S = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\dot{\vec{a}} \qquad (14)$$

Shunday qilib, reaksiya kuchi zarrachaning tezlanishidan vaqt, bo'yicha olingan hosilaga proporsional ekanligini ko‘ramiz.

Reaksiya kuchi, harakat yo’nalishiga teskari yo‘nalganligi uchun, mexanikadagi ishqalanish kuchiga qiyoslab, Lorentz ishqalanish kuchi deb ataymiz.

Yuqorida reaksiya, kuchi asosiy kuchga nisbatan juda kichik deb faraz qilgan edik. Ammo, bu shartdan oshkora ravishda foydalanmadik. Shuning uchun, olingan natija domio to‘g‘ri bo’lishi kerak. Hozir teskari faraz nimaga olib kelishini ko‘rib chiqamiz. Har ikkala kuchni hisobga olib, zaryad uchun harakat tenglamani yozamiz:

$$m\vec{a} = \vec{F} + \vec{F}_S \approx \vec{F}_S$$

Bu yerda asosiy kuch reaksma kuchiga nisbatan kichik degan farazdan foydalandik. Bu tenglamani (14) ga asosan, quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$m\vec{a} = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\dot{\vec{a}}$$

Bu differensial tenglamaning yechimii

$$\vec{a} = \vec{a}_0 \exp\left(\frac{3mc^3 t}{2e^2}\right)$$

Ko'ramizki, harakatga qarshilik ko'rsatuvchi kucli, ta’sirida zaryadlangan zarrachaning tezlanishi ortioqda. Bir tomondan nurlanish hisobiga energiyasi kamaysa, ikkinchi tomondan, reaksiya kuchi ta’sirida uning energiyasi ortioqda. Bunday qarama- qarshlikning paydo bo’lishi $|\vec{F}_S| \rangle\rangle |\vec{F}|$ shart o‘rinsiz ekanligini ko'rsatadi. Shunday qilib, $|\vec{F}_S| \langle\langle |\vec{F}|$ shart o‘rinli bo’lishi kerak.

Bu shartning o'rinli bOmish chegarasini aniqlaymiz. Buning uchun, vana tashqi kuchni davriy deb olamiz. Reaksiya kuchi kichik bo’lganligi uchun, harakatning davriyligiga deyarli ta’sir qilmaydi deb olamiz. Shu sababli, $|\dot{\vec{a}}| \approx \omega\vec{a}$ deb quyidagilarni yozamiz:

$$|\vec{F}_S| \approx \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\frac{\omega}{m}|m\vec{a}| = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\frac{\omega}{m}|\vec{F}| \qquad (15)$$

Bu tenglikga ko'ra, reaksiya kuchi, tashqi kuchdan kichik bOmish shartini
quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\frac{e^2}{c^3}\frac{\omega}{m} \langle\langle 1 \qquad (16)$$

Bu shart fundaiental ahamiyatga ega bo’lib, elektrostatika bobida ko'rganmiizdek, klassik elektrodinamikaning tatbiq qilish chegarasini yana bir marta aniqlash mikoniyatini beradi. (16) shartni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\omega \langle\langle \frac{mc^3}{e^2} \qquad (17)$$

Bu shartni klassik elektronga tatbiq qilsak, nurlanish chastotasi

$$\omega \langle\langle 10^{24}\, sek^{-1}$$

bo’lishi kelib chiqadi. Bu shart barcha elektromagnit to’lqinlar uchun bajariladi. (17) ni to'lqin uzunligi uchun yozamiz ($\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$):

$$\lambda \rangle\rangle \frac{e^2}{mc^2} = \vec{r}_0 \qquad (18)$$

Bu yerda, $\vec{r}_0 \sim 2{,}5 \cdot 10^{-13}$si, elektronning klassik radiusi. Shunday qilib, klassik elektrodinamika nuqtai nazardan, yuqorida nurlanish masalasida olingan natijalardan (18) shart bajarilganda, foydalanish mumkinligi kelib chiqadi. Bir qator effektlar shuni ko'rsatadiki, klassik fizika $\vec{r}_0$dan ancha katta ($\Lambda = 2 \cdot 10^{-10}$si- Kompton to'lqin uzunligi) masofalarda o'rinli bOmmay qoladi. Bunday masofalarda kvant effektlar naioyon bo'la boshlaydi.

Klassik elektrodinamikaning tatbiq qilish chegarasi, amaldagidan farq qilishi, klassik fizika orqali uning tatbiq qilish chegarasi baholanmoqda. Tatbiq qilish chegarasini aniqroq baholash uchun, kvant fizikaga murojaat qilish kerak.

Mavzining yakunida, nurlanish sababli, zaryadlangan zarracha tezligining kamayish effektini, kechikuvchi potensiallar o'z ichiga olganligini ta'kidlab o'tamiz.

Nazorat savollari:

1. Nurlanish nazariyasi qanday tushunchalarga asoslanadi?
2. Dipolning elektromagnit maydoni uning nurlanishiga qanday ta'sir ko'rsatadi?
3. Dipol nurlanish qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi?
4. Nurlanishlarning qanday turlari bor?
5. Nurlanish reaksiyasi deb nimaga aytiladi?
6. Nurlanish reaksiya kuchi qanday kattaliklarga bog'liq bo'ladi?
7. Nurlanish reaksiyasining tadbiq qilinishi qanday chegaralangan?

15-MAVZU: NURLANISH CHIZIG'INING TABIY KENGLIGI. KVADRUPOL VA MAGNITODIPOL NURLANISHI.

REJA:

1. **NURLANISH CHIZIG'INING TABIY KENGLIGI.**
2. **KVADRUPOL VA MAGNITODIPOL NURLANISHI.**

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Nurlanish chizig'ning tabiy kengligi, garionik, chastota, ossilyator modeli, tebranish amplitudasi, eksponensial, so'nuvchi tebranma harakat, Furye integrali, Plansheral formulasi, spektral taqsimot, Fazoviy burchak , kechikish vaqti.

1-savol bayoni: NURLANISH CHIZIG'INING TABIY KENGLIGI.

Zaryadlangan zarrachaga garionik (muvozanat holatga qaytaruvchi) kuch - $\vec{F} = -k\,x$ ta'sir qilganda, uning nurlanishi ω_0 chastotada yuz berishini va nurlanish ossilyatorning radiatsion so'nishiga olib kelishini yuqorida ko'rdik. Endi nurlanish reaksiyasining, nurlanish maydoniga ta 'sirini o'rganamiz. Masalani reaksiya kuchini hisobga olib, bir O'lcham ossilyator modelida ko'rib chiqamiz. Bunda, nurlanish reaksiyasi, nurlanish chastotasiga jiddiy ta'sir qilishini aniqlaymiz.

Zaryadning harakat tenglamasini har ikkala kuchni e'tiborga olib yozamiz:

$$\ddot{x} + \omega_0{}^2 x - \frac{\vec{F}_S}{m} = 0 \tag{1}$$

Bu yerda reaksiya kuchining o'rniga $\vec{F}_S$ ifodani qo'yamiz:

$$\ddot{x} + \omega_0{}^2 x - \frac{2}{3}\frac{e^2}{mc^3}\dot{\vec{a}} = 0 \tag{2}$$

$\omega_0 = \sqrt{\dfrac{k}{m}}$ zaryadning erkin tebranish chastotasi.

Reaksiya kuchi, garionik kuchdan juda kichik bo'lganligi uchun, zaryadning tezlanishini erkin tebranma harakatdagi tezlanishga taqriban teng deb olish mumkin, u holda

$$a = \ddot{x} \approx -\omega_0{}^2 x, \quad \dot{a} \approx -\omega_0{}^2 \dot{x}, \tag{3}$$

Bunga asosan, (1) tenglamani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin

$$\ddot{x} + \gamma\,x + \omega_0{}^2 x = 0 \tag{4}$$

bu yerda

$$\gamma = \frac{2}{3}\frac{e^2\omega_0{}^2}{mc^3}, \qquad \gamma \langle\langle \omega_0{}^2 \tag{5}$$

Bunda yOm qo'yilgan xatolik $\dfrac{\gamma^2}{\omega_0{}^2}$ tartibida bo'ladi

(4) tenglamaning yechimii ko'rilayotgan aniqlikda quyidagicha yozish mumkin:

$$x = x_0 e^{-\frac{\gamma t}{2}} e^{i\omega t} \tag{6}$$

Bu ifodadan ko'ramizki, nurlanish reaksiyasi ta'sirida ossilyatorning tebranish amplitudasi eksponensial ravishda kamaya boradi, ya’ni zaryajd so‘nuvchi tebranma harakat bajaradi. So‘nish koeffitsienti γ ga teng.

Ma’lumki ossilyatorning nurlanish intensivligi, zarrachaning tezlanishi bilan aniqlanadi. Shuning uchun (6) dan ikki marta vaqt bo'yicha hosila olib, tezlanishni topamiz:

$$\vec{a} = \ddot{x} = \vec{a}_0 e^{-\frac{\gamma t}{2}} e^{i\omega_0 t} \tag{7}$$

Bu yerda $\vec{a}_0$ -o‘zgarmas kattalik bo’lib , ko‘rilayotgan aniqlikda $a_0 = -\omega_0{}^2 x_0$,

Solmuvchi ossilyatorning tezlanishi vaqtning garionik funksiyasi bOmmaganligi uchun, nurlanish aniq chastotasiga ega bo’lmaydi Aksincha, u $0 \le \omega \langle \infty$ oraligldagi barcha chastotalarda nurlanadi. Demak, so‘nuvchi ossilyatorning nurlanish spektri uzluksiz ekan.

Bunday holda, nurlanish intensivligining chastotalar bo'yicha taqsmioti ($\omega, \omega + d\omega$ chastotalar oraliglga to‘g‘ri keluvchi nurlanish energiyasi) muhim kattalik hisoblanadi. Hozir so‘nuvchi ossilyator uchun ana shu kattalikni topishga kirishamiz. Barcha chastotalardagi nurlanishning to’liq energiyasi I_0 quyidagicha aniqlanadi:

$$I_0 = \int_0^\infty I(\omega) t\omega \tag{8}$$

Bu yerda $I(\omega)$ spektral finksiya, yoki **nurlanish chizig'i deb yuritiladi.**

Ikkinchi tomondan, nurlanishning to’liq energiyasi $0 \le t \langle \infty$ vaqt oralig'idagi nurlanish energiyalarining yig’indisiga teng bo’ladi:

$$I_0 = \int_0^\infty I(t)dt = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_0^\infty a^2 dt \tag{9}$$

$-\infty \langle t \le 0$ vaqt oralig‘ida nurlanish bOmmaganligi uchun, ($a = 0$) bu yerda integralni $-\infty \le t \langle \infty$ vaqt oralig‘ida olish mumkin:

$$I_0 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{-\infty}^{\infty} a^2 dt \tag{10}$$

Bu ifodani (8) bilan bog‘lash uchun, tezlanishni Furye integraliga yoyamiz:

$$a(t) = \int_{-\infty}^{\infty} a(\omega) e^{i\omega t} dt \tag{11}$$

(7) ifodani inobatga olib, tezlanishning Furye amplitudani hisoblaymiz:

$$a(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(t) e^{-i\omega t} dt = \frac{a_0}{\frac{\gamma}{2} - i(\omega_0 - \omega)} \qquad (12)$$

Endi Plansheral formulasiga asosan, quyidagi tengliklarni hosil qilamiz:

$$\int_{-\infty}^{\infty} a^2 dt = \frac{a_0^2}{\gamma} \qquad (13)$$

Ushbu natijani (10) ga qo‘yamiz:

$$I_0 = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\int_{-\infty}^{\infty} a^2 dt = \frac{2}{3}\frac{e^2}{c^3}\cdot\frac{a_0^2}{\gamma} \qquad (14)$$

bu yerdan

$$a_0^2 = \frac{3}{2}\frac{c^3\gamma}{e^2} I_0 \qquad (15)$$

(14) va (8) ifodalanmi taqqoslab, quyidagmum topamiz:

$$I(\omega) = \frac{I_0}{2\pi}\frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + \frac{\gamma^2}{4}} \qquad (16)$$

Bu yerda, spektral taqsmiot faqat musbat chastotalar uchun aniqlangan-ligini e’tiborga oldik. Bu ifodadan ko‘ramizki, (1-rasm), birinchidan, nurlanish spektri uzluksiz, ikkinchidan, $\omega = \omega_0$ chastotada nurlanish-ning spektal taqsimoti keskin maksimumga ega, ya’ni

$$I(\omega_0) = \frac{2I_0}{\pi\gamma} \qquad (17)$$

Nurlanish intensivligi $\omega = \omega_0 + \frac{\gamma}{2}$ chastotada, $\omega = \omega_0$ dagi qiymatidan ikki marta kichik ekanligini ko'rish mumkin:

$$I\left(\omega_0 \pm \frac{\gamma}{2}\right) = \frac{I(\omega_0)}{2} = \frac{2I_0}{\pi\gamma} \qquad (18)$$

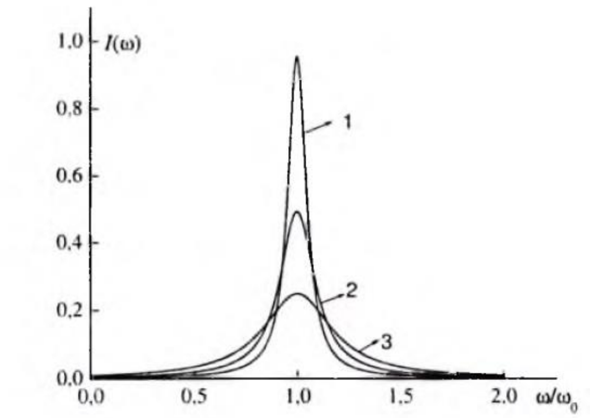
Shuning uchun, $\frac{\gamma}{2}$ **-nurlanish chiziglning yarmi kengligi deyiladi.** $\Delta\omega = \gamma$ **esa, nurlanish chiziglning tabiy kengligi yoki radiatsion kengligi deb ataladi.**

Spektral chiziqning tabmiy kengligini, to’lqin uzunlik orqali ifodalash mumkin. $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$ bo’lganligi uchun, $\Delta\omega = \gamma$ ga mos to’lqin uzunliklar oraligl

$$|\Delta\lambda| = \frac{2\pi c\Delta\omega}{\omega_0^2} = \frac{2\pi c}{\omega_0^2}\gamma = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2}{mc^2} = \frac{4\pi}{3} r_0$$

Bundan ko‘ramizki, $\Delta\omega$ dan farqli ravishda, $\Delta\lambda$ to’lqin uzunligi (chas-tota) ga bog’liq bolmasdan, elektron ning (zaryadlangan zarracha) klassik radiusi r_0 bilan aniqlanadi.

Ekspermientlarda kuzatiladigan spektral chiziqning kengligi, uning tabmiy kengligidan ancha katta bo’ladi Masala shundaki, ossilyatorning garionik tebranishining har qanday buzilishi, spektral chiziqning kengayishiga sababchi bo’ladi **Nurlanish reaksiyasi ana shunday omillarning biridir**. Nurlanuvchi zarrachalarning o'zaro hamda, sistemadagi boshqa zarrachalar bilan to'qnashuvi, yoki Doppler hodisasi ana shu kengaytiruvchi omillarga kiradi.



1-rasm. Dipol nurlanishi spektral taqsimoti funksivasi: 1- $\frac{\gamma}{\omega}$ = 0,1; 2- $\frac{\gamma}{\omega}$ = 0,2; 3 - $\frac{\gamma}{\omega}$ = 0,4.

$\gamma \to 0$ da, (16) spektral taqsimot erkin tebranayotgan garionik ossilyatorning nurlanishining spektral taqsimotida o'tadi, ya’ni

$$I(\omega) = I_0 \delta(\omega - \omega_0) \qquad (19)$$

Bu, ionoxromatik nurlanishning spektral taqsmiot funksiyasidir.

2-savol bayoni: Kvadrupol va magnitodipol nurlanishi.

Harakatdagi zaryadlar sistemasining elektr dipol yaqinlashida, nurlanishini ko'rib chiqdik. Bu yaqinlashishda, **nurlanish intensivligi elektr dipol momentidan vaqt bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilaga, demak, zaryadlarning tezlanishiga bog'liq ekanligini aniqladik.** Shunday sistemalar borki, (zaryadlari tezlanish bilan harakatlansa-da, ko'rilgan dipol yaqinlashishda, nurlanish nolga teng bo’ladi

Bunday hollarda, $\varphi(\vec{r}, t)$ qatordagi keyingi hadlar bilan bog’liq bo’lgan nurlanishni ko‘rish kerak. Elektr dipol nurlanishi nolga teng bo’lganda, qatordagi keyingi hadlar, oldingi hadlarga nisbatan $\frac{\vec{\vartheta}}{c}$ yoki $\frac{L}{\lambda}$ marta kichik bo’lishiga qaramasdan, asosiy hadga aylanadi.

$\varphi(\vec{r},t)$ ning qatorda, keyingi hadlarni batafsil ko‘rib chiqamiz. Elektr dipol nirlanishini ko'rganmiizda, zaryadlar sistemasining yetarlicha uzoq masofalardagi $\vec{E}(\vec{r},t)$ elektr va $\vec{H}(\vec{r},t)$ magnit maydonlari, vektor potensial bilan aniqlanishini ko'rgan edik. Shu sababli, bu yerda faqat vektor potensial uchun qatorni tekshirib chiqamiz. Vektor potensialning quyidagi ko‘rinishidan foydalanamiz:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{1}{c\vec{r}}\int \vec{j}\left(\vec{r}',\tau_0+\frac{\vec{r}\vec{r}'}{c\vec{r}}\right)\vec{r}'dV' \qquad (20)$$

Tok zichligini, xususiy kechikish vaqtining darajalari bo‘yicha qatorga yoyamiz:

$$\vec{j}\left(\vec{r}',\tau_0+\frac{\vec{n}\vec{r}'}{c}\right)=\vec{j}(\vec{r}',\tau_0)+\frac{\partial\vec{j}(\vec{r}',\tau_0)}{\partial\tau_0}\frac{(\vec{n}\vec{r}')}{c} \qquad (21)$$

Birinchi had, elektr dipol nurlanishini beradi. Ikkinchi hadni quyidagi ko‘rinishda yozib olamiz:

$$(\vec{n}\vec{r}')\vec{j}=\frac{1}{2}\left[[\vec{r}'\vec{j}]\vec{n}\right]+\frac{1}{2}\left[(\vec{n}\vec{r}')\vec{j}+(\vec{n}\vec{j})\vec{r}'\right]$$

Bu ifodani hisobga olib, (21) ni (20) ga qo‘yamiz:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{\dot{\vec{P}}}{c\vec{r}}+\frac{\left[\dot{\vec{M}}\vec{n}\right]}{c\vec{r}}+\frac{1}{2c^2\vec{r}}\frac{\partial}{\partial\tau_0}\int\left\{(\vec{n}\vec{r}')\vec{j}+(\vec{n}\vec{j})\vec{r}'\right\}dV' \qquad (22)$$

Bu yerda, $\vec{M}$ sistemaning magnit momenti. Uchinchi haddagi integralni $\int\vec{P}dV-\int\vec{r}'div\vec{P}dV'$ ayniyatdan va uzluksizlik tenglamasidan foydalanib o'zgartiramiz:

$$\int\left\{-\vec{r}'div\{(\vec{n}\vec{r}')\vec{j}\}+(\vec{n}\vec{j})\vec{r}'\right\}dV'=\int(\vec{n}\vec{r}')\frac{\partial\rho}{\partial\tau_0}dV'$$

Bu yerda integral butun fazo bo'yiclma olinadi, $\vec{P}$ fazoning chekli qismida noldan farqli bo’lgan ixtiyoriy vektor funksiya.

Natijada quyidagini olamiz:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{\dot{\vec{P}}}{c\vec{r}}+\frac{\left[\dot{\vec{M}}\vec{n}\right]}{c\vec{r}}+\frac{1}{2c^2\vec{r}}\frac{\partial^2}{\partial\tau_0^2}\int\rho(\vec{n}\vec{r}')\vec{r}'dV' \qquad (23)$$

Uchinchi hadni kvadrupol momenti tenzori orqali yozish mumkin:

$$\vec{A}(\vec{r},t)=\frac{\dot{\vec{P}}(\tau_0)}{c\vec{r}}+\frac{\left[\dot{\vec{M}}(\tau_0)\vec{n}\right]}{c\vec{r}}+\frac{\dddot{\vec{D}}(\tau_0)}{6c^2\vec{r}} \qquad (24)$$

Bu yerda $\vec{D}$ komponentalari $\vec{D}_\alpha=D_{\alpha\beta}n_\beta$ bilan aniqlangan vektor, $\vec{D}_{\alpha\beta}$ kvadrupol momenti tenzori.

Vektor potensial (24) ma’lum bo’lgandan so'ng, elektr va magnit maydon kuchlanganliklarini

$\vec{H}(\vec{r},t)=\frac{1}{c}\left[\dot{\vec{A}}\vec{n}\right],\ \vec{E}(\vec{r},t)=-\frac{1}{c}\left[\left[\dot{\vec{A}}\vec{n}\right]\vec{n}\right]$ formulalarga asosan, to'g'ridan-to'g'ri yozish mumkin:

$$\vec{H}(\vec{r},t)=\frac{1}{c^2\vec{r}}\left\{\left[\ddot{\vec{p}}\vec{n}\right]+\left[\left[\ddot{\vec{M}}\vec{n}\right]\vec{n}\right]+\frac{1}{6c}\left[\dddot{\vec{D}}\vec{n}\right]\right\} \qquad (25)$$

$$\vec{E}(\vec{r},t)=-\frac{1}{c^2\vec{r}}\left\{\left[\left[\ddot{\vec{p}}\vec{n}\right]\vec{n}\right]+\left[\vec{n}\ddot{\vec{M}}\right]+\frac{1}{6c}\left[\left[\dddot{\vec{D}}\vec{n}\right]\vec{n}\right]\right\} \qquad (26)$$

Bu yerda $\dddot{\vec{D}}=\frac{\partial^3\vec{D}}{\partial\tau_0^3}$.

Fazoviy burchak $d\Omega$ ga to ‘g ‘ri kelgan nurlanish intensivligi $I=\vec{S}dS$ ifoda bilan aniqlanadi. To’liq intensivlik bu ifodani barcha burchaklar bo'yicha o‘rtachalash natijasida aniqlanadi. Ma’lumki Poynting vektori $\vec{S}$ elektr va magnit maydon kuchlanganliklari orqali birday aniqlanadi. Shu sababli, hisoblashlarni osonlashtirish maqsadida, magnit maydon kuchlanganligidan foydalanamiz. Magnit maydon kuchlanganligi (25) ning kvadratidagi, ayqash ko'paytmalarning burchaklar bo'yicha o'rtachasi, nolga teng. Faqat har bir had kvadratining o‘rtachasi qoladi. Uncha murakkab bOmmagan hisoblashlarni amalga oshirib nurlanishning to’liq intensivligi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$I=\int\vec{S}d\vec{S}=\frac{2}{3}\frac{\ddot{\vec{p}}^2}{c^3}+\frac{2}{3}\frac{\ddot{\vec{M}}^2}{c^3}+\frac{1}{180c^5}\dddot{\vec{D}}^2 \qquad (27)$$

Shunday qilib, biz ko'rayotgan yaqinlashishda to’liq nurlanish bir-biriga bog'liq bOmmagan uch qisidan iborat ekan. Birinchi had bizga ma’lum bo’lgan elektr dipol, ikkinchi had magnitodipol, uchinchi had esa, kvadrupol nurlanishini aniqlaydi. Harakatdagi zaryadlarning massasining zaryadiga nisbati, bir xil bo’lgan sistemalarda, magnito-dipol nurlanishi elektr dipol nurlanishi kabi nolga teng. Chunki,bunday sistemalarning magnit momenti, mexanik impuls momentiga proporsionaldir.

(27) ifodadagi har bir hadni taqqoslab, tartibini baholaymiz. Sistemaning magnit momenti, elektr dipol momentidan (tok zichligi hisobiga) $\frac{\vartheta}{c}$ marta kichik bo’lganligi uchun, magnitodipol nurlanishining intensivligi, elektr dipol nirlanishining intensivligidan $\frac{\vartheta^2}{c^2}$ marta kichik bo’ladi Baholashlar, kvadrupol va magnitodipol nurlanish intensivligining tartibi birday bo’lishini ko‘rsatadi. Agar, zaryadlar sistemasining elektr va magnitodipol nurlanishi bOmmasa, uning kvadrupol nurlanishni aniqlash lozim. Bunday nurlanish, elektr dipol nurlanishi bOmmagan atom yadrolarini o‘rganishda muhimdir. Agar $\varphi(\vec{r},t)$

qatorda, keyingi hadlarni inobatga olsak, keyingi tartibdagi mumultipol nurlanishlarni olamiz.

Nazorat savollari:

1. Elektrodinamika fani nimani o'rgatadi?
2. Elektrodinamikada qanday masalalar qarab chiqiladi?
3. Zarralarning neytral holdagi nomlari qanday ataladi?
4. Elektr zarydiga ega bOmish shartlarini aytib bering.
5. Zarralar va zarydlar sistemasining asosiy hossalarini tushuntiring.
6. Materiyning qanday ko'rinishlari bor?
7. Klassik mehanika relytivstik mehanikadan prinsipial qanday farq qiladi?
8. Eng qisqa taъsir prinsipi elektrodinamikada qanday ko'rinishga ega bOmadi?
9. Vektorlar analizi elektrodinamikada qanday qOmlaniladi?
10. Klassik mehanikadagi energiy va ipuls ifodasi relytivistik mehanikadagi ifodasidan qanday farq qiladi
11. Maksvell-Lorens tenglaialarning birinchi jufti qanday keltirib chiqariladi?
12. Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan maydonning qanday hossalarini aniqlash mumkin?
13. Uzluksizlik tenglamasining ma'nosi nimani anglatadi?
14. Taъsir integrali o'z ichiga qanday funksiani oladi?
15. Taъsir integralining hadlari qanday ma'noga ega?
16. Zarydning tashqi elektromagnit maydonga ta'siri uchun qanday shartlar qo'yiladi?
17. Tokning to'rt Omchovli vektori ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
18. Maydon potensiallari to'rt Omchovli ko'rinishi qanday bOmadi?
19. Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
20. Makroskopik jaraynlar qanday tushuntiriladi?
21. Bo'shliqda elektromagnit maydon qanday tarqaladi?
22. Elektromagnit to'lqinlarning qutblanishi qanday tushuntiriladi?
23. Yssi to'lqin tenglamasi qanday ko'rinishga ega?

16-MAVZU: Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlarda sochilishi. Relyativistik zaryadlarning nurlanishi.

REJA:

1. **Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlarda sochilishi.**
2. **Relyativistik zaryadlarning nurlanishi.**

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Sochilish, effektiv kesim, qutblanish vektori, fazoviy burchak, rezonans chastota, rezonans yaqini, **Reley sochilishi, Tomson formulasi,** erkin elektronlar, invariant, **relyativistik zaryadlarning nurlanishi,** og'ir zarrachalar, Lorens kuchi.

1-savol bayoni: Elektromagnit to'lqinlarning zaryadlarda sochilishi.

Agar, zaryadlar sistemasiga elektromagnit to'lqin tushayotga bo'lmasa, uning ta'sirida zaryadlar harakatga keladi. Bunday zaryadalar o'z navbatida, har tOmonga nurlanadi, ya'ni boshlang'ich to'lqinning sochilishi ro'y beradi.

Sochilish berilgan yo'nalishda, birlik vaqtda, chiqayotga energiyani, sistemaga tushayotgan energiya oqminiga nisbati bilan aniqlanadi. Bu kattalik, yuza birligiga ega bo'lib, sochilishning effektiv kesimi (qisqacha kesimi) deyiladi.

Energiya oqimining zichligi I_0 bo'lgan, tushayotgan to'lqinning birlik vaqtda, Ωd fazoviy birchak ostida sochlish (nurlanish) energiyasi dI bo'lsin. U holda, sochilishning effektiv kesimi quyidagi ifoda bilan aniqlanadi:

$$d\sigma = \frac{d\bar{I}}{\bar{I}_0} \qquad (1)$$

Bu yerda, chiziqcha vaqt bo'vicha o'rtachalashni bildiradi.

Sochilish masalasini sodda - ossilyator modelida ko'rib chiqamiz. Tekislikda ossilyatorga qutblangan yassi monoxromatik elektromagnit to'lqin tushayotgan bo'lsin. Reaksiya kuchini e'tiborga olganda, ossilyatorning harakat tenglamasi $\ddot{x} + \gamma\,\dot{x} + \omega_0{}^2 x = 0$ quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$\ddot{\vec{r}} + \gamma\,\dot{\vec{r}} + \omega_0{}^2\vec{r} = \frac{eE_0 e^{i\omega t}}{m} \qquad (2)$$

Bu tenglama tashqi davriy kuch ta'sirida ossilyatorning majburiy tebranishlarini ifodalaydi. Uning xususiy yechimii:

$$\vec{r} = \frac{eE_0}{m\left[\omega_0^2 - \omega^2 + i\,\omega\gamma\right]} e^{i\omega t} \qquad (3)$$

Ωd fazoviy burchakda sochilgan nurlanish intensivligini $\vec{S}$ va dI ifodalar orqali aniqlaymiz:

$$dI = \frac{e^2}{4\pi c^3}\left[\ddot{\vec{r}}\vec{n}\right]^2 d\Omega = \frac{e^4\vec{E}_0^2}{4\pi m^2c^3}\,\frac{\omega^4\sin^2\xi\cos^2(\omega t - \delta)}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\gamma^2}\,d\Omega \qquad (4)$$

Bu yerda $\ddot{\vec{r}}$ ning haqiqiy qismi olindi.

$$\delta = arctg\,\frac{\gamma\omega}{\omega_0^2-\omega^2}\,, \qquad \Omega d = \sin\theta d\theta d\psi$$

ξ - qutblanish vektori $\vec{E}_0$ va kuzatish (sochilish) yo'nalishi $\vec{n}$ orasmdagi burchak, $\vec{k}$ - tushayotgan to'lqinning to'lqin vektori (1-rasm).

(4) ni davr bo'yicha o'rtachalaymiz:

$$d\bar{I} = I_0\,\frac{r_0^2\omega^4\sin^2\xi\,d\Omega}{\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2+\omega^2\gamma^2} \qquad (5)$$

Bu yerda $I_0 = \frac{cE_0^2}{4\pi}$ tushayotgan to’lqinning davr bo'yicha o'rtacha intensivligi. Sochilishning effektiv kesimi (1) ga ko'ra:

$$d\sigma = \frac{r_0^2\omega^4 \sin^2 \xi}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\gamma^2} d\Omega \qquad (6)$$

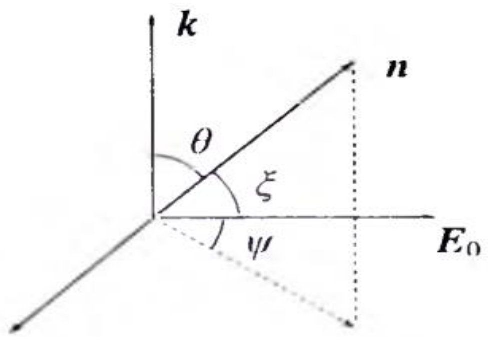
Burchaklar θ, ξ va ψ o'zaro quyidagicha bog'langan:

$$\cos\xi = \sin\theta\cos\psi, \qquad \sin^2\xi = 1 - \sin^2\theta\cos^2\psi$$

Bu bog’lanishdan foydalanib, sochilish effektiv kesimni (6) ni ψ burchak bo‘yicha o ‘rtachalaymiz:

$$d\sigma = \frac{r_0^2\omega^4}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\gamma^2} \frac{1+\cos^2\theta}{2} d\Omega \qquad (7)$$

Bu formuladan, sochilish $\theta = 0$ (oldinga), $\theta = \pi$ (orqaga) burchaklarda maksimal bo’lishi kelib chiqadi.

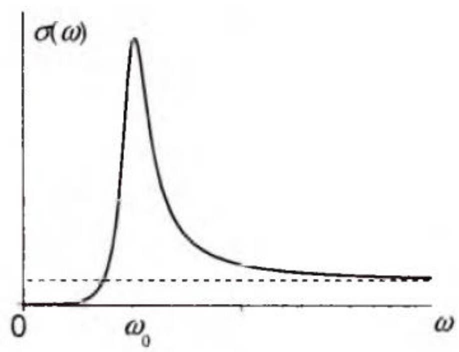


1-rasm.

Sochilishning effektiv kesimini (7) hamma fazoviy burchaklar bo‘yicha integrallab, to’liq effektiv kesmini aniqlaymiz:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \frac{r_0^2\omega^4}{\left(\omega_0^2 - \omega^2\right)^2 + \omega^2\gamma^2} \qquad (8)$$

To’liq effektiv kesmining chastotaga bog’lanishini analiz qilamiz (2- rasm). (8) dan ko'rinib turibdiki, to’liq kesmi rezonans $\omega = \omega_0$ chastotada keskin maksirnuiga ega. Rezonans yaqinida $\omega \approx \omega_0$ to’liq kesmini quyidagicha yozish mumkin:



2 –rasm.

$$\sigma \approx \frac{2\pi}{3}\frac{r_0^2\omega_0^2}{(\omega_0-\omega)^2+\frac{\gamma^2}{4}} \tag{9}$$

Bu yerda, $\left(\omega_0^2-\omega^2\right)^2 \approx 4\omega_0(\omega_0-\omega)$ deb olindi. γ rezonans sohasining kengligini aniqlaydi. Xususan, aniq rezonansda, ya'ni $\omega=\omega_0$ da

$$\sigma = \frac{8\pi\, r_0^2\omega_0^2}{3\gamma^2} \tag{10}$$

bo'ladi $\gamma \langle\langle\, \omega_0$ bo'lganligi uchun, rezonans chastotada kesmi juda katta qiymatlarga erishadi.

Kichik chastotalarda $\omega\langle\langle\,\omega_0$:

$$\sigma = \frac{8\pi\, r_0^2\omega_0^2}{3\gamma^2} \tag{11}$$

sochilish chastotaning to'rtinchi darajasiga proporsional bo'lib , juda kichik bo'ladi Bu qonun, umumiy xarakterga ega bo'lib, **Reley sochilishi deb ataladi.**

Katta chastotalarda $\omega\rangle\rangle\,\omega_0$:

$$\sigma \approx \frac{8\pi\, r_0^2}{3} = \frac{8\pi e^4}{3m^2c^4} \tag{12}$$

Bu ifoda, **Tomson formulasi deb ataladi.** Bu formulaga ko'ra, katta chastotalarda sochilish umuman, chastotaga bogliq bOmmasdan, o'zgamasga intiladi. Katta chastotalarda, tushayotgan elektromagnit maydon tomonidan atomga ta'sir etuvchi kuch elastiklik kuchidan juda katta bo'ladi Atom yadrosining massasi, elektronning massasiga nisbatan juda katta bo'lganligi $\left(\sigma \approx m^{-2}\right)$ uchun, i sochilish jarayonida deyarli ishtirok etmaydi deb olish mumkin. Demak, atomdagi elektronni erkin deb qarash mumkin. Shunday qilib, **Tomson formulasi** elektromagnit to'lqinning erkin elektronlarda sochilishini aniqlar ekan.

2-savol bayoni: Relyativistik zaryadlarning nurlanishi.

Dipol yaqinlashishida, nurlanish intensivligini aniqlovchi formula

$$I = \frac{2}{3}\frac{e^2a^2}{c^3} \tag{1}$$

$\vartheta\langle\langle c$ bo'lganda o'rinlidir. Relyativistik harakatdagi zaryad uchun, shu kabi formulani olishda, har bir vaqt momentida, zaryad bilan bog'langan sanoq sistemanlarni kiritamiz. Bunday sanoq sistemalarning har biriga nisbatan zaryadning tezligi nolga teng bo'lganligi uchun, (1) o'rinli bo'ladi Bu formula bilan aniqlanuvchi nurlanish, sferik to'lqinlardan iborat bo'ladi Bunda, nurlanish hisobiga, zaryad yo'qotadigan impulsi nolga teng. Vaqt birligidagi nurlanish energiyasi esa, har bir sanoq sistemada bir hil bo'lib , invariant bo'ladi:

$$I = -\frac{d\varepsilon}{dt} = -\frac{d\varepsilon'}{dt} = -\frac{d\varepsilon''}{dt} = \ldots = inv \tag{2}$$

Modomiki, I- invariant ekan, (1) va $\frac{d\varepsilon}{dt} = -I$ ga asosan,

$a^2 = \omega_i\omega^i = inv.$ Chunki, zaryad bilan bog'langan sanoq sistemada $\omega^0 = 0.$ Bu yerda ω^i -4-tezlanish. Ixtiyoriy sanoq sistemada (shtrixsiz), nurlanish intensivligini topish uchun, ω^i -4-tezlanishning kvadratini, tezlanishlarni almashtirish formulalarga asosan, shtrixsizga almashtiramiz. Natijada quyidagini olamiz:

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{d\varepsilon'}{dt}=-\frac{2e^2}{c^3}\left\{\dot{\vartheta}^2\left(1-\frac{\vartheta^2}{c^2}\right)+\frac{1}{c^2}\left(\vartheta\dot{\vartheta}\right)^2\right\}\left(1-\frac{\vartheta^2}{c^2}\right)^{-3} \qquad (3)$$

Bu formula orqali ixtiyoriy, masalan laboratoriya sanoq sistemada tezlanish bilan harakatlanayotgan zaryadning nurlanishi hisobiga, vaqt birligida yo'qotadigan energiyasini hisoblash mumkin.

Amaliy jihatdan, elektromagnit maydonda katta tezlik bilan harakatlanayotgan zaryadning nurlanish energiyasini topish muhim masala hisoblanadi. Elektromagnit maydon ta'sirida, zaryadlangan relyativistik zarrachaning tezlanishi Lorentz kuchi bilan aniqlanadi:

$$\dot{\vartheta}=\frac{e}{m}\left(\vec{E}+\frac{1}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]-\frac{\vec{\vartheta}}{c^2}\left(\vec{\vartheta}\vec{E}\right)\right)\sqrt{1-\frac{\vartheta^2}{c^2}} \qquad (4)$$

Tezlanish uchun yozilgan bu ifodani (3) ga qo'yib, elektromagnit maydonda tezlanish bilan harakatlanayotgan zaryadlangan relyativistik zarrachaning vaqt birligidagi nurlanish energiyasini topamiz:

$$\frac{d\varepsilon}{dt}=\frac{2e^4}{3m^4c^7}\varepsilon^2\left\{\left(\vec{E}+\frac{1}{c}\left[\vec{\vartheta}\vec{H}\right]\right)^2-+\frac{1}{c^2}\left(\vec{\vartheta}\vec{E}\right)^2\right\} \qquad (5)$$

Bu yerda, $\varepsilon=\dfrac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$. (5) ifodadan, tezlik yorug'lik tezligiga yaqin bo'lganda, birlik vaqtdagi nirlanishning to'liq energiyasining tezlikka $\left(1-\dfrac{\vartheta^2}{c^2}\right)^{-1}$ kabi bog'langan, ya'ni harakatdagi zaryadning energiyasining kvadratiga proporsional ekanligini ko'ramiz. Agar, tezlik elektr maydon kuchlanganligiga parallel bo'lmasa, nurlanish tezlikka bog'liq bo'lmaydi Bir necha xususiy hollarni ko'rib chiqamiz.

1. $\vec{H}=0,\quad \vec{E}\perp\vec{\vartheta}$ $\qquad \dfrac{d\varepsilon}{dt}=-\dfrac{2}{3}\dfrac{e^4}{m^4c^7}\varepsilon^2\vec{E}^2$ (6)

2. $\vec{H}=0,\quad \vec{E}\downarrow\downarrow\vec{\vartheta},\quad \vartheta\approx c$ $\qquad \dfrac{d\varepsilon}{dt}=-\dfrac{2}{3}\dfrac{e^4}{m^4c^7}\varepsilon^2\vec{E}^2$ (7)

3. $\vec{E}=0,\quad \vec{H}\perp\vec{\vartheta},$ $\qquad \dfrac{d\varepsilon}{dt}=-\dfrac{2}{3}\dfrac{e^4}{m^4c^7}\varepsilon^2\vec{H}^2$ (8)

Bu natijalardan, birinchi va uchinchi hollarda nurlanish energiyasi, zarracha energiyasining kvadratiga proporsional ekanligi ko'rinib turibdi. Ikkinchi holda, nurlansh energiyasi, zarrachaning energiyasiga bog'liq emas ekan. Yana bir muhim xulosa, vaqt birligidagi nurlanish energiyasi, barcha hollarda, zarracha massasining kvadratiga teskari proporsional bo'lib, ($\mathcal{E}\sim m^2$), zarrachaning massasi qancha kichik bo'lmasa, dipol yaqinlashishidagi nurlanish energiyasi shuncha katta bo'ladi Og'ir zarrachalar uchun esa, zarracha energiyasining nurlanishi hisobiga, kamayishi juda kichik bo'ladi

Endi nurlanishning burchakka bog‘lanishini ko‘rib chiqainiz. Bizga ma’lumki, katta tezliklarda harakatlanayotgan zaryadning elektr maydon kuchlanganligi, Lienar-Vixert potensiallari orqali topiladi. Katta masofalarda bu ifodalarning birnchisi, ikkinchisiga nisbatan tezroq nolga intiladi. Shu sababli , nirlanishga maydonning $\varphi(\vec{r},t)=\dfrac{e}{\vec{R}-\vec{\vartheta}\vec{R}/c}$ ifoda bilan aniqlangan qismi asosiy hissa qo‘shadi. Maydonning shu qismi bilan bog‘liq bo’lgan va $d\Omega$ fazoviy burchakka to’g’ri keluvchi nurlanish inlensivligini $dI=\dfrac{cE^2}{4\pi}d\Omega$ ga asosan yozamiz:

$$dI=\frac{e^2a^2}{4\pi c^2}\left(\frac{1}{(1-\beta\cos\theta)^4}-\frac{(1-\beta^2)\sin^2\theta\cos^2\psi}{(1-\beta\cos\theta)^6}\right)d\Omega \qquad (9)$$

Bu yerda, θ yana $\vec{n}$ va $\vec{\vartheta}$ orasmdagi burchak, ψ $\vec{a}$ va $\vec{\vartheta}$ vektorlar yotuvchi tekislik bilan $\vec{n}$ hosil qilgan azimutal burchak. $\theta=\arccos\dfrac{\vartheta}{c}$ bo’lgan da (9) bilan aniqlangan nurlanish nolga teng bo’ladi

17- Mavzu: Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon. Mikroskopik va makroskopik elektrodinamikaning bog’lanishi.

REJA:

1. **Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon.**
2. **Mikroskopik va makroskopik elektrodinamika tenglamalarining bog‘lanishi.**
3. **Makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalari.**
4. **Maksvell tenglamalarini integral shaklda yozilishi.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Mikroskopik, makroskopik, **makroskopik elektrodinamika,** elektr qutblanish vektori, magnitlanish vektori, siljish toki, o‘tkazuvchanlik toki, erkin zaryad zichligi, elektr induksiya vektori, magnit induksiya vektori, sirt bo‘yicha integral, Stoks formulasi, hajmni bo‘yicha integral, magnit induksiya oqimi, magnit yurituvchi kuch.

1-savol bayoni: Makroskopik elektrodinamika. Muhitda elektromagnit maydon.

Mikroskopik elektrodinamikada bo'shliqdagi elektromagnit jarayonlarini ko’rib chiqdik. Endi shu masalani, muhit uchun o‘rganishni boshlaymiz. **Elektrodinamikaning bunday jarayonlarni o‘rganadigan qismi, makroskopik elektrodinamika deyiladi.** Muhitda - dielektriklarda, o‘tkazgichlarda, ferromagnetiklarda va boshqa ko'pgina xossaga ega bo’lgan muhitlarda kechadigan elektromagnit jarayonlar, bir-biridan jiddiy farq qilib, ularning xossalariga bog‘liq bo’ladi Bundan, tashqari muhitning anizotropiya xossalari va bir jinsli bOmmasligi ham ko‘riladigan jarayonlarda o‘z aksini topadi. Bunday holatlarni sanab o‘tishni yana davOm ettirish mumkin.

Yuqoridagi sanab o'tilgan muhitning xossalaridan kelib chiqadigan bo’lmasak, bir qarashda makroskopik elektrodinamikani umumiy holda yaratib bOmmaydigan ko‘rinadi. Ammo, muhitning xossalarini bir qancha shartlar bilan chegaralasak, makroskopik elektrodinamikani umumiy holda yaratish mumkin bo’ladi

Birinchi navbatda, muhit bir jinsli va izotrop bo’lishi, **ikkinchidan**, muhitning xossalari, tashqi elektromagnit maydonga bog’liq bOmmasligi talab etiladi. Oxirgi holat, maydon kuchsiz bo’lishini taqazo qiladi. **Uchinchidan,** maydonning o‘zgarishini aniqlovchi xarakterli vaqt (davr), muhitda, tashqi elektromagnit maydon ta’sirida yuz beruvchi qutblanish va magnitlanishni barqaror topish (relaksatsiya) vaqtidan yetarlicha katta bo’lishi kerak.

Bu holda, muhitning xossalarini aniqlovchi moddiy kattaliklar maydon chastotasiga bog’liq bo’lmaydi Yuqoridagi shartlarni qanoatlantiruvchi elektrodinamika, ko‘p hollarda, tajriba natijalariga tayangan bo’lib, fenOmenologik xarakterga egadir.

Mikroskopik elektrodinamika tenglamalarida ishtirok etuvchi kattaliklar berilgan niqtaga va vaqtga tegishli edi. Muhitda holat tubdan farq qiladi. Ma’lumki moddani tashkil qilgan atom, nolekula va ionlarning fazodagi holati tez o‘zgartiradi. Masalan, kristall panjara tugunlaridagi atom yoki ionlar issiqlik harakati tufayli, muvozanat holati atrofida katta chastota bilan tebranishda bo’ladi Atom ichidagi maydon undan tashqaridagi maydondan ancha katta, bundan, tashqari atomlar tebranishda bo’lganligi sababli, uning koordinatasini vaqt va fazoda aniq belgilab bo’lmaydi Ya’ni, maydon atom Omchamlari tartibidagi masofalarda va tebranish davrida, keskin o'zgarib turadi. Shuning uchun, maydon berilgan nuqtaga va vaqtga tegishli deyish o'z ma’nosini yo'qotadi. Boshqa tomondan, tajriba natijalari shuni ko'rsatadiki, maydonning fazo va vaqtda bunday o'zgarishi, makroskopik jismnilar uchun kuzatilmaydi.Yana shuni ta’kidlash lozimtki, modda mikrozarra-chalardan tashkil topgan bo’lishiga qaramasdan, makroskopik jismnilar ustida o'tkazilgan tajribalarda bunday holat kuzatilmaydi. Demak, makroskopik jismnilar ustida o'tkazilgan tajribalarda, vaqt va fazoda o'rtachalangan fizik kattalik O’lchamadi. Shuning uchun, muhitdagi elaktromagnit jaryonlarni o'rganishda, fizik kattaliklarning o'rtacha qiyi atlari ma’noga ega bo’ladi

Yuqoridagi mulohazalardan kelib chiqib, koordinata va vaqtni ikki qisiga ajratamiz. **Birinchisi,** sekin o'zgaruvchi ($\vec{r},t$) bo’lib, muhitdagi makroskopik jarayonlarni, **ikkinchisi** esa, tez o'zgaruvchi ($\vec{r}\,',t'$) bo’lib, elementar hajm V va elementar T-vaqt dOmrasm o'zgarib, mikroskopik jarayonlarni ifodalaydi. Fizik kattaliklarning tez o'zgaruvchi koordinata va vaqt bo'yicha o'rtachasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$F(\vec{r},t)=\frac{1}{T}\frac{1}{V}\int_0^T F\left(\vec{r}+\vec{r}',t+\vec{t}\right)dV'dt' \qquad (1)$$

O'zgaruvchilarni ikki qisiga ajratish, fizik kattaliklardan koordinata va vaqt bo'yicha olingan hosilalarning o'rtacha qiymatini quyidagi ko'ri nishda yozish mikonini beradi. Masalan,

$$\overline{\frac{\partial F}{\partial \tau}}=\frac{\partial \overline{F}}{\partial t}, \qquad \overline{\frac{\partial F}{\partial \xi_\alpha}}=\frac{\partial \overline{F}}{\partial x_\alpha}, \qquad (2)$$

Bu yerda, $\tau=t+t'$, $\xi_\alpha=x_\alpha+x_\alpha^{'}$, $\alpha=1, 2, 3$. Tajribalarda (1) ifoda bilan o'rtachalangan kattaliklar o ‘lchanadi.

Maksvell-Lorentz tenglamalarini yuqoridagi ma’noda o'rtalashni amalga oshirish uchun belgilashlar kiritamiz: $\overline{e}=\vec{E}$, $\overline{h}=\vec{H}$. Bu begilashlar-da, yozilgan o ‘rtachalangan Maksvell-Lorentz va uzluksizlik tenlamalarini quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$rot\overline{\vec{e}}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\overline{\vec{h}}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$\mathrm{div}\,\overline{\vec{h}}=0 \qquad (4)$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{\vec{h}}=\frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}}+\frac{1}{c}\frac{\partial\overline{\vec{h}}}{\partial t} \qquad (5)$$

$$div\overline{\vec{e}}=4\pi\overline{\rho} \qquad (6)$$

$$div\overline{\rho\vec{\vartheta}}+\frac{\partial\overline{\rho}}{\partial t}=0 \qquad (7)$$

Bu yerda $\overline{\rho}$ va $\overline{\rho\vec{\vartheta}}$ mos ravishda, zaryad va tok zichligining o‘rtacha qiymati. (3) - (7) tenglamalarda, hosilalar sekin o ‘zgaruvchi - makroskopik koordinata va vaqt bo‘yicha olinadi.

Tenglamalarni odatdagi ko‘rinishda yozish uchun, yana bir marta belgilashlar kiritamiz: $\overline{e}=\vec{E}$, $\overline{h}=\vec{B}$. Muhitda elektr maydon kuchlanganligining o ‘rtacha qiymati $\vec{E}$ **ni elektr maydon kuchlanganligi,** magnit maydon kuchlanganligining o‘rtacha qiymati $\vec{B}$ **ni esa, magnit induksiya vektori** deb ataymiz. Bu belgilashlarda (3)-(6) tenglamalar quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$rot\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (8)$$

$$di\vartheta\vec{B}=0 \qquad (9)$$

$$rot\vec{B}=\frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}}+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (10)$$

$$di\vartheta\vec{E}=4\pi\overline{\rho} \qquad (11)$$

O‘rtachalangan tenglamalarda, tok va zaryad zichligining o‘rtacha qiymatlarining ishtirok etishi, muhitlarni ikki tOmfaga - o'tkazgich va dielektriklarga ajratishni taqazo qiladi. O‘tkazgichlarda tashqi statsionar elektr maydon ta’sirida zaryadlarning tartibli harakati, ya’ni tok yuzaga keladi. Bunday maydon ta’sirida, dielektriklarda zaryadlar siljisa-da, tok yuzaga kelmaydi. Vaqt o'tishi bilan, o'zgaruvchi maydonlarda holat, statsionar maydondagidan tubdan farq qiladi, hatto dielektriklarda ham tok yuzaga kelishi mumkin.

2-savol bayoni: Mikroskopik va makroskopik elektrodinamika tenglamalarining bog‘lanishi.

Odatda klassik elektrodinamika ikki qisidan iborat deb qaraladi:

1. Klassik mikroelektrodinamika,
2. Klassik makroelektrodinamika.

Mikroskopik hodisalar ayrmi zarralar bilan bog‘langan bo’ladi Makroskopik hodisalar esa, juda ko‘p zarralar bilan bog‘langandir. Mikroskopik kattaliklar ayrmi zarralar hajmniida fazo va vaqt bo‘yicha juda tez o‘zgarib turadi. Makroskopik kattaliklar esa, juda ko‘p zarralardan tashkil topgan sistemalar ustida bajariladigan tajribalar natijasidir.

Makroskopik kattaliklarga o‘tish uchun, mos mikroskopik kattaliklarni, vaqt va fazo bo‘yicha o‘rtachalashtirib, mikroelektrodinamikadan makroelektrodinamikaga o‘tiladi.

Turli moddiy muhitlarda ro‘y beradigan makroskopik elektromagnit hodisalarni tekshirish natijasida, fan anchagina tajribaviy natijalarga, miqdoriy ifodalangan qonunlarga, nazariy qarashlarga erishdi.

Klassik mikroelektrodinamikaning asosiy differensial tenglamalari ya’ni Maksvell-Lorens differensial tenglamalari quyidagicha yoziladi.

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\rho\vec{\vartheta} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$di\vartheta\vec{E} = 4\pi\rho \qquad (2)$$

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$di\vartheta\vec{H} = 0 \qquad (4)$$

Makroskopik elektrodinamikada bu tenglamalar

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$di\vartheta\vec{D} = 4\pi\rho \qquad (2)$$

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial H\vec{B}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$di\vartheta\vec{B} = 0 \qquad (4)$$

ko‘rinishda yoziladi.

Bu yerda, ρ-erkin zaryad zichligi, $\vec{j}$-o‘tkazuvchanlik tok zichligi, $\vec{E}$-elektr maydon kuchlanganligi, $\vec{H}$-magnit maydon kuchlanganligi, $\vec{D}$-elektr induksiya vektori, $\vec{B}$-magnit induksiya vektori.

Bu kattaliklar tajribada tegishli fizikaviy asboblar yordamida Omchab aniqlanadi. Moddiy muhitni, ya’ni makroskopik ob’ektni tashkil qiluvchi atom yoki nolekulalar kabi zarralar aslida elektr tuzilishga ega va ular vakuuida harakatlanuvchi elektr zaryadidan va ularning elektromagnit maydonlaridan iborat. Mikroskopik hodisalar faqat va ayrmi zarralargagina xosdir. Shuning uchun, mikroskopik elektrodinamikaning elektromagnit maydon nazariyasi, makroskopik elektrodinamikaning poydevoridir, ya'ni asosi bo'ladi

Muhokama uchun savollar:

1. Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
2. Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
3. Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o'tiladi?

3-savol bayoni: Makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalari.

Makroskopik elektromagnit jarayonlar uchun Maksvell tenglamalari

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c} j + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \tag{1}$$

$$di\vartheta\vec{D} = 4\pi\rho \tag{2}$$

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{3}$$

$$di\vartheta\vec{B} = 0 \tag{4}$$

ko'rinishda ifoda qilinadi.

Elektromagnit maydon vektorlarining o'zaro bog'lanishi

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \tag{5}$$

$$\vec{B} = \vec{H} + 4\pi\vec{M} \tag{6}$$

$\vec{P}$ -elektr qutblanish vektori, $\vec{M}$ -magnit qutblanish yoki magnitlanish vektori.

Elektr qutblanish (o'tkazgichlar elektr maydonda, dielektriklar elektr maydonida) vektori, bog'langan zaryad tushunchasi bilan aloqador bo'lib,

$$\rho_\tau = -di\vartheta\vec{P} \tag{7}$$

ko'rinishda bo'ladi

Makroskopik elektrodinamika uchun, Maksvell tenglamalarini ma'nosini qaraymiz. (2) ifodaga muvofiq, elektr induksiya vektorining manbai erkin elektr zaryadidir (o'tkazgichlar uchun). Elektr induksiya vektorning chiziqlari musbat erkin elektr zaryadlaridan boshlanib, manfiy elektr zaryadlarida tugaydi. (5) va (7) ifodalar e'tiborga olinsa, (2) ifoda

$$di\vartheta\vec{E} = 4\pi(\rho + \rho_\tau) = 4\pi\left(\rho - di\vartheta\vec{P}\right) \tag{8}$$

ko'rinishga keladi. Bunda yaxlit o'tkazgich va dielektriklarda elektr maydon kuchlanganligi vektorning manbai birgalikda olingan erkin va bog'langan zaryadlar yig'indidan iborat bo'lar ekan.

(3) ifodaga muvofiq, magnit induksiyasining vaqt birligida o'zgarishi, uyurmaviy elektr maydonni hosil qiladi. Bu esa, Faradeyning elektromagnit induksiya qonunining umumiy ifodasidir.

Statsionar jarayonlar uchun $\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}=0$ bo'lganda (1) ifodaga muvofiq,

$$rot\vec{H}=\frac{4\pi}{c}j \qquad (9)$$

bo'ladi **Bu tenglama Bio-Savar-Laplas qonunining differensial** tenglama shaklidagi ifodasidir.

Agar (1) ifodaning o'ng tomonida $\frac{4\pi}{c}$ koeffitsientini qavsdan tashqariga chiqarsak,

$$rot\vec{H}=\frac{4\pi}{c}\left(\vec{j}+\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}\right) \qquad (10)$$

$$\vec{j}_c=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (11)$$

–siljish toki zichligi (dielektriklar uchun) statsionar bOmmagan (vaqt bo'yicha o'zgaruvchi) jarayonlar uchun, **Bio-Savar-Laplas** tenglamasining umumiy ko'rinishi aniqlanadi.

Siljish toki, o'tkazuvchanlik toki singari, uyurmaviy magnit maydonni hosil qiladi. (5) ifodani (11) ifodaga qo'ysak

$$\vec{j}_c=\frac{1}{4\pi}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}+\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} \qquad (12)$$

(12) ifodadan ko'rinadiki, siljish toki zichligi, ikki qisidan iborat bo'ladi: birinchisi elektr maydon kuchlanganligining vaqt birligida o'zgarishi, ikkinchisi esa-elektr qutblanish vektorining vaqt birligida o'zgarishi (11) ifodani (10) ifodaga qo'ysak

$$rot\vec{H}=\frac{4\pi}{c}\left(\vec{j}+\vec{j}_c\right) \qquad (13)$$

(13) ifoda (1) ifodaga teng kuchli bo'lib, o'tkazuvchanlik toki va siljish toki uyurmaviy magnit maydonni hosil qilishini ko'rsatadi.

Muhokama uchun savollar:

1. Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma'noga ega?
2. Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?
3. Elektromagnit maydon vektorlari o'zaro qanday bog'lanishga ega?

4-savol bayoni: Maksvell tenglamalarini integral shaklda yozilishi.

Maksvell tenglamalariga kiruvchi kattaliklar $\vec{E}, \vec{H}, \vec{J}, \vec{D}, \vec{B}$-vektor kattaliklar bo'lib, yo'nalishlarga ega. Shuning uchun, ularni yo'nalishini biror sirt yoki hajm bilan chegaralash mumkin, ya'ni bu vektorlar sirtning yoki moddiy kesib o'tadi deb faraz qilish mumkin. Bu esa, o'z navbatida, ixtiyoriy sirtni yoki hajmni juda kichik bo'laklarga bOmish va ular orqali o'tayotgan vektorlarni bir jinsli ko'rinishga keltirish mikonini beradi. Bo'lakchalardan o'tayotgan kattaliklarni to'liq qiymatini topish, ya'ni to'liq sirt yoki hajm bo'yicha kattaliklarni toppish, integrallashga olib keladi. Demak, Maksvell-Lorens differensial tenglamalariga kiruvchi kattaliklarni ixtiyoriy sirt yoki hajm bo‘yicha integrallash mumkinligini ko‘rsatadi. Makroskopik elektrodinamika uchun yozilgan Maksvell tenglamalarini integrallanishini qarab chiqamiz.

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\left(\vec{j} + \vec{j}_c\right) \qquad \text{va} \qquad rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

Ifodalarni ixtiyoriy sirt bo‘yicha integrallasak

$$\int\left(rot\vec{H}d\vec{s}\right) = \frac{4\pi}{S}\left\{\left(\vec{j}d\vec{s}\right) + \int\left(\vec{j}_c d\vec{s}\right)\right. \tag{1}$$

$$\int\left(rot\vec{E}d\vec{s}\right) = -\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int\left(\vec{B}d\vec{s}\right) \tag{2}$$

kelib chiqadi. $di\vartheta\vec{D} = 4\pi\rho$ va $di\vartheta\vec{B} = 0$ ifodalarni ixtiyoriy hajm bo‘yicha integrallasak

$$\int di\vartheta\vec{D}dV = 4\pi\int\rho dV \tag{3}$$

$$\int di\vartheta\vec{B}dV = 0 \tag{4}$$

(1) va (2) ifodalarni chap tomoniga Stoks formulasini qOmlasak, ya’ni ixtiyoriy sirt yuzasidan shu sirtni chegaralovchi konturga o‘tsak

$$\oint\left(\vec{H}d\vec{L}\right) = \frac{4\pi}{c}\left\{\int\left(\vec{j}d\vec{s}\right) + \int\left(\vec{j}_c d\vec{s}\right)\right\} \tag{5}$$

$$\oint\left(\vec{E}d\vec{\ell}\right) = -\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int\left(\vec{B}d\vec{s}\right) \tag{6}$$

hosil bo’ladi

(3) va (4) ifodalarning chap tOmonlariga Ostrogradskiy-Gauss formulasi qOmlansa, ya’ni ixtiyoriy hajmdan shu hajmni chegaralovchi berk sirtga o‘tilsa

$$\oint\left(\vec{D}d\vec{s}\right) = 4\pi\int\rho d\vec{V} \tag{7}$$

$$\oint\left(\vec{B}d\vec{s}\right) = 0 \tag{8}$$

Endi bu tenglamalarni o‘ng va chap tOmonlarini analiz qilamiz: (5) ifodaning o‘ng tomonidagi birinchi hadi

$$J = \int\left(\vec{j}d\vec{s}\right) \tag{9}$$

o‘tkazuvchanlik tokini beradi. Ikkinchi hadi

$$J_c = \int\left(\vec{j}d\vec{s}\right) \tag{10}$$

siljish tokini beradi. (6) ifodani o‘ng tomonidagi integral berilgan sirt orqali o‘tayotgan magnit induksiya oqmiini

$$\Phi = \int\left(\vec{B}d\vec{s}\right) \tag{11}$$

(7) ifodaning o‘ng tomoni berilgan hajm ichidagi tOma erkin zaryadni ifodalaydi.

$$e = \int\rho d\vec{V} \tag{12}$$

(5) ifodani chap tomonidagi integral

$$\varepsilon_m = \oint\left(\vec{H}d\vec{L}\right) \tag{13}$$

magnit yurituvchi kuchni beradi. (6) ifodani chap tomonidagi integral

$$\varepsilon = \oint\left(\vec{E}d\vec{L}\right) \tag{14}$$

elektr yurituvchi kuchni beradi. (7) ifodani chap tomonidagi integral elektr induksiya vektorining berilgan yopiq sirt orqali oqmiini ($N = q$ Ostrogradskiy-Gauss teoremasi), (8) ifodaning chap tomonidagi integral magnit induksiya vektorining yopiq sirt orqali oqishini ifodalaydi.

Bu tushunchalardan foydalanib, Maksvell tenglamalarini qayta yozamiz:

$$\varepsilon_m = \frac{4\pi}{c}\left(J + J_c\right) \tag{15}$$

$$\varepsilon = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} \tag{16}$$

$$\oint\left(\vec{D}d\vec{S}\right) = 4\pi e \tag{17}$$

$$\oint\left(\vec{B}d\vec{S}\right) = 0 \tag{18}$$

Demak, (15) ifodaga ko‘ra, magnit yurituvchi kuch $\frac{4\pi}{c}$ karra olingan o‘tkazuvchanlik va siljish toklarining yig‘indisiga teng ekan. (16) ifodaga ko‘ra, elektr yurituvchi kuch $\frac{1}{c}$ karra olingan magnit induksiya oqimining birlik vaqtdagi o‘zgarishiga teng.

(17) ifodaga ko‘ra, elektr induksiya vektorining yopiq sirt orqali oqmii, shu sirt ichidagi 4π karra olingan zaryadga teng. (18) ifodaga ko‘ra, magnit induksiya vektorining yopiq sirt orqali oqmii hamisha nolga teng.

Nazorat savollar:

1. Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma’noga ega?
2. Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?
3. Elektromagnit maydon vektorlari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
4. Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
5. Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
6. Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o‘tiladi?

18-MAVZU: Maydon kattaliklarini o‘rtachalash. Elektr maydonda muhitning qutblanishi. Dielektrikning qutblanishi. Tok zichligining o‘rtachasi.

REJA:

1. **Maydon kattaliklarini o‘rtachalash.**
2. **Elektr maydonda muhitning qutblanishi.**
3. **Dielektrikning qutblanishi.**
4. **Tok zichligining o‘rtachasi.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Maydon kattaliklari, muhit, dielektriklar, o'tkazgichlar, ferromagnetiklar, elektromagnit jarayonlar, bir jinsli va izotrop, fenomenologik, issiqlik harakati, elektroneytral, lokal zaryadlar, ionlar, tashqi maydon, birinchi darajalari hadlar, qutb vektorlari, **o'tkazuvchanlik toki,** bog'langan zaryadlar, **o'tkazuvchanlik koeffitsienti,** bog'langan zaryadlar zichligi, **qutblanish koeffitsienti, qutblanish toki, magnitlanish toki.**

1-savol bayoni: Maydon kattaliklarini o'rtachalash.

Mikroskopik elektrodinamikada bo'sliliqdagi elektromagnit jarayonlarini ko'rib chiqdik. Endi shu masalani, muhit uchun o'rganishni boshlaymiz. **Elektrodinamikaning bunday jarayonlarni o'rganadigan qismi, makroskopik elektrodinamika deyiladi.** Muhitda - dielektriklarda, o'tkazgichlarda, ferromagnetiklarda va boshqa ko'pgina xossaga ega bo'lgan muhitlarda kechadigan elektromagnit jarayonlar, bir-biridan jiddiy farq qilib, ularning xossalariga bog'liq bo'ladi Bundan, tashqari muhitning anizotropiya xossalari va bir jinsli bOmmasligi ham ko'riladigan jarayonlarda o'z aksini topadi. Bunday holatlarni sanab o'tishni yana davOm ettirish mumkin.

Yuqoridagi sanab o'tilgan muhitning xossalaridan kelib chiqadigan bo'lmasak, bir qarashda makroskopik elektrodinamikani umumiy holda yaratib bOmmaydigan ko'rinadi. Ammo, muhitning hossalarini bir qancha shartlar bilan chegaralasak, makroskopik elektrodinamikani umumiy holda yaratish mumkin bo'ladi

Birinchi navbatda, muhit bir jinsli va izotrop bo'lishi, **ikkinchidan**, muhitning xossalari, tashqi elektromagnit maydonga bog'liq bolmasligi talab etiladi. Oxirgi holat, maydon kuchsiz bo'lishini taqazo qiladi. **Uchinchidan,** maydonning o'zgarishini aniqlovchi xarakterli vaqt (davr), muhitda, tashqi elektromagnit maydon ta'sirida yuz beruvchi qutblanish va magnitlanishni barqaror topish (relaksatsiya) vaqtidan yetarlicha katta bo'lishi kerak.

Bu holda, muhitning xossalarini aniqlovchi moddiy kattaliklar maydon chastotasiga bog'liq bo'lmaydi Yuqoridagi shartlarni qanoatlantiruvchi elektrodinamika, ko'p hollarda, tajriba natijalariga tayangan bo'lib, fenomenologik xarakterga egadir.

Mikroskopik elektrodinamika tenglamalarida ishtirok etuvchi kattaliklar berilgan niqtaga va vaqtga tegishli edi. Muhitda holat tubdan farq qiladi. Ma'lumki moddani tashkil qilgan atom, molekula va ionlarning fazodagi holati tez o'zgartiradi. Masalan, kristall panjara tugunlaridagi atom yoki ionlar issiqlik harakati tufayli, muvozanat holati atrofida katta chastota bilan tebranishda bo'ladi Atom ichidagi maydon undan tashqaridagi maydondan ancha katta, bundan, tashqari atomlar tebranishda bo'lganligi sababli, uning koordinatasini vaqt va fazoda aniq belgilab bo'lmaydi Ya'ni, maydon atom Omchamlari tartibidagi masofalarda va tebranish davrida, keskin o'zgarib turadi. Shuning uchun, maydon berilgan nuqtaga va vaqtga tegishli deyish o'z ma'nosini yo'qotadi. Boshqa tomondan, tajriba natijalari shuni ko'rsa-tadiki, maydonning fazo va vaqtda bunday o'zgarishi, makroskopik jismnilar uchun kuzatilmaydi.Yana shuni ta'kidlash lozimtki, modda mikrozarra-chalardan tashkil topgan bo'lishiga qaramasdan, makroskopik jismnilar ustida o'tkazilgan tajribalarda bunday holat kuzatilmaydi. Demak, makroskopik jismnilar ustida o'tkazilgan tajribalarda, vaqt va fazoda o'rtachalangan fizik kattalik O'lchamadi. Shuning uchun, muhitdagi elaktromagnit jaryonlarni o'rganishda, fizik kattaliklarning o'rtacha qiyi atlari ma'noga ega bo'ladi

Yuqoridagi mulohazalardan kelib chiqib, koordinata va vaqtni ikki qisiga ajratamiz. **Birinchisi,** sekin o'zgaruvchi $(\vec{r},t)$ bo'lib, muhitdagi makroskopik jarayonlarni, **ikkinchisi** esa, tez o'zgaruvchi $(\vec{r}\,',t')$ bo'lib, elementar hajm V va elementar T-vaqt dOmrasm o'zgarib, mikroskopik jarayonlarni ifodalaydi. Fizik kattaliklarning tez o'zgaruvchi koordinata va vaqt bo'yicha o'rtachasi quyidagi formula bilan aniqlanadi:

$$F(\vec{r},t)=\frac{1}{T}\frac{1}{V}\int_0^T F\left(\vec{r}+\vec{r}\,',t+\vec{t}\right)dV'dt' \qquad (1)$$

O'zgaruvchilarni ikki qisiga ajratish, fizik kattaliklardan koordinata va vaqt bo'yicha olingan hosilalarning o'rtacha qiymatini quyidagi ko'ri -nishda yozish mikonini beradi. Masalan,

$$\overline{\frac{\partial F}{\partial \tau}}=\frac{\partial \overline{F}}{\partial t}, \qquad \overline{\frac{\partial F}{\partial \xi_\alpha}}=\frac{\partial \overline{F}}{\partial x_\alpha}, \qquad (2)$$

Bu yerda, $\tau=t+t',\ \xi_\alpha=x_\alpha+x_\alpha',\quad \alpha=1,2,3.$ Tajribalarda (1) ifoda bilan o'rtachalangan kattaliklar o ‘lchanadi.

Maksvell-Lorens tenglamalarini yuqoridagi ma'noda o'rtalashni amalga oshirish uchun belgilashlar kiritamiz: $\bar{e}=\vec{E},\ \bar{h}=\vec{H}$. Bu begilashlar-da yozilgan, o ‘rtachalangan Maksvell-Lorentz va uzluksizlik tenlamalarini quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$rot\bar{\vec{e}}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\bar{\vec{h}}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$\mathrm{div}\,\overline{\vec{h}} = 0 \qquad (4)$$

$$\mathrm{rot}\,\overline{\vec{h}} = \frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}} + \frac{1}{c}\frac{\partial\overline{\vec{h}}}{\partial t} \qquad (5)$$

$$div\,\overline{\vec{e}} = 4\pi\overline{\rho} \qquad (6)$$

$$div\,\overline{\rho\vec{\vartheta}} + \frac{\partial\overline{\rho}}{\partial t} = 0 \qquad (7)$$

Bu yerda $\overline{\rho}$ va $\overline{\rho\vec{\vartheta}}$ mos ravishda, zaryad va tok zichligining o‘rtacha qiymati. (3) - (7) tenglamalarda, hosilalar sekin o ‘zgaruvchi - makroskopik koordinata va vaqt bo‘yicha olinadi.

Tenglamalarni odatdagi ko‘rinishda yozish uchun, yana bir marta belgilashlar kiritamiz: $\bar{e} = \vec{E}$, $\bar{h} = \vec{B}$. Muhitda elektr maydon kuchlanganlikning o ‘rtacha qiymati $\vec{E}$ **ni elektr maydon kuchlanganligi,** magnit maydon kuchlanganligining o‘rtacha qiymati $\vec{B}$ **ni esa, magnit induksiya vektori** deb ataymiz. Bu belgilashlarda (3) – (6) tenglamalar quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (8)$$

$$di\vartheta\vec{B} = 0 \qquad (9)$$

$$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (10)$$

$$di\vartheta\vec{E} = 4\pi\overline{\rho} \qquad (11)$$

O‘rtachalangan tenglamalarda, tok va zaryad zichligining o‘rtacha qiymatlarining ishtirok etishi muhitlarni ikki tOmfaga - o'tkazgich va dielektriklarga ajratishni taqazo qiladi. O‘tkazgichlarda tashqi statsionar elektr maydon ta’sirida zaryadlarning tartibli harakati, ya’ni tok yuzaga keladi. Bunday maydon ta’sirida, dielektriklarda zaryadlar siljisa-da, tok yuzaga kelmaydi. Vaqt o'tishi bilan, o'zgaruvchi maydonlarda holat statsionar maydondagidan tubdan farq qiladi, hatto dielektriklarda ham tok yuzaga kelishi mumkin.

2-savol bayoni: Elektr maydonda muhitning qutblanishi.

Dielektrikning qutblanishi.

Zaryad zichligining o'rtacha qiymatini hisoblashda, dielektrikning elektroneytral va noldan farqli zaryadga ega bo’lgan hollarni alohida ko'rib chiqamiz.

Brinchi navbatda, jismnini elektroneytral deb qaraymiz. Tashqi elektr maydon ta’sirida, jismnini tashkil etuvchi atom va nolekulalardagi manfiy va musbat zaryadlarning muvozanat holatiga nisbatan siljishi ro'y beradi. Bunda jismnining bir butun holda elektroneytralligi buzilmasa-da, alohida olingan qisilarida elektroneytrallik buziladi. Buni qanday tuslmunish kerak? Tashqi maydonga kiritilmagan jismnida ixtiyoriy hajmni ko'ramiz. Bu hajmni shunday tanlaymizki u yana elektroneytral bo’lsin. Endi jismnini tashqi statsionar elektr maydonga kiritamiz. Jismnini tashkil etuvchi atomdagi elektronlarning massasi yadroning massasidan juda kichik bo’lganligi uchun, ular yadroga nisbatan ko'proq siljiydi. Buning natijasida alohida ko'rilayongan hajmni chegaralovchi sirtga juda yaqin bo’lgan atomlardagi elektronlar sirtdan tashqari (ichkari) ga va tashqarida bo’lgan atomlardagi elektronlar ichkari (tashqari) ga o'tib qolishi mumkin. Bunda ko'rilayotgan hajm ichkarisiga kirgan va tashqarisiga chiqqan elektronlarning soni teng bOmmasligi mumkin, ya’ni shu qisida lokal elekrtoneytrallik buziladi. Bu holda jismnida qandaydir lokal zaryadlar paydo bOmdi deb qarash mumkin. Bunday zaryadlar atomni tark etmaganligi uchun, bog'langan zaryadlar deb ataladi. Uning zichligi, zaryad zichligining o'rtachasiga teng bo’ladi:

$$\overline{\rho} = \rho_b \tag{1}$$

Bu yerda, ρ_b - **bog'langan zaryadlar** zichligi. Madomiki, zaryadlar paydo bo’lgan ekan, jismni elektr dipol momentiga ega bo’lib qoladi. **Bu jarayonga muhitning qutblanishi deyiladi.** Bu yerda, elektr dipol momentning o'rtacha qiymati ma’noga ega. Birlik hajmga to’g’ri keluvchi **elektr dipol momentini, qutblanish vektori deb ataluvchi** kattalik P bilan ifodalaymiz. Bunda, jismnining elktr dipol momenti

$$\vec{p} = \int \vec{\mathrm{P}} dV \tag{2}$$

Ikkinchi tomondan, elektr dipol momentining ta ’rifiga binoan

$$\vec{p} = \int \vec{r} \rho_b dV \tag{3}$$

Jismga tashqaridan zaryad kiritilgan ekan u elektroneytralligicha qoladi, ya’ni

$$\int \rho_b dV = 0 \tag{4}$$

Bu integral munosabat, istalgan shakldagi jismni ushun o’rinli bo’ladi

Dipol momentini aniqlovchi (2) va (3) ifodalarni taqqoslab, $\vec{\mathrm{P}} = \vec{r}\rho_b$, bog’lanishni topamiz. Bu ifodadan to’g’ridan - to’g’ri foydalanib, ρ_b-ni topolmaymiz. Bog’langan zaryadlar zichligini, qutblanish vektorining divergansiyasi ko‘rinishida yozish mumkin deb faraz qilamiz:

$$\rho_b = -div\vec{\mathrm{P}} \tag{5}$$

Bu ifodani (4) qo'yamiz va Ostrogadskiy-Gauss formulasiga asosan hajm bo'yicha integraldan, yopiq sirt bo'yicha integralga o'tamiz:

$$\int \rho_b dV = -\int div\vec{P}dV = \oint \vec{P}d\vec{S} \qquad (6)$$

Bu yerda integallash sirti jismnini o'rab olgan ixtiyoriy yopiq sirt bo'lganligi uchun, uni jismnidan tashqarida tanlanadi. Jismnidan tashari nuqtalarda $\vec{P} = 0$ demak, integral ham nolga teng bo'ladi Bu natija (4) shartni tasdiqlaydi shu bilan birg,a bog'langan zaryadlar zichligini (5) ko'rinishda tanlash mumkinligini ko'rsatadi. Endi (3) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin bo'ladi:

$$\vec{p} = -\int \vec{r}\, div\vec{P}dV \qquad (7)$$

Jismnining qutblanishi bir tekis bo'lmaydi Buni ko'rsatish uchun, teskari faraz qilamiz, ya'ni qutblanish bir jinsli bo'lsin deb qaraymiz. Bu holda, $div\vec{P} \equiv 0$ bo'ladi Bunga ko'ra, va (5) ga asosan bog'langan zaryadlar zichligi, jismni hajmniining hamma nuqtalarida aynan nolga teng va jismni qutblanmagan bo'lib chiqadi. Bunday bo'lishi mumkin emas, chunki tashqi elektr maydonga kiritilgan jismni elektr momentiga ega bo'ladi va u allbatta qutblangan bo'ladi Bu mulohazalardan, jismnining qutblanishi bir jinsli bo'lishi mumkin emasligi kelib chiqadi.

Endi, boshidan jismni ρ- ziclilik bilan zaryadlangan deb, zaryad zichligining o'rtacha qiymatini aniqlaymiz. Tashqi maydon kuchsiz bo'lganligi uchun, bog'langan zaryadlar, erkin zaryadlarga aylana olmaydi. Shuning uchun, to'liq zaryad zichligiga, erkin va bog'langan zaryadlar mustaqil ravishda kiradi, ya'ni

$$\overline{\rho} = \rho + \rho_b \qquad (8)$$

$$\int \overline{\rho} dV = \int \rho dV + \int \rho_b dV = \int \rho dV = e \qquad (9)$$

Bu yerda e- jismnilarning to'liq zaryadi.

3-savol bayoni: Tok zichligining o'rtachasi.

Tok zichligining o'rtacha qiymatini, muhitning xossalari to'g'risidagi umumiy tasavvurlardan kelib chiqib aniqlaymiz. Bunda quyidagi uchta farazni asos qilib olamiz:

1. Tashqi maydonga kiritilgan jismni hajmidagi o'rtacha maydon, atom ichidagi maydondan kichik bo'lishi kerak. Bu faraz, maydon uchun yozilgan tenglamalarning chiziqli bo'lishini va muhitning elektr, magnit va boshqa xossalari, tashqi maydonga bog'liq bOmmasligini ta'minlaydi.

2. Muhit bir jinsli bo'lishi kerak. Bu faraz ko'rilayotgan hajmda

muhit xossalarini aniqlovchi kattaliklar birday bo’lishini ta’minlaydi.

3. Muhit izotrop bo’lishi kerak. Bu hOm, muhitning hossalarini aniqlovchi kattaliklar skalyar bo’lishiga ishora qiladi.

Bu shartlardan chetlashish qanday oqibatlarga olib kelishini keyin-roq ko'rib chiqamiz. Hozir esa, shu farazlar o'rinli deb, tok zichligining o'rtacha qiymatini aniqlaymiz.

Tok zichligining o'rtacha qiymati umuman olganda, tashqi elektr va magnit maydon kuchlanganliklariga, ularning vaqt va koordinata bo'yicha hosilalariga bog’liq bo’lishi mumkin, ya’ni

$$\overline{\rho\vec{\vartheta}} = f\left(\vec{E}, \vec{B}, \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}, \frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \frac{\partial E_i}{\partial x_k}, \frac{\partial H_i}{\partial x_k}\right) \qquad (1)$$

Maydon kuchsiz va hosilalari sekin o'zgarishini hisobga olib, $\vec{f}$ funksiyani argumentlarning darajalari bo'yicha qatorga yoyamiz. Maydon tenglamalari chiziqli bo’lishi uchun, qatorda o'zgaruvchilarning birinchi darajalari ishtirok etgan hadlar bilan chegaralanamiz. Tok zichligi qutb vektor bo’lganligi uchun, qatordagi hadlar qutb vektoriga hos bo’lishi kerak. Ular skalyar ham, aksmal vektor ham bo’lishi mumkin emas.

Elektr maydon kuchlanganligliningdekart koordinata o'qlariga proeksiya-laridan koordinatalar bo'yicha hosilalarni guruhlarga to'plab, $div\vec{E}$ va $rot\vec{E}$ larni hosil qilish mumkin. Bu kattaliklarga proporsional bo’lgan hadlar, qatorda ishtirok etmaydi. Chunki, bulardan birinchisi skalyar bo’lmasa, ikkinchisi aksmal vektordir. Shu vaqtda $\vec{E}$ va $\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ lar qutb vektorlari bo’lganligi uchun, bularga proporsional hadlar qatorda ishtirok etadi.

Magnit induksiya vektori va uning vaqt bo'yicha hosilasi, aksmal vektor bo’lganligi uchun, bunday hadlar qatorda bo’lishi mumkin emas. Aksincha, $rot\,\vec{B}$ qutb vektori bo’lib, qatorda albatta ishtirok etadi.

Nolinchi had nolga teng bo’ladi Chunki, maydon bOmmaganda tok ham nolga teng bo’ladi Shunday qilib, yuqoridagi mulohazalarga asoslanib, tok zichligining o'rtachasi uchun, quyidagi ifodani yozish mumnkin:

$$\overline{\rho\vec{\vartheta}} = \gamma\vec{E} + æ\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + c\alpha rot\vec{B} \qquad (2)$$

Bu yerda, γ, æ va α- muhitning xossalarini ifodalovchi skalyar kattaliklardir. Uchinchi haddagi s -yorug'lik tezligi bo’lib, qulaylik uchun kiritilgan.

Qatordagi har bir hadning fizik ma’nosini ochamiz. Muhitga faqat o'zgarmas elektr maydon ta’sir qilayotgan bo’lsin deb ko'ramiz. Bu holda, (2) dagi ikkinchi va uchinchi hadlar nolga teng bo’lib,

$$\overline{\rho\vec{\vartheta}} = \vec{j} = \gamma\vec{E} \qquad (3)$$

Ko'rinib turibdiki, tashqi elektr maydon ta’sirida, unga proporsional tok yuzaga kelar ekan. **Bu tok, o'tkazuvchanlik toki deyiladi** va muhitdagi erkin zaryadlarning tartibli harakati bilan bog'langan. $\gamma -$ **o'tkazuvchanlik koeffitsienti deyiladi.** Toza dielektriklarda bu kattalik nolga teng bo’ladi Yaxshi o'tkazgichlarda juda katta qiymatga ega bo’ladi Bunday tok o'zgaruvchi maydonda ham mavjud bo’ladi O'tkazuvchanlik toki umumiy holda, koordinata va vaqtning funksiyasi bo’lib, ixtiyoriy vaqtda muhitning ko‘rilayotgan nuqtasidagi elektr maydon kuchlanganligi bilan aniqlanadi. **(3) Om qonunining differensial shakli deyiladi.** Bu odatdagi Om qonuni bilan boglanganligini keyinroq ko'ramiz.

Bog'langan zaryadlar erkin zaryadlarga aylanmasligi, zaryadning saqlanish qonuni har ikkala toifadagi zaryadlar uchun mustaqil ravishda bajarilishini ko‘rsatadi. Ya’ni, uzluksizlik tenglamasi bilan bir vaqtda erkin zaryadlar va o'tkazuvchanlik toki uchun ham uzluksizlik tenglamasini yozish mumkin:

$$div\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0 \qquad (4)$$

Tok zichligi ifodasidagi ikkinchi hadning fizik ma’nosini ochishga
kirishamiz. Buning uchun, (2) ifodaning har ikkala tomonidan divergensiya olamiz. Bunda oxirgi hadning divergensiyasi nolga teng bo’lganligi uchun, quyidagi hosil bo’ladi:

$$div\overline{\rho\vartheta} = div\vec{j} + æ\, div\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (5)$$

To’liq va o’tkazuvchanlik toklari ishtirokidagi uzluksizlik tenglamalaridan foydalanib, (5) ni quyidagi ko’rinishda yozamiz:

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\overline{\rho} - \rho\right) = -\ æ\, div\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (6)$$

Bu yerda, $\left(\overline{\rho} - \rho\right)$ bog’langan zaryadlar zichligiga tengligini inobatga olsak,

$$\frac{\partial\rho_b}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t}div\, æ\, \vec{E}$$

Bu ifodani vaqt bo’yicha integrallab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\rho_b = -div\, æ\, \vec{E} \qquad (7)$$

Bu yerda maydon yo’q bo’lganda, qutblanish bOmmaganligi sababli, integrallash domiiysini nolga teng deb olindi.

$\rho_b = -div\mathrm{P}$ va (7) ifodalarni taqqoslab, qutblanish vektori, elektr maydon kuchlanganligiga proporsional ekanligini aniqlaymiz:

$$\vec{\mathrm{P}} = æ\,\vec{E} \qquad (8)$$

Proporsionallik koeffitsienti **ae -qutblanish koeffitsienti** yoki **dieletrik krituvchanlik** deb ataladi. Bu kattalik domino musbat bo’ganligi urlmun, qutblanish vektori, domio elektr maydon kuchlanganligi bilan bir tOmonga yo'nalgan bo’ladi

Tok zichligining o'rtacha qiymatini aniqlovchi (2) ifodadagi ikkinchi hadni, olingan oxirgi natijaga ko‘ra quyidagi ko‘rinishda yozamiz:

$$\vec{j}_q = \frac{\partial\vec{\mathrm{P}}}{\partial t} = æ\,\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \qquad (9)$$

Ko’ramizki, qutblanishning vaqt bo'yicha o’zgarishi, qandaydir tokni yuzaga keltirar ekan. Bu tok, **qutblanish toki deb atalib**, o'zgaruvchi tashqi elektr maydon ta’sirida, qutblanishning vaqtga bog’liq holda o’zgarishi natijasida paydo bo’ladi Bu holatni ko’z oldmiizga keltirish uchun, jismnida faraziy sirt o’tkazish kerak. Qutblanish natijasida bu sirtni bog’langan zaryadlar kesib o’tadi. Maydon vaqtga bog’liq bo’lganda, zaryadlar sirtning bir tomonidan ikkinchi tomoniga maydon o’zgarishiga mos ravishda ko’chib turadi. Bu holat, zaryadlarning haraktiga ekvivalent bo’lib, tok paydo bo’lishig a olib keladi.

Endi (2) dagi uchinchi hadni ko’rib chiqamiz. Buning uchun, uning $\vec{r}$ - radius-vektori bilan, vektor ko‘paytmasini tashkil qilamiz va jismnining hajmnii bo’yicha integrallaymiz. Ikkinchi had bilan bog’liq bo’lgan integralni tekshirib chiqamiz:

$$\int\left[\vec{r},\frac{\partial\vec{\mathrm{P}}}{\partial t}\right]dV = \int\left[\vec{r},\frac{\partial}{\partial t}\rho_b\vec{r}\right]dV = \frac{\partial}{\partial t}\int\rho_b\left[\vec{r}\,\vec{r}\right]dV = 0$$

Bu yerda integrallash $\vec{r}$ – o’zgaruvchisi vaqtga bog’liq emasligini hisobga oldik. Qolgan hadlarni quyidagi ko’rinislida yozib olamiz:

$$\alpha\, c\int\left[\vec{r}, rot\vec{B}\right]dV = \int\left[\vec{r},\left(\overline{\rho\vec{\vartheta}} - \vec{j}\right)\right]dV = \int\left[\vec{r},\rho_b\vec{\vartheta}\right]dV \qquad (10)$$

Bu yerda $\overline{\rho\vec{\vartheta}} - \vec{j} = \rho_b\vec{\vartheta}$ bog’langan zaryadlar toki.

Magnit momentining ta’rifiga ko‘ra, (10)ni bog’langan zaryadlar tokining magnit momenti zichligi

$$\vec{M} = \frac{\left[\vec{r},\rho_b\vec{\vartheta}\right]}{2c} \qquad (11)$$

orqali yozish mumkin:

$$\alpha\int\left[\vec{r}, rot\vec{B}\right]dV = 2\int\vec{M}dV = \int\left[\vec{r}, rot\vec{M}\right]dV \qquad (12)$$

Ko'ramizki, magnit momentining zichligi, magnit induksiya vektoriga proporsional ekan, ya'ni

$$\vec{M} = \alpha\vec{B} \qquad (13)$$

Shunday qilib, (2) dagi oxirgi had, ikkinchi had kabi bog'langan zaryadlar harakatiga aloqador bo'lib, magnit momenti bilan aniqlanganligi uchun, **magnitlanish toki deb ataladi.**

Qutblanish toki zichligi bilan, magnitlanish toki zichligining yig'indisi **bog'langan zaryadlar tokining zichligi deb yuritiladi,** ya'ni

$$\vec{j}_b = \vec{j}_P + \vec{j}_M, \qquad \vec{j}_P = \frac{\partial\vec{P}}{\partial t}, \qquad \vec{j}_M = c\, rot\vec{M} \qquad (14)$$

Bu yerda $\vec{j}_P$ va $\vec{j}_M$ mos ravishda, qutblanish va magnitlanish toklarining zichligi. Sunday qilib, muhitda tok erkin va bog'langan zaryadlarning harakati tufayli yuzaga kelishini aniqladik.

Nazorat savollari:

1. Zarydlar harakatlanganda yuzaga keladigan maydon potensiallari qanday hususiytga ega bOmadi?
2. Zaryd taqsimoti bilan maydon potensiallari orasidagi bog'lanish qanday ko'rinishga ega bOmadi?
3. Maydon potensiallari superpozitsiya prinsipi orqali ifodalanadimi?
4. Tekis va sekin harakatlanaytgan zarydning maydoni qanday aniqlanadi?
5. Bu xolda hosil bOmgan maydon nimasi bilan boshqa maydondan farq qiladi?
6. Tekis va sekin harakatlanaytgan zarydning maydoni qanday kattaliklarga bog'liq bOmadi?

19-MAVZU: Maksvell tenglamalari sistemasi. Chegaraviy shartlar.

REJA:

1. **Maksvell tenglamalari sistemasi.**
2. **Chegaraviy shartlar:**

A. Magnit induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

Б. Elektr induksiya vektorining normal tashkil etuvchi uchun chegaraviy shart.

B. Elektr maydon kuchlanganli vektorining tangensmal

tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

Г. Magnit maydon kuchlanganligi vektorining tangensial tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Tok zichligi, rotor, gradiynt, divergensiy, hosila, **magnit singdiruvchanlik, magnit kirituvchanlik, dielektrik singdiruvchanlik, paramagnit, diamagnit, ferromagnit, chegaraviy shartlar, magnit induksiya vektori, normal tashkil etuvchi, tangensial tashkil etuvchi, ikki muhit.**

1-savol bayoni: Maksvell tenglamalari sistemasi. Zaryad va tok zichligining o'rtacha qiyi atlari yordamida makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalarini ta'riflashga kirishamiz.

$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$ tenglamaga $\overline{\rho\vec{\vartheta}} = \gamma\vec{E} + æ\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} + c\alpha rot\vec{B}$ ni qo'yamiz:

$$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial\vec{P}}{\partial t} + 4\pi rot\vec{M} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}$$

yoki

$$rot(\vec{B} - 4\pi\vec{M}) = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E} + 4\pi\vec{P}\right) \qquad (1)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi\vec{M} \qquad (2)$$

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \qquad (3)$$

va bu belgilashlarda (1) tenglamani qayta yozamiz:

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (4)$$

Bu yerda $\vec{H}$ va $\vec{D}$ yordamchi kattaliklar bo'lib, magnit maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori deb yuritiladi. Endi $div\vec{E} = 4\pi\overline{\rho}$ tenglamani zaryad zichligining o'rtacha qiyi ati $\overline{\rho} = \rho + \rho_b$ va $\rho_b = -div\vec{P}$ orqali qayta yozamiz:

$$div\vec{E} = 4\pi\rho + 4\pi\rho_b = 4\pi\rho - 4\pi\, div\vec{P} \Rightarrow div\left(\vec{E} + 4\pi\vec{P}\right) = 4\pi\rho$$

yoki

$$div\vec{D} = 4\pi\rho \qquad (5)$$

bu yerda (3) inobatga olindi.

(4), (5), $rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ va $div\vec{B} = 0$ makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalari bo'lib, **Maksvell tenglamalari deb ataladi.** Bu tenglamalardagi erkin zaryadlar zichligi va tok zichligi uzluksizlik tenglamasi $div\vec{j}+\dfrac{\partial\rho}{\partial t}=0$ bilan bog'langan.

Magnit maydon kuchlanganligi bilan magnit induksiya vektori orasmdagi bog'lanishni aniqlaymiz. $\vec{M}=\alpha\vec{B}$ bog'lanishni inobatga olib, $\vec{H}=\vec{B}-4\pi\vec{M}$ ni yozamiz:

$$\vec{H}=(1-4\pi\alpha)\vec{B} \qquad (6)$$

Bu yerda $\mu=1/(1-4\pi\alpha)$ belgilash kiritib (6) ni quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\vec{B}=\mu\vec{H} \qquad (7)$$

$\mu-$ **magnit singdiruvchanlik** deb ataladi. Magnit maydon ta'sirida paydo bo'lgan magnit momentining zichligi

$$\vec{M}=\mu\alpha\vec{H}=\chi\vec{H} \qquad (8)$$

Bu yerda $\chi-$**magnit kirituvchanlik** deb ataladi. $\vec{M}=\alpha\vec{B}$ va $\vec{B}=\mu\vec{H}$ dan

$$\mu=1+4\pi\chi \qquad (9)$$

hosil bo'ladi

Shunga o'xshash $\vec{P}=$ æ $\vec{E}$ va $\vec{D}=\vec{E}+4\pi\vec{P}$ dan

$$\vec{D}=\varepsilon\vec{E} \qquad (10)$$

hosil qilamiz. Bu yerda

$$\varepsilon=1+4\pi\,\text{æ} \qquad (11)$$

dielektrik singdiruvchanlik deb ataladi.

Qutblanish koeffitsienti (**dielektrik kirituvchanlik deb ham ataladi**) æ - hamma jismlar uchun noldan katta bo'lganligi uchun, dielektrik singdiruvchanlik $\varepsilon>1$ bo'ladi Magnit kirituvchanlik $\chi-$ musbat yoki manfiy bo'lishi mumkin. $\chi>0$ bo'lgan moddalar **paramagnit,** $\chi<0$ bo'lgan moddalarr esa, **diamagnit** deyiladi. Agar $\chi-$katta va magnit maydonning nochiziqli funksiyasi bo'lmasa, modda **ferromagnit** bo'ladi Moddalarrning bunday turlarga ajratish nazariyasi, ushbu bo'lim doirasiga kirmaydi. Termodinamika va statistik fizika kursida bu masala termodinamik nuqtai nazardan qisqacha o'rganiladi.

$\vec{B}=\mu\vec{H}$, $\vec{D}=\varepsilon\vec{E}$ va $\overline{\rho\vec{\vartheta}}=\vec{j}=\gamma\vec{E}$ **bog'lanish tenglamalari deb ataladi.** Bu tenglamalar bilan birgalikda, Maksvell tenglamalari to'liq tenglamalar sistemasini tashkil qiladi. Ushbu bobning boshida, muhitga qo’yilgan shartlarga asosan, bog’lanish tenglamalarining amal qilish sohasi cheklangandir. Shu sababli, Maksvell tenglamalarining tatbiq qilish sohasi ham cheklangan. Bu tenglamalarning tatbiq qilish chegarasini kengaytirish mumkin.

2-savol bayoni: Chegaraviy shartlar.

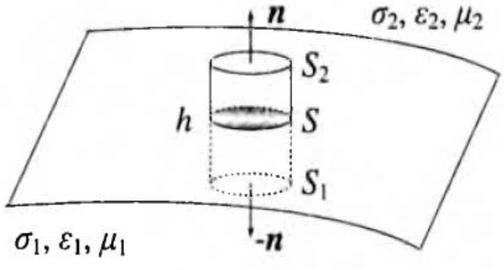
Makroskopik elektrodinamikanig asosiy tenglamalari, Maksvell tenglamalarining integral ko'rinishi umuman olganda, muhitning xossalarini aniqlovchi kattaliklar γ, ε, μ, koordinataning funksiyasi bo’lgan ixtiyoriy hol uchun ham o'rinli bo’ladi Bu tenglamalarning differensial ko'rinishi to'g'risida bunday deb bo’lmaydi. Turli xossalarga ega bo’lgan ikki muhut chegarasida γ, ε, μ lar sakrab o'zgarganligi sababli, tenglamalarning differensial ko'rinishida ishtirok etayotgan $\vec{D}$, $\vec{E}, \vec{B},$ va $\vec{H}$ larning koordinata bo'yicha hosilalari, chegara nuqtalarida aniqlanmagan bo’ladi Bunday hollarda, asosiy tenglamalar ma’noga ega bo’lishi uchun, ular qo'shmincha chegaraviy shartlar bilan to’ldirilishi kerak. Chegaraviy shartlarni aniqlash uchun, tenglamalarning integral ko‘rinishidan foydalanamiz.

A. Magnit induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

Magnit induksiya vektorining ikki muhitni chegaralovchi sirtga normal tashkil etuvchisi uchun, chegaraviy shartni aniqlashda quyidagi tengalamadan foydalanamiz:

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \qquad (1)$$

Bu yerda integrallash sirti sifatida bir qismi birinchi muhitda, boshqa qismi ikkinchi muhutda joylashgan cheksiz kichik silindrik sirtni tanlanadi (1-rasm).



1-rasm.

Ikkinchi muhitda silindr asosiga o’tkazilgan normalning yonalishini musbat deb qabul qilamiz. Shu silindrning sirti bo’yicha magnit induksiya oqmiini hisoblaymiz:

$$\oint \vec{B}d\vec{S} = B_{2n}S_2 - B_{1n}S_1 + \overline{B}Lh = 0 \qquad (2)$$

Bu yerda, silindr cheksiz kichik bo'lganligi uchun, integrallash sohasida $\vec{B}$ ni o'zgarmas, ya'ni silindrning yuqori asosi S_2 da B_{2n}, pastki asosi S_1 da B_{1n} deb olindi. $\overline{B}$-magnit induksiya vektorining silindr yon sirtiga normal tashkil etuvchisining o'rtacha qiymati. h-silindr balandligi, L- silindr ko'ndalang kesimning permietri.

h- ni nolga, ya'ni S_2-ni ikkinchi muhit tomonidan va S_1 ni esa, birinchi muhit tomonidan S-ga intiltiramiz (S-chegara sirt bilan silindrni kesganda hosil bo'lgan kesmi yuzasi). Bunda yon sirt bo'yicha oqmi nolga intilganligi uchun (2) dan quyidagi shart kelib chiqadi:

$$B_{2n} - B_{1n} = 0 \qquad (3)$$

Ko'ramizki, **magnit induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi, ikki muhit chegarasida uzluksiz ekan.** Shu vaqtda, muhitning xossalari aniqovchi kattaliklar sakrab o'zgaradi.

Б. Elektr induksiya vektorining normal tashkil etuvchi uchun chegaraviy shart.

Elektr induksiya vektorining ikki muhitni chegaralovchi sirtga normal tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shartni aniqlashda quyidagi tengalamadan foydalanamiz:

$$\oint \vec{D}d\vec{S} = 4\pi\rho \qquad (4)$$

Bu tenglama $\oint \vec{B}d\vec{S} = 0$ dan chap tomoni bilan farq qiladi. Integrallash sirtini oldingi holdagi kabi tanlab, quyidgini hosil qilamiz:

$$D_{2n}S_2 - D_{1n}S_1 + \overline{D}Lh = 4\pi\rho Sh \qquad (5)$$

Bu yerda, ρSh-silindr hajmidagi zaryad. Yuqoridagi kabi h-ni nolga intiltirsak, silindr yon sirti bo'yicha oqmi nolga teng bo'ladi (5) tenglamaning o'ng tomoni ham nolga teng bo'ladi Agar, sirt **zaryadlari deb ataluvchi** zaryadlarni hisobga olsak, bu had nolga teng bo'lmaydi. Chunki, sirt zaryadlarini hajmga aloqasi bo'lmasdan, $h \to 0$ da ham, mavjud bo'ladi Bunday zaryadlarning sirt zichligini (birlik yuzaga To'g'ri kelgan zaryad miqdori)

$$\omega_S = \lim \rho h$$
$$h \to 0$$
$$\rho \to \infty$$

deb belgilasak, (5) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$D_{2n} - D_{1n} = 4\pi\omega_S \qquad (6)$$

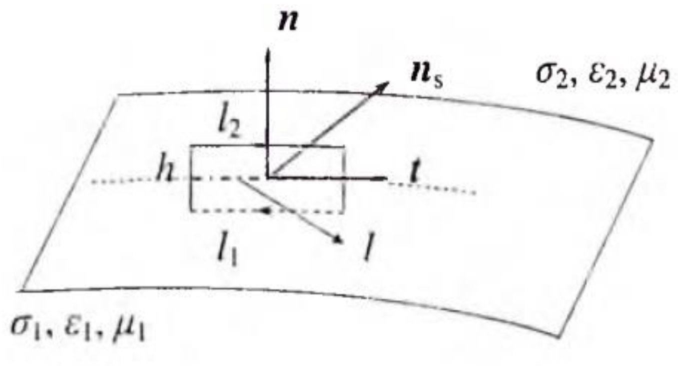
Shunday qilib, **elektr induksiya vektorining normal tashkil etuvchisi, ikki muhit cherasmdan o'tishda, sirt zaryadlari mavjud bo'lmgan holda, uzilishga ega bo'ladi, ya'ni sakrab o'zgaradi.** Uzilish kattaligi $4\pi\omega_S$ ga teng. Sirt zaryadlari bo'lmasa, D_n uzluksiz bo'ladi.

B. Elektr maydon kuchlanganli vektorining tangensial tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

Bu sahrtni olish uchun, quyidagi tengalamadan foydalanamiz:

$$\oint \vec{E}d\ell = -\frac{1}{c}\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}d\vec{S} \tag{7}$$

Integrallash konturining bir qismi, birinchi muhitda, boshqa qismi, ikkinchi muhitda joylashgan cheksiz kichik to'rt burchak shaklida tanlaymiz. Konturning ikkinchi muhitdagi qismining yo'nalishini musbat deb qabul qilamiz. (2-rasmda $\vec{n}$-ko'rilavotgan chegara nuqtasida, sirtga o'tkazilgan normalning, $\vec{t}$ -shu nuqtada urinmaning va $\vec{n}_S$ sirt tokining yo'nalishlarini aniqlaydigan vektorlar.) Sirt bo'yicha integral esa, berk kontur tortib turgan sirt bo'yicha olinadi. Berk kontur bo'yicha integralni uning qisilari



2- rasm.

bo'yicha integrallarga ajratamiz va (7) ning o'rniga quyidagini yozamiz:

$$E_{2t}\ell_2 - E_{1t}\ell_1 + \sum \overline{E}_n h = -\frac{1}{c}\left(\frac{\overline{\partial \vec{B}}}{\partial t}\right)_{n_S}\ell h \tag{8}$$

Bu yerda, h-bilan berk konturning ℓ_1 va ℓ_2 bo'laklarining uchlarini birlashtiruvchi kontur qisilari belgilangan, $\left(\overline{\frac{\partial B}{\partial t}}\right)_{n_S}$ kontur tortib turgan sirtga o'tkazilgan normal n_S ga $\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\right)$ ning proeksiyasining o'rtacha qiymati.

h- ni nolga intiltirsak, ℓ_2 ikkinchi muhit tomondan, ℓ_1 -esa, birinch muhit tomondan chegara sirtda yotuvchi $\vec{\ell}$ ga intiladi. Bunda kontur tortib turgan sirt yuzasi, nolga intiladi. Natijada, elektr maydon sirkulyatsiyasining h- ga tegishli qismi (8) ning chap tomonidagi uchinchi had) va sirt bo'yicha integral nolga intiladi. Shunday qilib,

$$E_{2t} - E_{1t} = 0 \tag{9}$$

Ko'ramizki, **elektr maydon kuchlanganligining tangensial tashkil etuvchisi, ikki muhit chegarasida uzluksiz ekan**. Bu natijani olishda $\left(\overline{\frac{\partial B}{\partial t}}\right)_{n_S}$ chekli qiymatlarni qabul qiladi deb faraz qildik. Bunday faraz deyarli barcha real sharoitlarda o'rinli bo’ladi

Г. Magnit maydon kuchlanganligi vektorining tangensial tashkil etuvchisi uchun chegaraviy shart.

Bu shartni olish uchun, quyidagi tengalamadan foydalanamiz:

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \frac{4\pi}{c}\int \vec{J} d\vec{S} + \frac{1}{c}\int \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} d\vec{S} \tag{10}$$

Bu tenglamani o’ng tomonidagi birinchi had $\oint \vec{E} d\ell = -\frac{1}{c}\int \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S}$ dan farq qiladi Integrallash konturini oldingi holdagi kabi tanlab, quyidgini yozamiz:

$$H_{2t}\ell_2 - H_{1t}\ell_1 + \overline{H}h = \frac{4\pi}{c}\left(\overline{\vec{J} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}}\right)_{n_S} \ell h \tag{11}$$

Ikki holni bir-biridan farqlaymiz:

a) chegara sirtda o'tkazuvchanlik toki yo’q bo’lsin. Bu holda $h \to 0$ da $(\ell_1 \to \ell, \ell_2 \to \ell)$ h- ishtirok etgan hamma hadlar nolga intiladi va natijada, quyidagi ifoda hosil bo’ladi:

$$H_{2t} - H_{1t} = 0 \tag{12}$$

Demak, ikki muhit chegasidan o'tishda, magnit maydon kuchlanganligining tangensial tashkil etuvchisi uzluksiz ekan.

b) chegara sirtda o'tkazuvchanlik toki mavjud bo’lsin. Bu holda tok kuchi integrallash sirtiga bog’liq bo’lmaydi va $h \to 0$ da chekli qiymatga intiladi:

$$I_S = \lim_{\substack{h \to 0 \\ j \to \infty}} \left(j_n\right)_S h$$

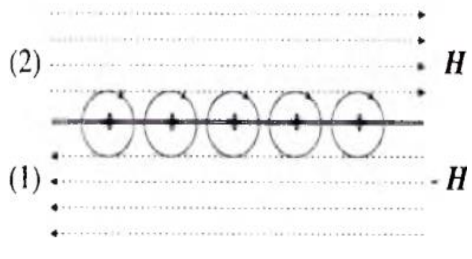
Bu yerda I_S-chegara sirtdan $\vec{n}_S$ yo’nalishda oqayotgan tokning chiziqli zichligi, ya’ni tokining yo’nalishiga perpendikulyar ($\vec{\ell}$) yo’nalishda, sirtda yotgan chiziqning birlik uzunligiga to’g’ri kelgan tok. $\left(\overline{\dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t}}\right)_{n_S}$ chekli deb hisoblasak, (11) ning o'ng tomonidagi ikkinchi had, $h \to 0$ da, nolga intiladi. Natijada (11) shart bu holda quyidagi ko'rinishni oladi:

$$H_{2t} - H_{1t} = \frac{4\pi}{c} I_S \qquad (13)$$

Shunday qilib, magnit maydon kuchlanganligining tangensial tashkil etuvchisi, ikki muhit cherasmdan o'tishda, sirt toki mavjud bo’lgan holda, uzilisliga ega bo’ladi Uzilish kattaligi sitr tokining chiziqli zichligi I_S bilan aniqlanadi. Olingan natijani vektor ko'rinishda yozamiz (3-rasm):

$$\left[\vec{n}\vec{H}_2\right] - \left[\vec{n}\vec{H}_1\right] = \frac{4\pi}{c} \vec{I}_S \qquad (14)$$

Sirt toklari mavjud bo’lganda, magnit maydon kuchlanganligining sakrab o'zgarishini yassi tok misolida yaqqol ko'rish mumkin. Plastinkadan oqayotgan yassi tok rasm tekisligiga nisbatan ichkariga qarab yo'nalgan bo’lsin (3-rasm). Shu tok hosil qilayotgan magnit maydonning kattaligi yuqorida va pastda bir xil va bir jmusli bo’lib, yo'nalishi jihatdan qarama-qarshi bo’ladi Ya'ni maydon plastinkadan o'tishda sakrab o'zgaradi. Uzilish $\frac{4\pi}{c}\vec{I}_S$ ga teng bo’ladi



3-rasm.

Makroskopik elektrodinamikaning to'rtta asosiy tenglamasiga mos keluvchi, to'rtta chegaraviy shartlarni hosil qildik. $E_n, H_n, D_t, B_t, j_n, j_t, P_n, P_t, M_n, M_t$ uchun chegaraviy shartlarni yuqoridagi to'rtta asosiy chegaraviy shartlar va bog'lanish tenglamalari yordamida hosil qilish mumkin.

Masalan, E_n uchun chegaraviy shartni, bog'lanish tenglamasi $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$ va $D_{2n} - D_{1n} = 4\pi\omega_S$ shart yordamida aniqlaymiz: $\varepsilon_2 E_{2n} - \varepsilon_2 E_{1n} = 4\pi\omega_S$.

Shunga o'xshash qolgan kattaliklar uchun ham chegaraviy shartlarni hosil qilish mumkin.

20-Mavzu: Bog'lanish va Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.

REJA:

1. **Bog'lanish tenglamalari.**
2. **Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.**

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Asosiy tenglamalar, magnit maydon kuchlanganligi, elektr induksiya vektori, erkin zaryadlar zichligi, **Maksvell tenglamalari, bog'lanish tenglamalari,** amal qilish sohasi, anizotrop, **siljish toki,** ikkinchi rangli tenzor, algebraik bog'lanish, integral bog'lanish, Dalamber tenglamalari **.**

1-savol bayoni: Bog'lanish tenglamalari.

Zaryad va tok zichligining o'rtacha qiyi atlari yordamida makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalarini ta'riflashga kirishamiz.

$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\overline{\rho\vec{\vartheta}} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ tenglamaga $\overline{\rho\vec{\vartheta}} = \gamma\vec{E} + æ\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + c\alpha rot\vec{B}$ ni qo'yamiz:

$$rot\vec{B} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{4\pi}{c}\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} + 4\pi rot\vec{M} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

yoki

$$rot(\vec{B} - 4\pi\vec{M}) = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{E} + 4\pi\vec{P}\right) \qquad (1)$$

Quyidagi belgilashlarni kiritamiz:

$$\vec{H} = \vec{B} - 4\pi\vec{M} \qquad (2)$$

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P} \qquad (3)$$

va bu belgilashlarda (1) tenglamani qayta yozamiz:

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (4)$$

Bu yerda $\vec{H}$ va $\vec{D}$ yordaichi kattaliklar bo'lib, magnit maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori deb yuritiladi. Endi $div\vec{E} = 4\pi\overline{\rho}$ tenglamani zaryad zichligining o'rtacha qiymati $\overline{\rho} = \rho + \rho_b$ va $\rho_b = -div\vec{P}$ orqali qayta yozamiz:

$$div\vec{E} = 4\pi\rho + 4\pi\rho_b = 4\pi\rho - 4\pi\, div\vec{P} \Rightarrow div\left(\vec{E} + 4\pi\vec{P}\right) = 4\pi\rho$$

yoki

$$div\vec{D} = 4\pi\rho \qquad (5)$$

bu yerda (3) inobatga olindi.

(4), (5), $rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}$ va $div\vec{B} = 0$ makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalari bo'lib, **Maksvell tenglamalari deb ataladi.** Bu tenglamalardagi erkin zaryadlar zichligi va tok zichligi uzluksizlik tenglamasi $div\vec{j} + \frac{\partial\rho}{\partial t} = 0$ bilan bog'langan.

$\vec{B} = \mu\vec{H}$, $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$ va $\overline{\rho\vec{\vartheta}} = \vec{j} = \gamma\vec{E}$ **bog'lanish tenglamalari deb ataladi.** Bu tenglamalar bilan birgalikda, Maksvell tenglamalari to'liq tenglamalar sistemasini tashkil qiladi. Ushbu bobning boshida, muhitga qo'yilgan shartlarga asosan, bog'lanish tenglamalarining amal qilish sohasi cheklangandir. Shu sababli, Maksvell tenglamalarining tatbiq qilish sohasi ham cheklangan. Bu tenglamalarning tatbiq qilish chegarasini kengaytirish mumkin.

2-savol bayoni: Maksvell tenglamalarining tadbiq qilish chegaralari.

Muhit anizotrop bo'lganda, muhitning xossalarini aniqlovchi skalyar kattaliklar $\gamma, \varepsilon, \mu ...$ biz ko'rayotgan chiziqli elektrodinarnika doirasida, ikkinchi rangli tenzor kattaliklar $\gamma_{\alpha\beta}, \varepsilon_{\alpha\beta}, \mu_{\alpha\beta} ...$ ga o'tadi. Bu holda, bog'lanish tenglamalari quyidagicha yoziladi:

$$j_\alpha = \gamma_{\alpha\beta}E_\beta, \quad D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}E_\beta, \quad B_\alpha = \mu_{\alpha\beta}H_\beta$$

Muhit bir jinsli bo'lgan holda, maydon kattaliklari orasidagi algebraik bog'lanishlar, integral bog'lanishlarga o'tadi.

Maksvell tenglamalarining differensial ko’rinishidan, ularning integral ko'rinishiga mikroskopik elektrodinamikadagi kabi olamiz:

$$\oint \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int \vec{B}d\vec{S} \qquad (12)$$

$$\oint \vec{B}d\vec{S} = 0 \qquad (13)$$

$$\oint \vec{H}d\vec{\ell} = \frac{4\pi}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int \vec{j}d\vec{S} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int \vec{D}d\vec{S} \qquad (14)$$

$$\oint \vec{D}d\vec{S} = 4\pi\int \rho\, dV \qquad (15)$$

Maksvell tenglamalarning fizik ma’nosi, Maksvell - Lorentz tenglamalarining ma’nosi bilan birday. Faqat induksiya qonunida magnit maydon kuchlanganligining o’rnida, magnit induksiya vektori va siljish toki zichligida

$$\vec{j}_S = \frac{1}{4\pi}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (16)$$

elektr maydon kuchlanganligining o'rnida, elektr induksiya vektori ishtirok etadi.

Endi mikroskopik elektrodinamikadagi kabi, maydon potensiallarini kiritamiz:

$$\vec{B} = rot\vec{A} \qquad (17)$$

$$\vec{E} = -grad\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t} \qquad (18)$$

Lorenz sharti (kalibrovkasi)

$$div\vec{A} + \frac{\varepsilon\mu}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t} = 0 \qquad (19)$$

Bajarilganda, potensiallar uchun yozilgan Dalaiber tenglamalari quyidagi ko’rinishga o’tadi:

$$\Delta\varphi(\vec{r},t) - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\varphi(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho(\vec{r},t) \qquad (20)$$

$$\Delta\vec{A}(\vec{r},t) - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2\vec{A}(\vec{r},t)}{\partial t^2} = -\frac{4\pi\mu}{c}\vec{j}(\vec{r},t) \qquad (21)$$

Nazorat savollari:

21-MAVZU: Muhitda elektrostatik maydon. O’tkazgichlarda elektrostatik maydon. O’tkazgichlarning elektrostatik maydon

energiyasi.

REJA:

1. **Muhitda elektrostatik maydon.**
2. **Q’tkazgichlarda elektrostatik maydon.**
3. **O’tkazgichlarning elektrostatik maydon energiyasi.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Muhitda elektrostatik maydon, o‘tkazgichlar, energiya, spektr, xususiy yechim, elektrostatika, hajmniiy zaryadlar, tashqi normal, skalayar potensial, **elektr sig‘mi,** bo’shliq, fazo, o’tkazgichlar soni, variatsiya, ekvivalent, cheksiz,

1-savol bayoni: Muhitda elektrostatik maydon.

Muhitda elektrodinamika hodisalarining spektri juda keng bo’lib, bir darslik doirasida hammasini qamrab olib bo’lmaydi O‘rganishni elektrostatik maydon masalasidan boshlaymiz. Ma’lumki, bunday maydonlarda barcha kattaliklar vaqtga bog’liq bOmmaydi, zaryadlar butunlay harakatsiz bOmmadi, tok $\vec{J}=0$. Bu holda, Maksvell tenglamalari quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\begin{array}{ll} rot\vec{H}=0 & rot\vec{E}=0 \\ div\vec{B}=0 & div\vec{D}=4\pi\rho \\ \vec{B}=\mu\vec{H} & \vec{D}=\varepsilon\vec{E} \\ H_{2t}-H_{1t}=0 & E_{2t}-E_{1t}=0 \\ B_{2n}-B_{1n}=0 & D_{2n}-D_{1n}=4\pi\omega_S \end{array} \qquad (1)$$

Korinib turibdiki, tenglamalar ikkita o‘zaro bog’liq bOmmagan sistemaga ajraldi. Bulardan birinchisida faqat magnit maydon kattaliklari ishtirok etsa, ikkinchisida esa elektr maydon kattaliklari ishtirok etadi. Tenglamalarning birinchisidan, elektrostatikada magnit maydon aynan nolga tengligi kelib chiqadi.

Ta'kidlash lozimtki, elektrostatika tenglamalari qandaydir yaqin-lashishda olingan taqribiy tenglamalar bOmmasdan, to’liq tenglamalarning aniq shartlarga bo‘ysunuvchi xususiy holi bo’lib hisoblanadi. Bunda elektrostatika tenglamalarining yechimi aniq bo’lib, bir vaqtning o'zida umumiy tenglamalarning xususiy yechimi bo’ladi Bu yerda, elektrostatika tenglamalarining yechimlarini bevosita ko‘rmayrniz, chunki ular mikroskopik elektrostatikadagi yechimilardan farq qilmaydi. Elektrostatikaning ayrmin masalalari ustida to‘htalib o‘tamiz.

2-savol bayoni: Q ‘tkazgichlarda elektrostatik maydonda.

Elektrostatik maydon ta’sirida o‘tkazgichda paydo bo’ladigan tok, Om qonuni $\vec{j} = \gamma\vec{E}$ bilan aniqlanadi. Boshqa tomondan elektro-statikaning ta’rifiga binoan, $\vec{j} = 0$ bo’lishi ikki holni bir-biridan farqlash kerakligini ko‘rsatadi:

$\gamma = 0$, Ammo $\vec{E} \neq 0$ (o'tkazgichdan tashqarida),

$\gamma \neq 0$, Ammo $\vec{E} = 0$ (o'tkazgich ichida)

Bundan, o'tkazgich ichida elektrostatik maydon nolga teng ekanligi kelib chiqadi. Elektr induksiya vektori ham nolga teng bo’ladi, chunki bu kattalik, elektr maydon kuchlanganligiga proporsional. Bundan ikkita muhim xulosa kelib chiqadi:

1. O'tkazgich ichida dielektrik singdiruvchanlikning har qanday qiymatida $\vec{D} \equiv 0$ bo’lishi, elektrostatika doirasida o'tkazgichlarni dielek-trik singdiruvchanlikning aniq qiymati bilan xarakterlab bOmmasligini ko’rsatadi. O'tkazuvchi muhitda, dielektrik singdiruvchanlikning
qiymati, elektrostatika natijalariga ta’sir qilmaydi.

2. O'tkazgich ichidagi barcha nuqtalarda $\vec{D} \equiv 0$ bo’lishi, Maksvell tenglamasiga asosan,

$$div\vec{D} = 4\pi\rho \equiv 0$$

o'tkazgich ichida hajmniiy zaryadlar ($\rho = 0$) mavjud bOmmasligini ko'rsatadi.

Umumiy ko'rinishda yozilgan chegaraviy shartlar, dielektrik va o'tkazgich chegarasida quyidagicha yoziladi:

$$D_{2n} - D_{1n} = 4\pi\omega_S \Rightarrow E_n = \frac{4\pi\omega_S}{\varepsilon} \quad (2)$$

$$E_{2t} - E_{1t} = 0 \qquad \Rightarrow E_t = 0$$

Bu yerda “1” indeks o'tkazgichga, “2” indeks uni o'rab turgan muhitga tegishli. $\varepsilon -$ shu muhitning dielektrik singdiruvchanligi. (2) dan o'tkazgich sirtida elektr maydon kuchlanganligi $\frac{4\pi\omega_S}{\varepsilon}$ tengligi va doimo sirtga perpendikulyar yo'nalgan bo’lishi ko'rinib turibdi.

Chegaraviy (2) shartlarni, $\vec{E} = -grad\varphi - \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$ dan foydalanib, skalayar potensial uchun, quyidagi shartlarni yozamiz:

$$\omega_S = -\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{\partial\varphi}{\partial n}, \qquad \varphi_S = const \tag{3}$$

Bu yerda hosila o'tkazgich sirtiga o'tkazilgan tashqi normal bo'yicha olinadi. Bundan, o'tkazgich sirti ekvipotensial sirt ekanligi kelib chiqadi. O'tkazgich sirtidagi to’liq zaryad

$$e_S = \oint \omega_S dS = -\frac{\varepsilon}{4\pi}\oint\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_S dS \tag{4}$$

Integral o'tkazgich sirti bo'yicha olinadi. Bu ifodadan, o'tkazgich sirtidagi zaryad, uning potensialiga bog'liq ekanligi ko'rinib turibdi. Bu bog'lanish, chiziqli bo’lganligi uchun, (4) ifodani quyidagi ko'rinishda yozib olamiz

$$e_S = C\varphi_S$$

Bu yerda

$$C = \frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{1}{\varphi_S}\oint\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_S dS \tag{5}$$

elektr sig‘mi deyiladi. Sig'im bilan bog'liq bo’lgan masalani keyingi mavzuda batafsil ko'rib chiqamiz.

3-savol bayoni: O‘tkazgichlarning elektrostatik maydon energiyasi.

O'tkazgichlar sistemasining energiyasini hisoblaymiz. Bu masalani avval o'tkazgichlar bo’shliqda joylashgan deb ko'ramiz ($\varepsilon = 1$). Bu holda zaryadlangan o'tkazgichlarning to’liq energiyasi:

$$U_E = \frac{1}{8\pi}\int \vec{E}^2 dV \tag{6}$$

Bu yerda integral, butun fazo bo'yicha olinadi. Bu integralni dan foydalanib o'zgartiramiz:

$$U_E = -\frac{1}{8\pi}\int grad\varphi\vec{E}dV = -\frac{1}{8\pi}\int div\left(\varphi\vec{E}\right)dV + \frac{1}{8\pi}\int \varphi\, div\vec{E}dV \tag{7}$$

Bu yerda ikkinchi integral div E = 0 bo’lganligi uchun, nolga teng. Birinchi integralni sirt bo'yicha integralga o'tkazamiz. Sirt bo'yicha integral ikki qisiga ajraladi. Birinchisi o'tkazgichlar sirti bo'yicha olinsa, ikkinchisi cheksiz uzoqlashgan sirt bo'yicha olinadi. Cheksizda potensial va maydon nolga intilganligi uchun, cheksiz uzoqlashgan sirt bo'yicha integral nolga teng bo’ladi Nihoyat, o‘tkazgich sirtida potensial o’zgarmas va elektr maydon sirtga perpendikulyar bo’lishini hisobga olsak, (7) ning o'rniga, quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$U_E = \frac{1}{8\pi}\sum_z \varphi_a \oint_{S_a} E_{an} dS_a \qquad (8)$$

Bu yerda “α’ bo'yicha yig’indi, barcha o’tkazgichlar bo‘yicha hisoblanadi. Agar, (2) ga muvofiq, o’tkazgich zaryadi $(e_a)_S = e_a$ ni kiritib, energiya uchun quyidagini hosil qilamiz:

$$U_E = \frac{1}{2}\sum_a e_a \varphi_a \qquad (9)$$

Bu ifoda tashqi maydonga kiritilgan nuqtaviy zaryadlarning energivasi ifodasi bilan mos tushadi.

Yuqorida ta’kidlaganirnizdek, o’tkazgich sirtidagi zaryad uning potensialiga bog’liq. Elektrodinamika tenglamalari chiziqli, shuning uchun, bu bog’lanish ham chiziqli bo’lishi kerak. O’tkazgichlar soni N ta bo’lganda, bu bog’lanishni umumiy holda, quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$c_a = \sum_b C_{ab}\varphi_b \qquad (10\ )$$

Bu yerda C_{ab} uzunlik O’lchov birligiga ega bo’lib, o’tkazgichlarning shakliga va ularning bir-biriga nisbatan joylashishiga bog’liq bo’lgan o’zgarmas kattaliklardir. C_{ab} faqat α- o’tkazgichga tegishli bo’lib, bizga umumiy rizika kursidan ma’lum bo’lgan o ‘tkazgich elektr sig‘mini (qisqacha sig’mi) beradi. C_{ab} $(a \neq b)$ **elektrostatik induksiya koeffitsientlari deb ataladi.** Xususan, bitta o’tkazgich bo’lganda,

$$e = C\varphi$$

Sigmining kattaligi, Omkazgichning chiziqli Omchamlari va uni o’rab turgan muhit bilan aniqlanadi.

Zaryad yoki potensialning cheksiz kichik o'zgarishida energiyaning o'zgarishini aniqlaymiz. Buning uchun (10.6) ifodani variatsiysini hisoblaymiiz:

$$\delta U_E = \frac{1}{4\pi}\int \vec{E}\delta\vec{E} dV \qquad (11)$$

Bu ifodani bir-biriga ekvivalent bo’lgan ikki yOm bilan o’zgartirish mumkin:

1. (11) ga $\vec{E} = -grad\varphi$ ni qo’yamiz va maydon variatsiyasi maydon kabi boshlang'ich tenglamalarni qanoatlantirishini $div\delta\vec{E} = 0$ e’tiborga olib, quyidagini yozamiz:

$$\delta U_E = -\frac{1}{4\pi}\int grad\varphi\delta\vec{E} dV = \frac{1}{4\pi}\sum_a \varphi_a \oint \delta E_n dS_a \qquad (12)$$

Bu yerda (2) ni inobatga olib, δU_E uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\delta U_E = \sum_a \varphi_a \delta e_a \qquad (13)$$

Bu ifoda zaryadning o‘zgarishi hisobiga energiyaning o’zgarishini aniqlaydi. Bu kutilgan natija bo’lib, berilgan maydonda cheksiz kichik δe_a zaryadni cheksizdan ko'chirib kelishda bajarilgan ishga teng.

2. Energiyaning o’zgarishini (11) boshqacha ko‘rinishda ham yozish mumkin. Buning uchun, (11) da $\delta\vec{E} = -grad\delta\varphi$ deb almashtiramiz va birinchi holdagi kabi, hisoblashlarni bajarib quyidagini olamiz:

$$\delta U_E = \sum_a e_a \delta\varphi_a \qquad (14)$$

Bu yerda energiyaning o ‘zgarishi, o’tkazgichlar potensialining o’zgarishi bilan aniqlanadi.

(13) va (14) ifodalarga asosan, energiyadan biror o’tkazgichning zaryadi bo‘yicha olingan hosila, shu o’tkazgichning potensialiga teng bo’ladi, shu vaqtda potensial bo’yicha hosila, o’tkazgichning zaryadini beradi, ya’ni:

$$\frac{\partial U_E}{\partial e_a} = \varphi_a, \qquad \frac{\partial U_E}{\partial \varphi_a} = e_a \qquad (15)$$

Nazorat savollari:

22-MAVZU: Dielektriklarda elektrostatik maydon. Elektrostatika masalalarini yechish metodlari. Dielektriklar va o’tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda.

REJA:

1. **Dielektriklarda elektrostatik maydon.**
2. **Elektrostatika masalalarini yechish metodlari.**
3. **Dielektriklar va o’tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Uyurma, nuqtaviy zaryad, maydon kuch chiziqlari, to'g'ri va teskari masalalar, maxsus nuqta, **Yukava potensiali, Furye metodi, Elektr tasvirlash, inversiya** (akslantirish)**, konfori aks ettirish, inversiya radiusi, dielektrik silindr,** maydon taqsimoti, **qutblanish vektori, o'tkazuvchi shar,** to'liq zaryad **.**

1-savol bayoni: Dielektriklarda elektrostatik maydon.

Tashqi maydonga kiritilgan dielektrik ichidagi maydon $rot\vec{E}=0$ tenglamaga asosan, uyurmasiz bo'ladi Elektrostatik maydou potensiali uchun tenglamani $div\,\vec{E}=4\pi\rho$ tenglamadan hosil qilamiz:

$$div\left(\varepsilon grad\varphi\right)=-4\pi\rho \qquad (1)$$

Bir jinsli dielektrikda $\varepsilon=const$ bo'lganligi uchun, oxirgi tenglama, Puasson tenglamasiga o'tadi:

$$\Delta\varphi=-\frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \qquad (2)$$

Bu tenglamaning yechimii, mikroskopik elektrodinamikadan ma'lum bo'lib, quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\varphi(\vec{r})=\frac{1}{\varepsilon}\int\frac{\rho(\vec{r}\,`)}{\left|\vec{r}-\vec{r}\,`\right|}dV` \qquad (3)$$

Bu ifoda dielektrikda elektr maydon potensiali va kuchlanganligi, shu zaryadlar bo'shliqda hosil qilgan maydondan ε -marta kichik bo'lishini ko'rsatadi. Xususan, bitta nuqtaviy zaryad uchun

$$\varphi(\vec{r})=\frac{e}{\varepsilon R}, \qquad \vec{E}(\vec{r})=\frac{eR}{\varepsilon R^3}$$

Demak, zaryadlarning o'zaro ta'sir kuchi, bir jinsli dielektriklarda bo'shliqdagiga nisbatan ε - marta kichik bo'lar ekan. Dielektrikga kiritilgan erkin zaryadlar uni qutblaydi. Bunda bog'langan zaryadlar erkin zaryadlar maydonini kamaytiruvchi maydonni paydo qiladi. Shu sababli zaryadlarning o'zaro ta'sirlashish kuchi kainayadi. Agar dielektrik bir jinsli bOmmasa, masala yuqoridagi kabi, oddiy yechimiga ega bo'lmaydi

Ikki dielektrik chegarasida maydon kattaliklari uchun chegaraviy shartlarni yozamiz:

$$E_{2t}-E_{1t}=0 \quad \Rightarrow \varphi_1=\varphi_2 \qquad (4)$$

$$D_{2n}-D_{1n}=4\pi\omega_S \Rightarrow \varepsilon_2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_2-\varepsilon_1\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_1=4\pi\omega_S \qquad (5)$$

Yuqoridagi ikkita chegaraviy shartlarni umumlashtirib, quyidagi munosabatni olamiz:

$$\frac{tg\alpha_1}{tg\alpha_2} = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}$$

Bu munosabat, ikki dielektrik chegarasida maydon kuch chiziqlarining sinishini ko'rsatadi. Bu yerda α_1 va α_2 mos ravishda, birinchi va ikkinchi dielektriklarda elektr maydon kuchlanganligi bilan chegaraviy sirtga o‘tkazilgan normal orasmdagi burchaklardir.

Dielektriklarda va o‘tkazgichlarda elekrtostatik maydon masalasini umumiy holda ko‘rish bilan cheklandik. Eletrostatikaning aniq qo‘yilgan masalasining har birini yechishda, alohida yondashish zarur bo’ladi Quyida ana shunday metodlarning avrmilari bilan tanishib o‘tamiz.

2-savol bayoni: Elektrostatika masalalarini yechish metodlari.

Elektrostatikada to’g'ri va teskari masalalar mavjud. Avval teskari masala bilan tanishib chiqamiz. Koordinataning funksiyasi sifatida berilgan maydon potensiali yoki kuchlanganligi orqali zaryadlarning taqsimotini aniqlash , elektrostatikaning teskari masalasining mazmunini tashkil qiladi.

Birinchi qarashda bu masala oddiy va doimo yechimiga ega bo’lib ko‘rinadi. Haqiqatan ham, teskari masalani yechish uchun, berilgan maydon kuchlanganligidan yoki potensialdan koordinatalar bo‘yicha tegishli ko'rinishdagi hosilalarni olish kifoyadir, ya’ni

$$\rho = \frac{1}{4\pi} div\vec{E} = -\frac{1}{4\pi}\Delta\varphi \qquad (1)$$

Ammo, bu holat potensial (maydon kuchlanganligi) koordinataning funksiyasi sifatida maxsus nuqtalarga ega (cheksiz, uzilish va boshqalar) bo’lganda tog’ri bo’ladi Buni quyidagi misolda ko‘rib chiqamiz.

Potensial

$$\varphi = \frac{e}{\vec{r}} e^{-\alpha\vec{r}} \qquad (2)$$

funksiya bilan aniqlangan bo’lsin. Bundan ko‘rinib turibdiki, $\vec{r} = 0$ maxsus nuqtadir. Avval (1) yordamida potensialdan hosila olib, zaryadlarning taqsimotini aniqlavmiz:

$$\rho = \frac{1}{4\pi}\frac{1}{\vec{r}^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) = -\frac{\alpha^2}{4\pi}\frac{e}{r}e^{-\alpha\vec{r}} = -\frac{\alpha^2}{4\pi}\varphi \qquad (3)$$

Bu yerda potensial sferik simetriyaga ega bo’lganligi uchun, Laplas operatorini sferik koordinatalarda yozdik. Zaryad taqsimoti uchun olingan ifoda yordamida $\vec{r}=0$ nuqta atrofidagi cheksiz kichik hajmda qanday zaryad to‘planganligini aniqlaylik:

$$e(r)=\int\limits_{\upsilon}\rho dV=-\frac{ea^2}{4\pi}\int\limits_0^r\frac{1}{r}e^{-\alpha r}4\pi r^2dr=e\left[e^{-\alpha r}(1+\alpha r)-1\right] \qquad (4)$$

Bu yerda $\upsilon=\frac{4\pi r^3}{3}$. (4) ifodada $\vec{r}\to 0$ da zaryad $e(0)\to 0$. Shunday qilib, maxsus nuqtada, nuqtaviy zaryad yo’q bo’lib chiqdi. Bu natijani tekshirib ko‘rish maqsadida, maxsus nuqtada zaryadni aniqlashda elektrostatika tenglamasining integral ko‘rinishidan foydalanamiz:

$$\oint E_n dS=4\pi e(\vec{r}), \quad E_n=E_r=-\frac{\partial\varphi}{\partial t}=e\left(\frac{a}{r}+\frac{1}{r^2}\right)e^{-ar} \qquad (5)$$

Bu yerda integralni maxsus nuqtani o‘z ichiga olgan sferik sirt bo‘yicha olib, quyidagini topamiz:

$$\oint E_n dS=4\pi E_r r^2=4\pi e(ar+1)e^{-ar} \qquad (6)$$

(5) va (6) ifodalarni taqqoslab, sfera ichidagi zaryadni aniqlaymiz:

$$e(r)=e(ar+1)e^{-ar} \qquad (7)$$

Endi sferik sirtni $\vec{r}=0$ maxsus nuqtaga tortib, undagi zaryad (7) dan $e(0)=e$ ekanligini aniqlaymiz. Demak, maxsus nuqtada, nuqtaviy zaryad e- joylashgan ekan. **Bu differensial tenglamadan olingan natijaga ziddir.**

Bu misol, teskari masalani yechishda faqat differensial tenglama bilan cheklanish - maxsus nuqtalarda noto’g’ri natijalarga olib kelishi mumkinligini ko‘rsatadi. Differensial tenglama faqat uzluksiz taqsimlangan zaryadlarni aniqlashda to‘g ‘ri natija beradi. Ko'rilayotgan misolda uzluksiz taqsimlangan zaryadlarning yig‘indisi (4) ifodadan r-cheksizga intiltirib topiladi. Bu holda $e(r\to\infty)=-e$ ekanligi kelib chiqadi.

Shunday qilib, masalaning yechimii qyidagicha: **Maxsus nuqtada joylashgan musbat (+ e) zaryadni (3) qonuniyat bilan taqsimlangan manfiy zaryadlar buluti o’rab olgan. Bulutdagi to’liq zaryad -e ga teng. Demak, sistemaning to’liq zaryadi nolga teng bo’lib, elektroneytral ekan. (2) formula bilan aniqlangan potensial, kvant mexanikasida katta ahamiyatga ega bo’lib, Yukava potensiali deb yuritiladi.**

Endi elektrostatika to’g’ri masalasini yechishning maxsus metodlari bilan tanishamiz:

1. Furye metodi.

Zaryadlar taqsimoti berilgan bo'lmasa, elektrostatik maydon potensiali tegishli chegaraviy shartlarni qanoatlantiruvchi Puasson yoki Laplas tenglamalarining yechimii bilan aniqlanadi. Bu tenglamalarni yechishning bir qator metodlari mavjud. Zaryadlarning taqsimoti simetriyasiga qarab, Puasson va Laplas tenglamalarini bevosita yechish bilan, mikroskopik elektrodinamikaning elektrostatika bo'limida tanishib chiqqan edik. Hozir Puasson tenglamasini yechishning yana bir metodi - **Furye metodi** bilan tanishamiz.

Bu metod bilan masala yechilganda, zaryad zichligi va maydon potensiali butun fazoda integrallanuvchi funksiyalar bo'lishi kerak, ya'ni

$$\int|\rho|dV\langle\infty, \qquad \int|\varphi|dV\langle\infty$$

Bu metodning asosiy g'oyasi - potensial va zaryad zichligini Furye integraliga yoyib, differensial tenglamani, Furye amplitudalari uchun, algebraik tenglamaga keltirishdan iborat. Haqiqatan ham,

$$\varphi(r)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int\varphi_k e^{i\vec{k}\vec{r}}d\vec{k}, \quad \rho(r)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int\rho_k e^{i\vec{k}\vec{r}}d\vec{k}, \tag{8}$$

Bu yerda φ_k va ρ_k Furye amplitudalari bo'lib, teskari almashtirish bilan aniqlanadi:

$$\varphi_k=\int\varphi(\vec{r})e^{-i\vec{k}\vec{r}}d\vec{r}, \quad \rho_k=\int\rho(\vec{r})e^{-i\vec{k}\vec{r}}d\vec{r} \tag{9}$$

Puasson tenglamasi (7) ga (8) ni qo'yamiz:

$$\int\varphi_k\left(-k^2\right)e^{i\vec{k}\vec{r}}d\vec{k}=-4\pi\int\rho_k e^{i\vec{k}\vec{r}}d\vec{k}, \tag{10}$$

Bu tenglamaning har ikkala tomonini $\exp\left(-i\vec{k}`\vec{r}\right)$ ga ko'paytiramiz va koordinatalar bo'yicha integrallaymiz va $\delta\left(\vec{k}\right)$ funksiyaning integral tasavvuri $\delta(x)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{x}e^{ikx}dk$ ni inobatga olib, quyidagi natijani hosil qilamiz:

$$\int k^2\varphi_k\delta\left(\vec{k}-\vec{k}`\right)d\vec{k}=4\pi\int\rho_k\delta\left(\vec{k}-\vec{k}`\right)d\vec{k} \tag{11}$$

Bu yerda integralni $\delta-$ funksiyaning xossasiga asosan, integrallab potensialning Furye amplitudansini aniqlaymiz:

$$\varphi_k=\frac{4\pi}{k^2}\rho_k \tag{12}$$

Endi potensialni (8) ga binoan uning Furye amplitudasi (12) orqali ifodalaymiz:

$$\varphi(\vec{r})=\frac{1}{(2\pi)^3}\int\frac{4\pi\rho_k}{k^2}e^{i\vec{k}\vec{r}}d\vec{k} \tag{13}$$

Misol sifatida, nuqtaviy zaryadning potensialini topamiz. Nuqtaviy zaryad koordinata boshida joylashgan bolsa, $\rho = e\delta(\vec{r})$. U holda

$$\rho_k = e\int \delta(\vec{r})e^{-i\bar{k}\,\bar{r}}\,d\vec{r} = e, \quad \varphi(\vec{r}) = \frac{4\pi e}{(2\pi)^3}\int \frac{1}{k^2}e^{i\bar{k}\,\bar{r}}\,d\vec{k}$$

Bu erdagi integralni sferik koordinatalar sistemasida hisoblaymiz:

$$\int \frac{1}{k^2}e^{i\bar{k}\,\bar{r}}\,d\vec{k} = \int_0^{\infty}\frac{1}{k^2}k^2dk\int_0^{\pi}e^{ikr\cos\theta}\sin\theta d\theta\int_0^{2\pi}d\psi = \frac{2\pi}{T}$$

Nihoyat, nuqtaviy zaryad potensiali uchun bizga yaxshi tanish bo’lgan ifodani olamiz: $\varphi = \frac{e}{\vec{r}}$. Elektrostatika masalalarining yechimlarini differensial tenglamalarni yechish orqali aniqlash, ko‘p hollarda g’oyat katta matematik qiyinchiliklarga olib keladi.

Bunday hollarda, masalani yechishda, maxsus metodlardan foydalaniladi. Masalan, differensial tenglamaning tegishli chegaraviy shartlarga bo'ysunuvchi yechimiining yagonaligi haqidagi teoremaga asoslanib, ba’zi masalalarda tenglamalarni bevosita yechmasdan, maxsus metodlar yordamida potensialni aniqlash mumkin. **Elektr tasvirlash, inversiya, konfori aks ettirish ana shunday metodlar juilasiga kiradi.**

Hozir elektr tasvirlash metodi bilan tanishib chiqamiz.

2. Elektr tasvirlash metodi

Bn metodning asosiy g'oyasi quyidagidan iborat: Berilgan nuqtaviy zaryadlar (nuqtaviy bo’lishi shart emas) bilan bir qatorda, yordamchi fiktiv zaryadlar kiritiladi. Yordamchi zaryadlarning yig’indisi, asosiy zaryadlar ta'sirida induksiyalangan zaryadlar yig’indisiga teng bo’lishi kerak. Aniqlanishi lozim bo’lgan maydonni ana shu haqiqiy va fiktiv zaryadlar hosil qiladi deb qaraladi. Bu potensial differensial tenglamalarni qanoatlantirishi bilan birga, chegarviy shartlarga ham bo'ysunushi kerak. Shu ikki holat bajarilganda, yechmining yagonaligi to’g’risidagi teoremaga asosan, bu masalaning yechimi bo’ladi Bu yerda, o’tkazgich yoki boshqa muhitning potensialga qo‘shgan hissasi, yordaichi zaryadlar bilan aniqlanadi. Bu metod bilan quyidagi masalani yechish jarayonida chuqurroq tanishib chiqamiz.

1- Masala. Cheksiz o’tkazuvchi tekislikdan $a-$masofada, bo'shliqda joylashgan e- nuqtaviy zaryadning maydonini aniqlang.

Avval masalaninq matematik qo‘yilishini ko‘rib chiqamiz. O’tkazuvchi tekislik y0z tekisligi bilan mos tushsin. Bu tekislikning ich tomonida (x < 0) elektr maydon kuchlanganligi nolga teng. Otkazgich sirtida potensialni nolga teng deb olamiz (masalan, o‘tkazgich yerga ulangan). Bunda chegaraviy shartlarga ko‘ra, o‘tkazgich ichida ham potensial nolga teng bo’ladi Zaryad turgan nuqtaning (x > 0) koordinatalari $A(a,0,0)$ bo’lsin. Shu sohadagi potensialni aniqlovchi tenglamalarni va cheraviy shartlarni yozamiz:

$$\Delta\varphi = -4\pi e\delta(x-a)\delta(y)\delta(z) \qquad (14)$$

$$\varphi_1(S) = \varphi(S) = 0 \qquad (15)$$

$$\frac{\partial\varphi(S)}{\partial x} = 4\pi\omega_S \qquad (16)$$

$S \equiv (0, y, z)$ chegaraviy tekislikdagi nuqtalar. (14)-(16) ko‘rinishda qo‘yilgan masalani umuman olganda, yechish mumkin. Lekin, bu yerda bu masalani tasvirlash metodi bilan yechamiz.

Yuqorida bayon qilingan fikrlarga amal qilib, yordaichi zaryadni, asosiy zaryadning tasvirini, yassi ko’zgidagi buyurnning tasviri kabi $x = -a$ nuqtada tanlaymiz. Uning miqdori o’tkazgich sirtida induksiyalangan zaryadlarning yig’indisiga teng bo’ladi, ya’ni

$$e^{`} = \int \omega_S dS = -e \qquad (17)$$

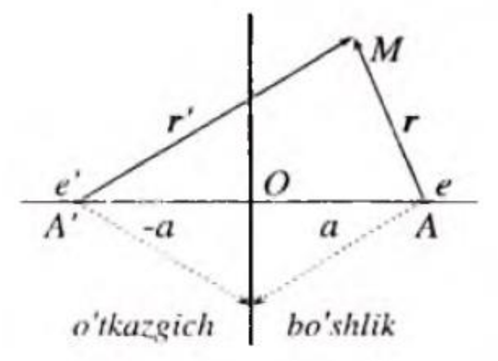
integral o'tkazgichning sirti (yOz tekisligi) bo’yicha olinadi. Bu tenglikning to'g'riligini (16) shart bilan tekshirib ko‘rish mumkin.

Umuman olganda, induksiyalangan zaryadlarning yig’indisi nolga teng bo’lishi kerak. Ammo, sirtda induksiyalangan zaryadlarning ishorasi, berilgan zaryadning ishorasiga teskari bo’ladi Induksiyalangan zaryadlarning berilgan zaryad ishorasi bilan mos keluvchi qismi, masalaning qo’yilishiga ko‘ra, cheksizda yotadi. Shu sababli, ular maydonga qo‘shimicha hissa qo’shmaydi.

Poteismalni asosiy va yordaichi nuqtaviy zaryadlar hosil qiladigan maydon potensiallarining yig’indisi ko‘rinishida yozamiz:

$$\varphi = \frac{e}{\vec{r}} + \frac{e^{'}}{\vec{r}^{`}} = \frac{e}{\vec{r}} - \frac{e}{\vec{r}^{'}} \qquad (18)$$

Bu yerda $\vec{r}$ asosiy zaryaddan, $\vec{r}^{\,'}$ esa yordaichi zaryaddan kuzatish nuqtasiga o’tkazilgan radius-vektorlar (1-rasm). (18) ifoda-dagi birinchi va ikkinchi hadlar va ularning yig‘indisi ham (14) tenglamaning yechimii bo’ladi Bundan tashqari, u (15) va (16) ehegaraviy shartlarni qanoatlantirishini tekshirib ko'rish qiyin ernas (1-rasmga qarang). Shunday qilib, yechimining yagonaligi haqidagi teoremaga asosan, (18) qo‘yilgan masalaning yechimii bo’ladi



1-rasm:

Elektr maydon kuchlanganligi

$$\vec{E} = \frac{e}{r^3}\vec{r} - \frac{e}{r'^3}\vec{r}' \qquad (19)$$

Sitrda induksiyalangan zaryadlar zichligi

$$\omega_S = \frac{ea}{\left(a^2 + y^2 + z^2\right)^{\frac{3}{2}}} \qquad (20)$$

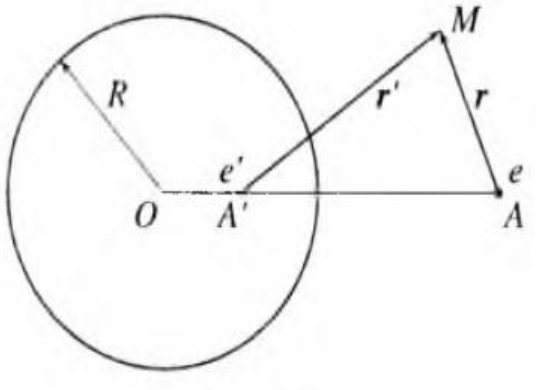
2-Masala. Radiusi R-bo’lgan o'tkazuvchi sfera markazidan d > R masofada joylashgan nuqtaviy e- zaryadning potensialini aniqlang.

Masalaning matematik jihatdan qo'yilishi, birinchi masaladagi kabi bo’ladi Shuning uchun, uni bu yerda keltirmaymiz. Sfera yerga ulangan bo’lsin. U holda, **e**-zaryad va sferadagi induksiyalangan zaryadlar hosil qilayotgan maydon potensiali, sferada (r = R) nolga teng bo’ladi

Masalaning yechimini

$$\varphi = \frac{e}{\vec{r}} + \frac{e'}{\vec{r}'} \qquad (21)$$

ko‘rinishda yozib olamiz. Bu yerda, yordamchi zaryad e'-ning miqdori va joylashgan A' – nuqtasining koordinatasi, chegaraviy shart – sferada potensialning nolga teng bo’lishidan aniqlanadi. Oddiy hisoblarni bajarib, quyidagilarni topamiz: $e' = -e\sqrt{\frac{d'}{d}}$, dd’= R^2, (d '< R). Bu yerda, d= OA va $d' = OA'$. Asosiy zaryad joylashgan A, yordaichi zaryad joylashgan A' nuqtalar va sfera markazi O- bir to’g’ri chiziqda yotadi (2-rasm).



2-rasm.

Yuqoridagilarga asosan, qo‘yilgan masalaning yechimi quyidagi ifodalar bilan aniqlanishini topamiz:

$$\varphi = \frac{e}{\vec{r}} - \frac{\vec{R}}{d}\frac{e}{\vec{r}\,'}, \qquad \vec{E} = \frac{e}{r^3}\vec{r} - \frac{\vec{R}}{d}\frac{e}{r'^3}\vec{r}\,' \tag{22}$$

3. Inversiya metodi.

Ba’zi hollarda elektrostatikaning bir masalasining yechimi yordamida, boshqasining yechimini topish mumkin.

Laplas tenglamasining ma'lum bir almashtirishlarga nisbatan invariantligi, bunga asos bo’ladi Shunday almashtirishlarga inversiya (akslantirish) misol bo’ladi

Laplas tenglamasini, sferik koordinatalarda, Laplas operatoriga asosan , yozamiz:

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\varphi}{\partial r}\right) + \frac{1}{r^2}\Delta_{\theta\psi}\varphi = 0$$

Agar o’zgaruvchi **r -** ning o‘rniga, yangi

$$r' = \frac{R^2}{r} \tag{23}$$

o'zgaruvchi kiritilsa, shu vaqtda funksiya $\varphi(\vec{r},\theta,\psi)$ ni yangi

$$\phi(\vec{r}\,',\theta,\psi) = \frac{\vec{R}}{\vec{r}\,'}\varphi\left(\frac{\vec{R}^2}{\vec{r}\,'},\theta,\psi\right) \tag{24}$$

funksiya bilan almashtitilsa, Laplas tenglamasi invariant qoladi. Shunday qilib, agar φ Laplas tenglamasining yechimi bo’lsa, ϕ ham uning yechimi bo’ladi **Bu yerda (23) inversiy almashtirishi, R-inversiya radiusi deyiladi.**

Qandaydir zaryadlar va φ_0 potensialga ega bo’lgan o'tkazgichlar sistemasining maydoni bizga ma’lum bo’lsin deb f'araz qilamiz. Potensial $\varphi(\vec{r})$ odatda, cheksizda nolga teng deb olinadi. Bu yerda potensialni shunday tanlaymizki, u cheksizda - φ_0 bo’lsin, bu hoda o'tkazgichning potensiali nolga teng bo'ladi.

(23) va (24) almashtirish natijasida, sodir bo'ladigan o'zgarichslilarni isbotsiz quyida keltiriladi. Avvalo, o'lchamga ega bo'lgan barcha o'tkazgichlarning shakli va o'zaro joylashishi o'zgaradi. O'tkazgichlar sirtida potensialning o'zgarmas bo'lish sharti albatta o'z kuchini saqlab qoladi. Masalan, o'tkazgich sirtida $\varphi = 0$ bo'lsa, $\phi = 0$ bo'ladi. Bulardan tashqari, barcha nuqtaviy zaryadlarning joylashishi va ularning kattaligi o'zgaradi. Masalan, $\vec{r}_0$ nuqtadagi zaryad $\vec{r}'_0 = \left(\frac{R^2}{r_0^2}\right)\vec{r}_0$ nuqtaga o'tadi va zaryad $e' = \frac{eR}{r_0}$ ga almashadi.

Potensial $\phi(\vec{r}')$ ning koordinata boshida qanday bo'lishini ko'ribi chiqamiz. r' = 0 nuqta, $r \to \infty$ ga mos keladi. Lekin, $r \to \infty$ da potensial $-\varphi_0$ ga intiladi. Shuning uchun, $r' \to \infty$ da funksiya

$$\phi = -\frac{R}{r'}\varphi_0$$

qonuniyat bilan cheksizga intiladi. Bu $r' = 0$ nuqtaga $e_0 = R\varphi_0$ zaryad borligidan dalolat beradi. Bu natijani yuqorida ko'rilgan masala bilan solishtirsak, natija birday ekanligiga ishonch hosil qilisli mumkin.

3-savol bayoni: Dielektriklar va o'tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda.

Dielektrik yoki zaryadlanmagan o'tkazgichlar tasliqi elektrostatik maydonga kiritilganda jismni ichida va uning yaqinida maydon taqsimoti umuman olganda, o'zgaradi. Bu holatni bir jinsli $\vec{E}_0$ maydon uchun, bir nechta misollarda ko'rib chiqamiz.

1. O'qi tashqi maydon yo'nalishi bo'yucha joylashgan yetarlicha uzun (h >> R) dielektrik silindr uchun masalani ko'rib chiqamiz.

Dielektrikning qutblanishi natijasida hosil bo'ladigan maydon, silindr yetarlicha uzun bo'lganligi uchin, juda kichik bo'ladi, ya'ni silindr ichida va atrofida maydonni buzmaydi. Silindrdan uzoqda esa, umuman ta'siri bo'lmaydi Bu holatni $E_{2t} - E_{1t} = 0 \quad \Rightarrow \varphi_1 = \varphi_2$ chegaraviy shartdan ham ko'rsa bo'ladi Bir tomondan, yuqoridagilarga asosan, dielektrik ichida va tashqarisida maydon bir junsli, ikkinchi tomondan

$$E_{1t} = E_{2t}$$

shart o'rinli. Shuning uchun, hamma joyda maydon birday ekan, ya'ni

$$E_2 = E_1 = \vec{E}_0 \qquad (25)$$

Bu yerda $\vec{E}_0$ silindr shaklidagi dielektrik yo'q vaqtdagi maydon kuchlanganligi, E_1 va E_2 esa, mos ravishda, dielektrik maydonga kiritilgandan keyingi tashqi va ichki maydon kuchlanganliklaridir. Demak, yuqorida ko'rilgan holdagi kabi dielektrik maydon taqsimotini o'zgartirmaydi.

2. Bir jinsli elektrostatik maydon yupqa yassi dielektrik plastinka sirtiga tik yo'nalgan bo'lsin.

Bu holda, $D_{2n} - D_{1n} = 4\pi\omega_S \Rightarrow \varepsilon_2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_2 - \varepsilon_1\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_1 = 4\pi\omega_S$ chegaraviy shartga ko'ra $D_2 = \vec{E}_0$, yoki

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 - 4\pi\vec{P} \qquad (26)$$

Plastinkaning ichida maydon kuchlanganligi $4\pi\vec{P}$ ga kamayar ekan. Bu xulosa dielektrikning shakli murakkab bo'lganda ham sifat jihatdan saqlanadi.

3. Bir jinsli elektr maydonga kiritilgan dielektrik shar masalasini ko'rib chiqamiz.

Ma'lumki bir jinsli maydon uchun Laplas tenglamasining yechimii

$$\varphi_0 = -\vec{E}_0\vec{r} \qquad (27)$$

Shardan yetarlicha uzoqda maydon potensiali (27) bilan aniqlanadi. Chunki, yetarlicha uzoq masofalarda bir jinsli maydonga shaming ta'siri sezilmaydi. Shar sirtida esa, potensial (4) - (5) chegaraviy shartlarga bo'ysunishi kerak. Shardan tashqarida bu talablarni qanoatlantiruvchi potensialni

$$\varphi_1 = \varphi_0 + \delta\varphi_1\left(\vec{r}, \theta, \vec{E}_0\right)$$

ko'rinishda qidiramiz. Bu yerda ikkinchi had sharga yaqin nuqtalarda maydonning o'zgarishini aniqlaydi. Shardan tashqarida potensialning o'zgarishi $\vec{r} \to \infty$ da nolga intilishi va skalyar bo'lishini inobatga olsak, $\vec{E}_0$ va $\vec{r}$ vektorlar yordamida $\delta\varphi_1$ ni quyidagi ko'rinishda aniqlash mumkin: $\delta\varphi_1 = \frac{\alpha\vec{E}_0\vec{r}}{r^3}$

$$\varphi_1 = -\vec{E}_0\vec{r} + \frac{\alpha\vec{E}_0\vec{r}}{r^3} \qquad (28)$$

Shar ichida maydon chekli bo'lishini inobatga olib, maydon potensialini quyidagi ko'rinishda qidiramiz:

$$\varphi_2 = \beta\vec{E}_0\vec{r} \qquad (29)$$

Bu yerda α, β noma’lum o‘zgarmas kattaliklar bo’lib, shar sirtida potensial uchun yozilgan (4) va (5) chegaraviy shartlardan topamiz ($\omega_S = 0$):

$$\alpha = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}R^3 \qquad (30)$$

$$\beta = -\frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}R^3 \qquad (31)$$

Nihoyat potensial uchun quyidagi ifodlarni olamiz:

$$\varphi_1 = -\vec{E}_0\vec{r} + \frac{(\vec{d}\vec{r})}{r^3}, \qquad \vec{r} \rangle \vec{R} \qquad (32)$$

$$\varphi_2 = -\vec{E}_0\vec{r} + \frac{(\vec{d}\vec{r})}{R^3}, \qquad \vec{r} \langle \vec{R} \qquad (33)$$

Bu yerda

$$\vec{d} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}R^3\vec{E}_0 \quad \text{yoki} \quad \vec{d} = \left(\frac{4\pi}{3}R^3\right)\vec{P} \qquad (34)$$

$\vec{P}$ – **qutblanish vektori,** $\vec{d}$ – **qutblanish natijasida shaming olgan dipol momenti,** ε_1 va ε_2 mos ravishda, shar va uni o’rab turgan muhitning dielektrik singdiruvchanliklari.

Endi $\vec{E} = -grad\varphi$ formula bo‘yicha tashqi va ichki maydon kuclilanganligini hisoblaymiz:

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 + \frac{3\vec{r}(\vec{d}\vec{r}) - \vec{r}^{\,2}\vec{d}}{r^5} \qquad (35)$$

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_0 - \frac{4\pi}{3}\vec{P} \qquad (36)$$

Shunday qilib, (35) va (36) ifodalardan quyidagi xulosalar chiqadi:

a) bir jinsli tashqi maydonda shar qutblanib, qo‘shmicha maydon hosil qiladi. Bu maydon shar markaziga joylashtirilgan dipolning maydoni bilan mos tushadi;

b) shar ichida maydon o'zgarmas va $\vec{E}_0$ ga nisbatan $\frac{3\varepsilon_1}{2\varepsilon_1 + \varepsilon_2}$ marta kamayadi.

4. Bir jinsli elektr maydonga kiritilgan zaryadlangan o'tkazuvchi shar masalasini k o mib chiqamiz.

Shar ichida maydon 110I bo’lganligi uchun potensial o’zgarmas bo’lishi kerak. Uni nolga teng deb olamiz:

$$\varphi_2 = 0 \tag{37}$$

Shardan tashqaridagi potensialni topish uchun, oldingi banddagi kabi yOm tutub, aniqlash mumkin. Buning uchun (30) - (31) ifodalarda $\varepsilon_2 \to \infty$ deb olish yetarli bo’ladi Bu holda

$$\alpha = R^3, \quad \beta = 0$$

Bularni (32) va (35) ifodalarga qo‘yib, quyidagilarni hosil qilamiz:

$$\varphi_1 = -\vec{E}_0\vec{r} + \frac{(\vec{d}\vec{r})}{r^3}, \tag{38}$$

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_0 + \frac{3\vec{r}(\vec{d}\vec{r}) - \vec{r}^{\,2}\vec{d}}{r^5} \tag{39}$$

Bu yerda $\vec{d} = R^3\vec{E}_0$. Shar sirtida induksiyalangan zaryadlar zichligi

$$\omega_S = -\frac{\varepsilon_1}{4\pi}\left(\frac{\partial\varphi_1}{\partial\vec{r}}\right)_{r=R} = \frac{3\varepsilon_1}{4\pi}E_0\cos\theta$$

θ - maydon kuchlanganligi $\vec{E}_1$ va $\vec{r}$ orasidagi burchak. To’liq zaryad nolga tengligicha qoladi.

23-MAVZU: O‘zgarmas magnit maydon. Om qonuni. O‘zgarmas tokli chiziqli o‘tkazgichlar. O‘tkazgichlarda o‘zgarmas tok. Statsionar tokning magnit maydoni.

REJA:

1. **O‘zgarmas magnit maydon. Om qonuni.**
2. **O‘zgarmas tokli chiziqli o‘tkazgichlar.**
3. **O‘tkazgichlarda o‘zgarmas tok.**
4. **Statsionar tokning magnit maydoni.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Chiziqli o‘tkazgichlar, magnitostatika, energiya balansi, bog’lanish tenglamalari, **berk zanjirning,** statsionar tok, manba, issiqlik ajralib chiqishi, **teskari tok, chet kuchlar, differensial ko‘rinish,** kmiyoviy, termoelektr, o’tkazgich elementi, elektr yurutuvchi kuch, to’liq qarshilik, vektor potensial, **rotor** operatori, **cheksiz uzun.**

1-savol bayoni: O‘zgarmas magnit maydon. Om qonuni.

Ko‘p qirrali elektromagnit hodisalari ichidan $\frac{\partial\{...\}}{\partial t}=0,\ \vec{j}\neq 0$ shatrlar bilan chegaralangan magnitostatika hodisalarini ajratib olamiz. Bu Om **qonuni** uchun, Maksvell va bog’lanish tenglamalari quyidagi ko’rinishda yoziladi:

$$rot\vec{H}=\frac{4\pi}{c}\vec{j} \qquad (1)$$

$$div\,\vec{B}=0 \qquad (2)$$

$$rot\,\vec{E}=0 \qquad (3)$$

$$div\,\vec{D}=4\pi\rho \qquad (4)$$

$$\vec{B}=\mu\vec{H},\qquad \vec{D}=\varepsilon\vec{E},\qquad \vec{j}=\gamma\vec{E} \qquad (5)$$

Bular magnitostatikaning asosiy tenglamalarini beradi. Tok zichligi $\vec{j}=\vec{j}(\vec{r})$ aniq bo’lganda bu tenglamalarning birinchi jufti $\vec{B}$ ni aniqlash uchun yetarlidir. Ammo, magnitostatikaning, tok zichligi, magneto-statika tenglamalarining ikkinchi juftida (bog’lanish tenglamalari hisobiga) ham ishtirok etadi. Shu sababli, savol tug‘iladi, (1) - (4) tenglamalar, ularga kirgan kattaliklarni fazoning hamma nuqtalarida, ya'ni o'tkazgich ichida va tashqarisida aniqlash inkoniyatini beradimi? Bu savolga javob olish uchun, bir necha misolni ko'rib chiqamiz:

1. Energiyaning saqlanish qonunini.

$$\frac{\partial U}{\partial t}=-Q-\frac{4\pi}{c}\oint\left[\vec{E}\vec{H}\right]d\vec{S}$$

Ifodani magnitostatika uchun ko‘rib chiqamiz. Berk sistema uchun chegarada maydon nolga teng bo’lganligi uchun, energiya oqmii bo’lmaydi, ya'ni

$$\oint\left[\vec{E}\vec{H}\right]d\vec{S}=0$$

Bundan tashqari, vaqt bo'yicha hosilalar nolga teng. Bularni hisobga olsak, energiyaning saqlanish qonuni quyidagi ko’rinishga o'tadi:

$$Q=\int\vec{j}\vec{E}d\vec{V}=\int\frac{\vec{j}^{\,2}}{\gamma}d\vec{V}=0$$

Boshqa tomondan, bu ifoda $\vec{j}\neq 0$ bo’lganligi uchun, nolga teng bo’la olmaydi. Shunday qilib, maydonning statsionarlik $\frac{\partial\{...\}}{\partial t}=0,$ va vaqt bo'yicha o'zgarmas tokning mavjudlik shartlari bir-biriga zid bo’lib, magnetostatikaning boshlangich asoslari

yetarli emasligini ko‘rsatadi. Bunday qarama-qarshilikning yuzaga kelishiga sabab, shundaki, energiya balansida o'tkazgichlardan issiqlik ajralib chiqishi natijasida, energiyaning kamayishi hisobga olinishi kerak. Ammo, boshlang'ich tenglamalarda tokni o'zgarmas ushlab turuvchi manba yo‘q bo’lganligi sababli, energiy balansi noto’g’ri natijaga olib keldi. Bu holatni bartaraf qilish uchun, boshlangich tenglamalarda tokni statsionar ushlab turuvchi tok manbalari bilan to’ldirish kerak bo’ladi

2. Manba bor bo’lgan berk zanjirning turli nuqtalarida tok va elektr maydonning yo’nalishlarini ko'rib chiqamiz.

Tashqi zanjirda tok va maydonning yo’nalishlari mos tushadi, ya’ni

$$\vec{j} = \gamma \vec{E} \qquad (6)$$

Manba elektrodlari orasida elektr maydon, musbat elektroddan manfiyga qarab yo‘nalgan. Shu vaqtda zanjir berk ekanligini

$$div\vec{j} = 0 \qquad (7)$$

inobatga olsak, tok teskari tomonga qarab yo'nalganligini ko’ramiz. Bu (6) tenglama bilan aniqlangan yo’nalishga ziddir. Zanjirning manba qismida bunday ziddiyatning paydo bo’lishiga birinchi misoldagi kabi, boshlangich tenglamalarda manba hisobga olinganligidadir.

3. Bu holatni Maksvell tenglamalarida ham ko‘rish mumkin.

(7) ga asosan, statsionar tok chiziqlari, yopiq chiziqlardir, ya’ni maydon ta’sirida o'tkazgichdagi zaryad yopiq chiziqlar bo’ylab harakatlanadi. Bunday harakatni hosil qilish uchun maydon ish bajarishi lozimt. Yopiq zanjirda elektr maydonning zaryadlar ustida bajargan ishi (3) ning integral korinishiga muvofiq,

$$\oint \vec{F} d\vec{\ell} = c \oint \vec{E} d\vec{\ell} = 0$$

Va’ni maydon potensial xarakterga ega bo’lganligi uchun, uning yopiq zanjirda bajargan ishi nolga teng, demak, u tok hosil qilaolmaydi. Suning uchun, tok paydo qilishda potensial xarakterga ega bOmmagan, qandaydir chet kuchlar bilan bog’langan maydon ham ishtirok qilshi kerak.

Yuqorida ko‘rib chiqilgan misollarga asosan, (6) munosabtda tokni o‘zgarmas ushlab turuvchi manbani hisobga olib, o’zgartirish kerakligi kelib chiqadi.

Buning uchun, zaryadga elektr maydon $\vec{E}(\vec{r})$ dan tashqari, boshqacha tabmatga ega bo'lgan **chet kuchlar** maydoni $\vec{E}^{ch}(\vec{r})$ ta'sir qiladi deb hisoblaymiz. Bunga asosan, (6) munosabatni quyidagi ko'rinishda yozish kerak:

$$\vec{J} = \gamma\left(\vec{E} + \vec{E}^{ch}\right) \qquad (8)$$

Bunga umumlashgan Om qonunining differensial ko'rinishi deyiladi.

Om qonunini bunday ko'rinishda umumlashtirish, chet kuchlar tabmatining fizik xossasiga aniqlik kiritishni talab qilmaydi. U kmiyoviy, termoelektr va boshqa tabmatga ega bo'lgan tok manbalari bo'lishi kerak. Shunday qilib, izotrop muhitlarda ko'rganimizdek, uchta fizik kattalik bilan emas, $\varepsilon = \varepsilon(\vec{r})$, $\mu = \mu(\vec{r})$, $\gamma = \gamma(\vec{r})$, $\vec{E}^{ch} = \vec{E}^{ch}(\vec{r})$ kattaliklar bilan xarakterlanishini aniqladik. Om qonunining umumlashgan ko'rinishda yozilishi, yuqoridagi misollarda paydo bo'lgan ziddiyatlarni bartaraf qiladi. Masalan, energiyaning saqlanish qonuni endi quyidagicha yoziladi:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = -\int \frac{\vec{j}^{\,2}}{\gamma} d\vec{V} + \int \vec{j}\vec{E}^{ch} d\vec{V} - \frac{4\pi}{c}\oint\left[\vec{E}\vec{H}\right]d\vec{S}$$

Bu yerda, (8) ga ko'ra, $\vec{E} = \dfrac{\vec{j}}{\gamma} - \vec{E}^{ch}$ ekanligini hisobga oldik.

Saqlanish qonunining chap tomoni va o'ng tomonidagi uchinchi had ko'rilayotgan statsionar hol uchun nolga teng. Natijada, quyidagini hosil qilamiz:

$$Q = -\int \frac{\vec{j}^{\,2}}{\gamma} d\vec{V} + \int \vec{j}\vec{E}^{ch} d\vec{V} = 0$$

yoki

$$\int \frac{\vec{j}^{\,2}}{\gamma} d\vec{V} = \int \vec{j}\vec{E}^{ch} d\vec{V}$$

Shunday qilib, o'tkazgichdan ajralib chiqadigan issiqlik hisobiga, energiyaning kamayishi, chet kuchlar tomonidan kompensatsiyalanib turiladi.

2-savol bayoni: O'zgarmas tokli chiziqli o'tkazgichlar.

Yuqorida olingan natijalarni tokli chiziqli o'tkazgizlarga tatbiq qilamiz. Bu hol, ikki sababdan muhim. Birinchidan, masala oxirigacha yechiladi, ikkinchidan radioelektronikada keng tatbiq qilinadi.

Muayyan sharitda, ko’ndalang kesimining chiziqli o’chamlari, uzunligiga nisbatan juda kichik bo’lgan o‘tkazgichlar chiqli deyiladi. Chiziqli o‘kazgichlar odatda, sim deb ataladi.

Chiziqli o’tkazgichlarda tok zichligi uchun, chegaraviy shartni ko’rib chiqamiz. Statsionar maydonlar uchun, uzluksizlik tenglamasi quyidagi ko’rinishga ega:

$$div\vec{j} = 0, \qquad \oint \vec{j}d\vec{S} = 0 \tag{9}$$

Bu tenglamalardan tok zichligining normal tashkil etuvchisi uchun, ikki otkazgich chegarasida $j_{1n} = j_{2n}$, dielektrik va o‘tkazgich chegarasida $j_n = 0$ shartni qanoatlantirishi kelib chiqadi.

Bu shartga asosan, chiziqli o’tkazgichlarda tok zichligi vektorini katta aniqlikda o’tkazgich elementi $d\vec{\ell}$ ga parallel deb olish mumkin. Demak, o‘tkazgichning uzunligi bo’ylab har bir nuqtada $\vec{j}d\vec{\ell} = jd\ell$ deb yozish mumkin.

Otkazgich ko‘ndalang kesimdan o’tuvchi to’liq tokni aniqlaymiz. Tokning aniqlanishiga ko‘ra

$$I = \int \vec{j}d\vec{S} = \int \gamma\left(\vec{E} + \vec{E}^{ch}\right)d\vec{S} \tag{10}$$

Bu yerda integral, chiziqli o’kazgichning ko'dalang kesim bo'yicha olinadi.

Uzluksizlik tenglamasining integral ko‘rinishi (9) dan ko‘rinib turibdiki, o’kazgichning turli nuqtalarining ko'ndalang kesimdan bir xil tok oqadi. ya’ni

$$I = \int \vec{j}d\vec{S} = jS = const. \tag{11}$$

Bu yerda S tayin nuqtadagi o’tkazgichning ko‘ndalang kesim. Umuman olganda, S o’tkazgichning uzunligi bo‘yicha turli nuqtalarda, turlicha bo’lishi mumkin. Demak, shunga mos ravishda, tok zichligining kattaligi ham o'zgaradi.

Umumlashgan Om qonuni (8) ni chiziqli o‘tknzgichning “1” va ”2” nuqtalari oralig'ida integrallayrniz:

$$\int_1^2 \frac{\vec{j}}{\gamma}d\ell = \int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell} + \int_1^2 \vec{E}^{ch}d\vec{\ell} \tag{12}$$

Chap tomonidagi integralni ko‘rib chiqamiz:

$$\int_1^2 \frac{\vec{j}}{\gamma}d\vec{\ell} = \int_1^2 \vec{j}\vec{S}\frac{d\vec{\ell}}{\gamma\vec{S}} = I\int_1^2 \frac{d\vec{\ell}}{\gamma\vec{S}} = IR_{12} \tag{13}$$

Bu yerda R_{12} o'tkazgichning “1” va "2’ nuqtalari bilan chegaralangan qismining omik qarshiligi. O’ng tomonidagi birinchi integral

$\vec{E} = -grad\varphi$ bog‘lanishdan foydalanib, "1 va “2” orasmdagi potensiallar farqiga teng ekanligini ko’ramiz:

$$\int_1^2 \vec{E}d\vec{\ell} = \varphi_1 - \varphi_2 \qquad (14)$$

Ikkinchi integral esa, “1” va “2” nuqtalar orasmdagi chet kuchlar manbai bo’lib, elektr yurutuvchi kuch (EYuK) ga teng:

$$\varepsilon_{12} = \int_1^2 \vec{E}^{ch} d\vec{\ell} \qquad (15)$$

Oxirgi uchta tenglamani birlashtirib, Om qonunining integral ko‘rinishini olamiz:

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \varepsilon_{12} \qquad (16)$$

Zanjirning ko‘rilayotgan qismida chet kuchlar bo’lmasa, (16) ma’lum bo’lgan oddiy Om qonuniga o‘tadi.

Agar, kontur berk zanjirdan iborat bo’lsa, ya’ni “1" va “2” nuqtalar ustma-ust tushsa, (16) berk zanjir uchun Om qonuniga o‘tadi, ya’ni $IR = \varepsilon$. Bu yerda R-chiziqli berk zanjirning to’liq qarshiligi, $\varepsilon -$ zanjirdagi barcha chet kuchlarning elektr yurutuvchi kuchlarini yig’indisidir.

3-savol bayoni: O‘tkazgichlarda o‘zgarmas tok.

O‘tkazuvchi muhitga kiritilgan yaxshi o‘tkazgichlarda (masalan, metallar) o'zgarinas tok masalasi skalyar potensial kiritish orgali o‘rganish mumkin. Bunga ishonch hosil qilish uchun, chet kuchlar yo‘q deb faraz qilamiz va elektr maydonni aniqlovchi tenglamalarni yozamiz:

$$rot\vec{E} = 0 \qquad (17)$$

$$div\vec{j} = div\gamma\vec{E} = 0 \qquad (18)$$

Bu yerda muhitni yaxshi o'tkazgich, shu bilan birga, bir jinsli deb olsak $(\gamma = const)$, (18) tenglama $div\vec{E} = 0$ ko'rinishga o‘tadi.

Elektrostatikadagi kabi, maydon potensialini ($\vec{E} = -grad\varphi$) kiritib, (17) dan quyidagi tenglamani olamiz:

$$\Delta\varphi = 0 \qquad (19)$$

Bu ma’lum bo’lgan Puasson tenglamasidir. O‘tkazgichlar sirtida chegaraviy shartlar bajarilishi kerak. Elektr maydonning tangensmal tashkil etuvchisi chegarada uzluksiz bo’lganligi uchun, $\varphi_1 = \varphi_2$. Chegarada $j_n = \gamma E_n$ ni hisobga olib, maydonning normal tashkil etuvchisi uchun quyidagi shartni yozamiz:

$$\gamma_1\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_1=\gamma_2\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_2 \qquad (20)$$

O'tkazuvchi muhitda, tokning taqsimotini aniqlovchi potensial uchun, tenglama va chegaraviy shartlar, dielektriklardagi elektr maydonning taqsimotini aniqlovchi mos ifodalar bilan birday ekan. Farqi shundaki, bu yerda dielektrik singdiruvchanlikning o'rnida, o'tkazuvchanlik koeffitsienti turibdi. Shuning uchun, o'tkazuvchi muhitda potensial, elektrostatika formulalarida ε ni γ ga almashtirish bilan aniqlanadi. Agar o'tkazgich dielektrik bilan chegaradosh bo'lsa, potensialni bu Om qonuni bilan aniqlab bo'lmaydi, chunki dielektrik uchun, o'tkazuvchanlik nolga teng. Bu holda $j_n=0$ bo'lganligi uchun, yuqoridagi mulohazalar o'z ma'nosini yo'qotadi.

Misol sifatida o'tkazuvchi cheksiz muhitga tushirlgan ikkita elektrodni ko'rib chiqamiz. (20) ifodaga asosan, elektroddan oqayotgan tokni quyidagicha yozish mumkin:

$$I=\oint\vec{j}d\vec{S}=\oint j_n dS=\gamma\oint\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_S dS$$

Bu ifodani $C=\frac{\varepsilon}{4\pi}\frac{1}{\varphi_S}\oint\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_S dS$ bilan taqqoslab quyidagini yozamiz:

$$I=\frac{4\pi\gamma}{\varepsilon_1}\oint\frac{\varepsilon_1}{4\pi}\left(\frac{\partial\varphi}{\partial n}\right)_S dS=\frac{4\pi}{\varepsilon_1}C\varphi_1$$

Ikkinchi tomondan, to'liq qarshilik ta'rifini eslasak, o'tkazgich sig'mii va qarshiligi orasmda bog'lanish borligini aniqlaymiz:

$$R=\frac{\varphi_1-\varphi_2}{I}=\frac{\varphi_1}{I}=\frac{\varepsilon_1}{4\pi\gamma}\frac{1}{C}$$

Shunga o'xshash, yo'l bilan, radiuslari a va b bo'lgan sferik elektrodlarning qarshiligi topamiz:

$$R\approx\frac{(1/a+1/b)}{4\pi\gamma}$$

Shunday qilib, o'zgarmas tokning fazodagi taqsimoti masalasi, huddi shunday elektrostatika masalasini yechishga keltirildi.

4-savol bayoni: Statsionar tokning magnit maydoni.

Statsionar toklarning magnit maydon kuchlanganligini aniqlash uchun, (1) va (2) tenglamalarni yechish kerak. Bu tenglamalarni yechish uchun, mikroskopik elektrodinamikadagi kabi, vektor potensial kiritamiz:

$$\vec{B}=rot\vec{A} \qquad (21)$$

Bunday aniqlangan magnit induksiya vektorini (2) tenglamani aynan qanoatlanmadi. Vektor potensial uchun

$$div\vec{A}=0 \qquad (22)$$

ko‘rinishdagi kalibrovka o'rinli deb qabul qilamiz. (21) ni (1) ga qo‘yib, potensial uchun quyidagi tenglamani olamiz

$$\Delta\vec{A}=-\frac{4\pi\mu}{c}\vec{j} \qquad (23)$$

Agar ikki va undan ortiq jismnilar bilan bog‘liq masala ko‘rilayotgan bo’lsa, (23) ko'rinishidagi tenglama, har bir jismni uchun yoziladi. Bu tenglamalar qaysi jismni uchun yozilgan bo’lsa, magnit singdiruvchanlik μ- o‘sha jismga tegishli bo’ladi

Chegaralarda $B_{2n}-B_{1n}=0$ va $H_{2t}-H_{1t}=\frac{4\pi}{c}j_S$ shartlar bajarilishi kerak. Bundan tashqari, cheksizda $\vec{B}$ nolga intilishi kerak.

(23) tenglamaning yechimiini umumiy holda yozish mumkin, lekin bunday formula biror muhim ma’lumot bermaydi. Shuning uchun, bir qator xususiy hollarni korib chiqamiz.

Ko‘rilayotgan o'tkazgichlar va muhit magnit xususiyatiga ega bo’lsin, ya’ni μ=1. Bu holda, (23) hamma niqtalar (o‘tkazgich va muhit) uchun bir xil ko'rinishda yoziladi. Bu holda (23) tenglamaning yechimii quyidagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\vec{A}(\vec{r})=\frac{1}{c}\int\frac{\vec{j}(\vec{r}\,')d\vec{V}}{|\vec{r}-\vec{r}\,'|} \qquad (24)$$

Bu yerda mikroskopik elektrodinamikadagi belgilashlar saqlab qolindi. Bu ifodaga **rotor** operatori bilan ta’sir qilish yo’li bilan, magnit maydon aniqlanadi. Bunda, **rotor** operatori $\vec{r}$ – o‘zgaruvchiga ta’sir qilishini va tok zichligi bu o’zgaruvchiga bog‘liq emasligini hisobga olib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\vec{B}=\vec{H}=\frac{1}{c}\int\frac{|\vec{j}\vec{R}|d\vec{V}'}{R^3}, \qquad \vec{R}=\vec{r}-\vec{r}\,' \qquad (25)$$

Chiziqli o‘tkazgichlardan oqayotgan tokning magnit maydonini aniqlash, amaliy jihatdan muhimdir. O’tkazgichlarning ko‘ndalang kesimining yuzasi juda kichik bo’lganligi uchun, uning ichidagi maydonni ko‘rmasa ham bo’ladi Snuning uchun, maydonni faqat o‘tkazgichlarni o'rab turgan muhitda aniqlash kifoya qiladi. Bu holda (24) va (25) ifodalar sodda ko‘nnishga o'tadi:

$$\vec{A}=\frac{I}{c}\oint\frac{d\vec{\ell}}{R}, \qquad \vec{H}=\frac{I}{c}\oint\frac{\lfloor d\vec{\ell}\vec{R}\rfloor}{R^3} \qquad (26)$$

Bu formulalardan ikkinchisi, chiziqli otkazgichni o‘rab turgan bir

jinsli izotrop muhitda magnit maydon kuchlauganligini aniqlaydi.
Bunga Bio va Savar qonuni deyiladi. Ba'zan

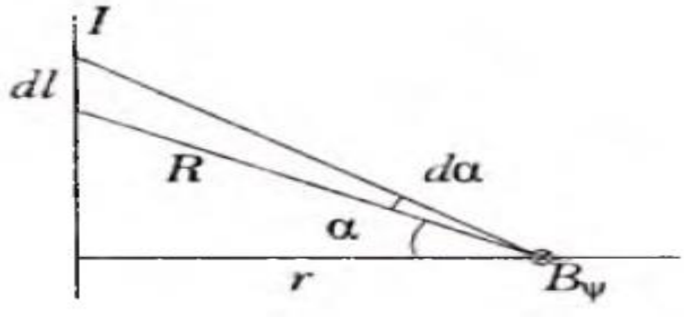
$$d\vec{H} = \frac{I}{c}\frac{\left[d\vec{\ell}\vec{R}\right]}{R^3} \qquad (27)$$

Bio va Savar qonunining differensial korinishi deb yuritiladi. Bu holda, I-tok oqayotgan chiziqli o'tkazgichning $d\vec{\ell}$ elementi R masofada hosil qilgan magnit maydon kuchlanganligini aniqlaydi. Shuni ta'kidlash lozimki, natijani o'zgarmas saqlagan holda (27) ifodaga yopiq kontur bo'icha integrali nolga teng bo'lgan ixtiyoriy vektor funksiyani qo'llash mumkin.

Yuqorida olingan ifodalardan foydalanib, sodda shaklga ega bo'lgan tokli otkazgichlarning magnit maydon kuchlanganligini hisoblaymiz:

1. Cheksiz uzun to'g'ri chiziqli tokning magnit maydonini aniqlaymiz.

Simmetriy nuqtai nazaridan, bunday tokning magnit maydoni, markazi tokli o'tkazgich joylashgan konsentrik aylana nuqtalariga otkazilgan urinma bo'ylab yonalgan bo'ladi (1- rasmi), ya'ni sferik koordinatalarda faqat B_ψ noldan farqli bo'ladi. O'tkazgich $d\vec{\ell}$ - eleienti-dan kuzatish nuqtasiga o'tkazilgan radius-vektor va shu nuqtadan o'tkazgichga tushirilgan normal orasmdagi burchak α- bo'lsin.



1- rasmi

U holda, (26) quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$B_\psi = \frac{\mu I}{c}\int\frac{\left[d\vec{\ell}\vec{R}\right]_\psi}{R^3} = \frac{\mu I}{c}\int_{-\pi/2}^{\pi/2}\cos\alpha\, d\alpha = \frac{2\mu I}{c\vec{r}}, \quad \vec{B} = \frac{2\mu I}{c}\frac{\left[\vec{r}\vec{n}\right]}{r} \qquad (28)$$

Bu yerda $R = \dfrac{r}{\cos\alpha}$, $d\vec{\ell} = \dfrac{r d\alpha}{\cos^2\alpha}$ va $\left[d\vec{\ell}\vec{R}\right]_\psi = d\ell R\sin\left(\dfrac{\pi}{2} - \alpha\right)$ $\left[d\vec{l}\vec{R}\right]_\psi$

ekanligi hisobga olindi. $\vec{n}$- tok yo'nalishidagi birlik vektor.

2. Endi $\vec{a}$ radiusli aylana bo'ylab oqayotgan tokning magnit maydonini, aylana o'qining (z-o'qi) ixtiyoriy

nuqtasida aniqlaymiz.

Simetriya nuqtai nazaridan, maydon shu o‘q bo'ylab yo‘nalgan bo’ladi, ya’ni

$$B_z = \frac{2\mu I}{c}\frac{\pi a^2}{\left(z^2 + a^2\right)^{3/2}} \tag{29}$$

24-MAVZU: Kvazistatsionar maydonlar. Kvazistatsionarlik shartlari. Harakatdagi o‘kazgichlar uchun induksiya qonuni. Chiziqli o‘tkazgichlarda kvazistatsionar toklar. Skin effekti. Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to’lqinlar.

REJA:

1. **Kvazistatsionar maydonlar. Kvazistatsionarlik shartlari.**
2. **Harakatdagi o‘kazgichlar uchun induksiya qonuni.**
3. **Chiziqli o‘tkazgichlarda kvazistatsionar toklar.**
4. **Skin effekti.**
5. **Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to’lqinlar.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Kvazistatsionar maydonlar, kvazistatsionarlik shartlari, kvazistatsionar toklar, kechikish vaqti, **birinchi shart,** garmonik o‘zgaruvchi, **ikkinchi shart, uchinchi shart,** yuqori chastota, fizik effektlar, o'zgaruvchi tashqi maydon, tokli kontur, integral ko'rinish, sirt bo’yicha integral, kontur boyicha integral, chiziqli algebraik, **skin effekti, maydon chastotasi,** oniy qiymat, **Bessel funksiyasi, kichik chastotalar,** asimptotika, **skin qatlam,** fazoviy dispersiya, komnpleks kattalik, **shaffof muhit.**

1-savol bayoni: Kvazistatsionar maydonlar. Kvazistatsionarlik shartlari.

Shu vaqtgacha statik va statsionar maydonlarni ko‘rib chiqdik. Umuman olganda, moddiy muhitlarda o'zgaruvchi maydonlarning tabmati, muhitning xossalariga va maydonning o‘zgarish chastotasiga bog’liq bo’ladi Bunday o'zgaruvchi maydonlarni o'rganishga o‘tishdan oldin, elektromagnit hodisalarining ichida alohida o‘rin tutgan va tajribalarda muhim ahamiyat kasb etgan - kvasistatsionar maydonlarni ko'rib chiqamiz. Bu maydonlar uchun, ba’zi kattaliklar uchun, $\frac{\partial\{...\}}{\partial t}=0$ bo’lsa, boshqalari uchun nolga teng bo’lmaydi Quyida, qanday hollarda maydonni kvazistatsionar deyish mumkin degan savolga javob beramiz.

1. Tashqi elektromagnit maydonga joylashtirilgan massiv (o’lchamlari vetarlicha katta) otkazgichni ko‘ramiz. Elektromagnit maydonning o‘zgarishini ifodalovchi xarakterli uzunlik (davriy maydonlarda to’lqin uzunligi) $\lambda \sim \frac{c}{\omega}$ jismnining chiziqli o’lchamlari (jismnining ixtiyoriy ikki nuqtasi orasidagi eng katta masofa) L dan juda katta bo’lsin, yani

$$\lambda >> L \quad yoki \quad \omega << \frac{c}{L} \tag{1}$$

Bu shart bajarilganda, ko‘rilayotgan sohaning biror nuqtasidagi maydonning o‘zgarishi, shu onning o‘zidayoq boshqa nuqtalarga deyarli tarqalib ulgiradi. Bu shartni boshqacha ko‘rinishda ham yozish mumkin. Maydonning o‘zgarishini ifodalovchi xarakterli vaqt (davr) $T \sim \frac{1}{\omega} >> \tau$. Bu yerda τ- maydonning kechikish vaqti. **Shunday qilib, yuqoridagi shart bajarilganda, kechikish vaqtini inobatga olmasa ham bo’ladi. Bu maydon kvazistatsionar bo’lishining birinchi sharti deb qaraymiz.**

2. Maydon sekin o’zgarganda o‘tkazgichlarda siljish toki o‘tkazuvchanlik tokidan juda kichik bo’ladi, ya’ni

$$\left|\vec{j}\right| >> \frac{1}{4\pi}\left|\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right|$$

Bog’lanish tenglamalarini inobatga olib, bu tenglamani quyidagi ko‘rinishda yozib olamiz:

$$\gamma\left|\vec{E}\right| >> \frac{\varepsilon}{4\pi}\left|\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right|$$

Biz aksariyat hollarda garmonik o‘zgaruvchi ($\vec{E} \sim \exp(i\omega t)$) maydonlarni ko'rishmiizni inobatga olsak, yuqoridagi shart quyidagi ko‘rinishni oladi:

$$\frac{\varepsilon\omega}{4\pi\gamma} << 1 \quad \text{yoki} \quad \omega >> \frac{4\pi\gamma}{\varepsilon} \tag{2}$$

Buni maydon kvazistatsionar bo’lishining ikkinchi sharti deb

qabul qilamiz.

3. Maydon ta’sirida muhitning xossalarini ifodalovchi kattaliklar ε, μ, γ o'zgarmas maydonda qanday bo’lsa, ko‘rayotgan o‘zgaruvchi maydonda ham shundayligicha qolishi kerak, ya’ni **bu kattaliklar maydonning o'zgarish chastotasiga bog‘liq bo’lmasligi talab qilindi**. Bu shartga ko‘ra, maydonning o'zgarishini aniqlavchi zaryadlarning o'rtacha tezligi, maydonning tarqalish tezligidan yetarlicha kichik bo’lishi kelib chiqadi:

$$\vec{\vartheta} << c \tag{3}$$

Buni maydon kvazistatsionar bo’lishining uchinchi sharti deb qaraymiz.

Yuqorida ko'rib chiqilgan (1) - (3) shartlar bajarilganda, elektromagnit maydonlar kvazistatsionar deyiladi. Bunday maydonlar bilan bog‘liq bo’lgan toklar ham, kvazistatsionar bo’ladi

Shartlarni tarkibida toza metallar bo’lgan o'tkazgichlar uchun baholasak, infraqizil nurlargacha siljish tokini hisobga olmasa ham bo’lishi kelib chiqadi. Bunday yuqori chastotalarda, maydon kvazi-statsionar bo’ladi deb bo’lmaydi, chunki bunday chastotalarda boshqa fizik effektlar namoyon bo’la boshlaydi.

Bunday holatga, yuqori chastotali maydonlarni o‘rganganmiizda aniqlik kiritamiz. Kvazistatsionarlik shartlari o‘rinli bo’lgan maydonlar **“o'zgaruvchi toklar”** deb ataluvchi keng sohadagi hodisalarni qairab oladi. O‘zgaruvchi toklar, yoki past chastotali toklar texnikada va laboratoriyalarda keng tatbig'ini topadi. Bu kvazistatsionar jarayon-lar nazariyasining o'rganishning muhimligini ko‘rsatadi.

Kvazistatsionarlik shartlaridan kelib chiqib, Maksvell tenglama-larini qayta yozamiz:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \tag{4}$$

$$div\vec{B} = 0 \tag{5}$$

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} \tag{6}$$

$$div\vec{D} = 4\pi\rho \tag{7}$$

Bu yerda (6) tenglamada (2) ga asosan, siljish tokini ifodalovchi had tushirib qoldirildi. Bog'lanish tenglamalari o‘z kuchini saqlab qoladi.

Uzluksizlik tenglamasini bu hOm uchun ko‘rib chiqamiz:

$$div\vec{j}+\frac{\partial\rho}{\partial t}=div\vec{j}+\frac{\partial}{\partial t}\frac{div\vec{D}}{4\pi}=div\left(\vec{j}+\frac{1}{4\pi}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right)\approx div\vec{j}=0 \qquad (8)$$

Bunga asosan, kvazistatsionar toklar, statsionar toklar kabi, solenOmdal xarakterga ega ekanligini ko‘ramiz. Kvazistatsionar maydon tenglamalari, statsionar maydon tenglamalaridan, elektromagnit induksiya hisobga olinishi bilan farq qiladi. Kechikish vaqtini inobatga olmaslik, tenglamalarni yechishda bir qator yengilliklar tug‘diradi va masalani bir qator hollarda oxirigacha yechish imkonini beradi.

2-savol bayoni: Harakatdagi o‘kazgichlar uchun induksiya qonuni.

Biz shu vaqtgacha induksiya qonunida, magnit induksiya oqimining o‘zgarishi faqat magnit maydonning o’zgarishi hisobiga sodir bo’ladi deb hisoblab keldik, ya’ni o‘tkazgichlarning harakatini inobatga olmadik. Berk konturda hosil bo’ladigan induksion EYuK uchun, oqmi qanday sabablar bilan o‘zgarishining ahamiyati yo‘q. Unuman olganda, oqmi konturning harakati yoki uning shaklining deformatsiyalanishi (bu holni kontur, aniqrog‘i, uning ayrmi qisilarining harakati deb qarash mumkin) hisobiga ham o‘zgaradi. **Shunday qilib, biror kontur tortib turgan yuzadan o‘tayotgan magnit induksiya oqimi, ikki sababdan o‘zgaradi. Birinchisi, magnit induksiya vektorining o'zgarishi hisobiga bo’lsa, ikkinchisi esa, konturning harakati tufayli bo’ladi** Har ikkila holni birgalikda ko'rib, induksiya qonunini umurnlashtiramiz.

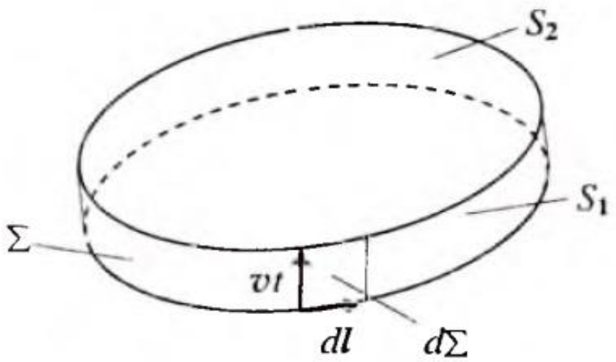
Qandaydir berk kontur o'zgaruvchi tashqi maydonda $\vec{\vartheta}<<c$ shartni qanoatlantiruvchi tezlik bilan harakatlanayotgan bo’lsin. Shu konturdan o‘tayotgan magnit induksiya oqimining o'zgarishini hisoblaymiz. Buning uchun, $\oint\vec{E}d\vec{\ell}=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\int\vec{B}d\vec{S}$ tenglama bilan ifodalanivchi induksiya qonunini quyidagi ko'rinishda yozamiz:

$$\oint\vec{E}d\vec{\ell}=-\frac{d\Phi}{dt}=-\frac{1}{c}\frac{d}{dt}\int\limits_{S(t)}\vec{B}(t)d\vec{S} \qquad (9)$$

Bu yerdagi magnit induksiya oqimining vaqt birligidagi o'zgarishini hosila ta’rifiga ko'ra yozamiz:

$$\frac{d\Phi}{dt}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\Phi(t+\Delta t)-\Phi(t)}{\Delta t}=\lim_{\Delta t\to 0}\frac{\int\limits_{S_2}\vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S}-\int\limits_{S_1}\vec{B}(t)d\vec{S}}{\Delta t} \qquad (10)$$

Bu yerda birinchi integral, $t+\Delta t$ vaqt momentdagi kontur tortib turgan S_2 yuzadan o'tayotgan magnit induksiya oqimiga teng, ikkinchisi esa, t vaqt momentidagi oqimiga teng. Bundan tashqari, har ikkala integralda sirtlarga o'tkazilgan normal bir tomonga yo'nalgan bo'lishi kerak. Bu yo'nalish sifatida, S_1 sirtga o'tkazilgan tashqi normalning yo'nalishida tanlab olamiz(1-rasm).



1-rasm.

Konturning t va $t+\Delta t$ momentlarda tortib turgan yuzasi (S_1, S_2) va konturning harakati natijasida hosil bo'lgan sirtdan (Σ) iborat bo'lgan faraziy yopiq sirt hosil qilamiz. Shu yopiq sirt bo'yicha magnit induksiya oqimini yozamiz:

$$\oint \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} = \int_{S_2} \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} + \int_{\Sigma} \vec{B}(t+\Delta t)d\Sigma + \int_{S_1} \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} = 0 \qquad (11)$$

Ma'lumki yopiq sirt bo'yicha magnit induksiya oqimi nolga teng. (11) da sirtlarga o'tkazilgan normallar tashqi deb olingan Σ sirt bo'yicha integralni ko'rib chiqamiz. Yon sirt elementini

$$d\Sigma = \left[d\vec{\ell}, \vec{\vartheta}\right]\Delta t \qquad (12)$$

ko'rinishda yozish mumkin (1-rasmga qarang). Bu yerda $\vec{\vartheta}$ kontur $d\vec{l}$ elementining tezligi. Bunga asosan, Σ-sirt bo'yicha integralni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\int_{\Sigma} \vec{B}(t+\Delta t)d\Sigma = \int \vec{B}(t+\Delta t)\left[d\vec{\ell}\,\vec{\vartheta}\right]\Delta t = \Delta t \oint \left[\vec{\vartheta}\vec{B}(t+\Delta t)\right]d\vec{\ell} \qquad (13)$$

Bu yerda kontur bo'yicha integral S_1 sirtni chegaralovchi tokli kontur bo'yicha olinadi.

Endi (11) ifodaning o'ng tomonidagi ikkita hadni Δt ning darajalari bo'yicha qatorga yoyamiz:

$$\int_{\Sigma} \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} = \Delta t \oint \left[\vec{\vartheta}\vec{B}(t)\right]d\vec{\ell} + \mathrm{O}\left(\Delta t^2\right) \qquad (14)$$

$$\int_{S_1} \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} = \int_{S_1} \vec{B}(t)d\vec{S} + \Delta t \int_{S_1} \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t}d\vec{S} + \mathrm{O}\left(\Delta t^2\right) \qquad (15)$$

Bu yerda $\mathrm{O}\left(\Delta t^2\right)$ bilan Δt ning ikkinchi va undan katta darajalariga proporsional hadlarning to’plamini belgiladik. Bu ifodalarni (11) ga qo'yamiz:

$$\int_{S_2} \vec{B}(t+\Delta t)d\vec{S} = \oint \left[\vec{\vartheta}\vec{B}(t)\right]d\vec{\ell} + \int_{S_1} \vec{B}(t)d\vec{S} + \Delta t \int_{S_1} \frac{\partial \vec{B}(t)}{\partial t} d\vec{S} + \mathrm{O}\left(\Delta t^2\right) \qquad (16)$$

Bu yerda (10) dagi har ikkala integralda sirtlarning yo'nalishi bir xil bo’lishi uchun, S_2 bo‘yicha integralning ishorasmni teskariga o‘zgartirdik.
Endi (16) ifodani (10) ga qo‘yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt}\int \vec{B}d\vec{S} = \int_S \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{S} + \oint \left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right]d\vec{\ell} \qquad (17)$$

Bu yerda integrallash sirti S_1 ni S bilan almashtirdik. **Bu ifodadan magnit induksiya oqimi ikki sababdan, biri maydon o'zgarishi hisobiga bo’lsa, (birinchi had), ikkinchisi konturning harakati (ikkinchi had) hisobiga o‘zgarishi ko‘rinib turibdi.** Oqim ikkinchi sabab bilan o‘zgarishi uchun, xususan, kontur magnit induksiya vektoriga noldan farqli burchak ostida harakat qilishi lozim.

Endi harakatdagi kontur uchun induksiya qonunini yozishmiiz mumkin, ya’ni

$$\oint \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} \qquad (18)$$

Bu yerda $\vec{E}$ chiziqli o'tkazgichda induksiya hisobiga hosil bo’luvchi elektr maydon kuchlanganligi. Induksion elektr yurituchi kuchning ((18) chap tomoni) induksiya oqimining to’liq o’zgarishiga proporsional bo’lishi kerak. Bu matematik tilda, oqimdan vaqt bo'yicha olingan to’liq hosilani anglatadi.

Induksiya qonunining integral ko'rinishidan, differensial ko'rinishiga o'tamiz. Buning uchun (17) va (18) ifodalardagi kontur bo'yicha integrallardan Stoks formulasiga asosan, sirt bo'yicha integrallarga o‘tamiz:

$$\int rot\vec{E}d\vec{S} = -\frac{1}{c}\int\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right]\right)d\vec{S} \qquad (19)$$

Bundan quyidagini olamiz:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + rot\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right]\right) \qquad (20)$$

Bu ifoda induksiya qonunining umumlashgan ko'rinishining differensial ko'rinishini beradi.

Induksiya qonunining umumlashgan ko’rinishlari (19) va (20) amaliy jihatdai muhim ahamiyatga ega. Ya’ni, magnit maydonda o'tkazgichni harakatga keltirish yo’li bilan, zanjirda EYuK hosil qilish mumkinligini ko'rsatadi. Bunga dinamomashinalar yaqqol misol bo’ladi

Harakatdagi o'tkazgichlar uchun, induksiya qonunini boshqa y’l bilan ham olish mumkin. Yuqorida qo'yilgan shartlar o'rinli bo‘Isin. Ya’ni, maydon kvazistatsionar, o‘tkazgichning harakat tezligi o'zgarmas va elektromagnit maydonning uzatilish tezligidan juda kichik ($\vec{\vartheta} << c$) bo’lsin.

O’tkazgich tinch turgan sanoq sistemada, induksiya qonuni (4) tenglama bilan aniqlanadi. Endi bu qonunni harakatdagni o’tkazgich uchun yozish kerak. Buning uchun, bir inersial sanoq sistemadan, ikkinchisiga o‘tishda maydon kuchlanganliklarining almashtirish qonunlalari $E_x = 0, \quad E_y = -\frac{V}{c} H_z, \quad E_z = \frac{V}{c} H_y, \quad \vec{E} = -\frac{1}{c}\left[\vec{V}\vec{H}\right]$ dan foydalanish kerak. Bu yo’l bilan, harakatdagi o‘tkazgich uchun induksiya qonunini hosil qilishni o‘quvchiga havola qilamiz.

Olingan natijalar asosida, kvazistatsionar maydonlar uchun, Maksvell tenglamalari sistemasini umumlashgan hol uchun yoza olamiz:

$$\oint \vec{E} d\vec{\ell} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} \tag{21}$$

$$\oint \vec{B} d\vec{S} = 0 \tag{22}$$

$$\oint \vec{H} d\vec{\ell} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} \tag{23}$$

$$\oint \vec{D} d\vec{S} = 4\pi \int \rho dV \tag{24}$$

Uzluksizlik tenglainasining integral ko‘rinishi (8) ga binoan, quyidagicha yoziladi:

$$\oint \vec{j} d\vec{S} = 0 \tag{25}$$

Magnit maydon (22) va (23) tenglamalar bilan aniqlanadi. Bu tenglamalardan ko‘rinib turibdiki, kvazistatsionar magnit maydon, statsionar holdan farq qilmas ekan.

3-savol bayoni: Chiziqli o‘tkazgichlarda kvazistatsionar toklar.

Chiziqli o‘tkazgichlarda kvazistatsionar toklarni ko‘rib chiqamiz.

Buning uchun, umumlashgan induksiya $\oint \vec{E}d\vec{\ell} = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt}$ qonunini asos qilib olamiz. Avval tokli bitta chiziqli o‘tkazgichni ko‘ramiz. O‘tkazgichga vaqtga bog‘liq chet kuchlar ulangan deb umumlashgan Om qonunini yozamiz:

$$\oint \frac{\vec{j}}{\gamma} d\vec{\ell} = \oint \vec{E}d\vec{\ell} + \oint \vec{E}^{ch} d\vec{\ell} \qquad (26)$$

Chiziqli o'tkazgichni ko'rayotganligmiiz uchun, $d\vec{j} \parallel d\vec{\ell} \parallel d\vec{S}$. Shuning uchun, (26) ning chap tomonini quyidagicha yozish mumkin:

$$\oint \frac{\vec{j}}{\gamma} d\vec{\ell} = \oint jS \frac{d\vec{\ell}}{\gamma S} = IR$$

$I = \vec{j}S$ - tok kuchi, $R = \oint \frac{d\vec{\ell}}{\gamma \vec{S}}$ konturning to’liq qarshiligi. Agar

$$\varepsilon(t) = \oint \vec{E}^{ch} d\vec{\ell}$$

deb belgilansa, (26) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$IR = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} + \varepsilon(t) \qquad (27)$$

Bu tenglama o‘zgaruvchi tokli zanjir uchun Om qonunini ifodalaydi. $\varepsilon(t)$ vaqtga bog'liq bo’lgan EYuK.

Bu tenglamani N ta tokli konturlar uchun umumlashtirish mumkin, ya’ni

$$I_a R_a = -\frac{1}{c}\frac{d\Phi_a}{dt} + \varepsilon_a(t) \qquad (28)$$

Bu yerda Φ_a barcha toklar hosil qilgan magnit maydonning a - kontur orqali oqimi.

a - konturdan magnit induksiya oqimini hisoblaymiz:

$$\Phi_a = \sum_{b=1}^{N} \Phi_{ab} = \sum_{b=1}^{N} \int \vec{B}_b(\vec{r}_a) d\vec{S}_a \qquad (29)$$

Bu yerda $\vec{B}_b(\vec{r}_a)$ b-konturdagi tokning a -kontur tortib turgan sirtda hosil qilayotgan magnit maydon induksiya vektori. $\vec{B} = rot\vec{A}$ formuladan foydalanib, (29) ni qayta yozamiz:

$$\Phi_a = \sum_{b=1}^{N} \int rot\vec{A}_b(\vec{r}_a) d\vec{S}_a = \sum_{b=1}^{N} \oint \vec{A}_b(\vec{r}_a) d\vec{\ell}_a \qquad (30)$$

Bu yerda Stoks formulasiga asosan, sirt bo’yicha integralni, kontur boyicha integral bilan almashtirdik. Statsionar toklar masalasidan ma'lumki vektor $\vec{A}_b(\vec{r}_a) = \frac{\mu I_b}{c}\oint \frac{d\vec{\ell}_b}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|}$ potensialni inobatga olib, oqmi uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\Phi_a = \frac{\mu}{c}\sum_{b=1}^{N} I_b \oint\oint \frac{d\vec{\ell}_a d\vec{\ell}_b}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|} = c\sum_{b=1}^{N} \vec{L}_{ab} I_b \qquad (31)$$

Bu yerda

$$\vec{L}_{ab} = \frac{\mu}{c^2}\oint\oint \frac{d\vec{\ell}_a d\vec{\ell}_b}{|\vec{r}_a - \vec{r}_b|} \qquad (32)$$

Magnit induksiya oqmii uchun olingan (31) ifodani (28) ga qo'yamiz va o'zgaruvchi tokli zanjirlar sistemasi uchun, Om qonunini ifodalovchi tenglamani olamiz:

$$I_a R_a = -\sum_{b=1}^{N} L_{ab}\frac{dI_b}{dt} + \varepsilon_a(t) \qquad (33)$$

Bu tenglamani olishda konturlarni harakatsiz deb hisobladik, aks holda, vaqt bo'yicha hosila L_{ab} koeffitsientlarga ham taalluqli bo'ladi

EYuK va L_{ab} koeffitsientlarni aniqlovchi chiziqli konturlarning geometrik hossalari berilgan bo'lsa, (33) o'zgarmas koeffitsientli chiziqli oddiy differensial tenglamalar zanjirlardagi toklarni topish ikoniyatini beradi. Ma'lumki, bunday tenglamalar chiziqli algebraik tenglamalarga keltiriladi.

4-savol bayoni: Skin effekti.

Chiziqli bo'lgan massiv o'tkazgichlarda kvazistatsionar toklar qanday taqsimlanganligini ko'rib chiqamiz. Quyida massiv o'tkazgich-dan oqayotgan o'zgaruvchi tokning asosiy qismi, o'tkazgichning sirtiga yaqin sohada mujassamlashgan bo'lishi ko'rsatiladi. **Maydon chastotasi qancha katta bo'lsa, tok mujassamlashgan qatlamning qalinligi shuncha kamaya boradi. Bu hodisaga skin - effekt deyiladi.**

Bu effektning fizik ma'nosini ochib berish uchun, elektromagnit induksiya qonunidan foydalanamiz. Buni yetarlicha uzun bo'lgan silindr shaklidagi otkazgich (chiziqli emas) misolida ko'rib chiqamiz. Silindrdan o'zgaruvchi elektr tok oqayotgan bo'lsin. Ma'lumki, bunday to'g'ri tok o'z atrofida induksion magnit maydon ($\vec{H}_{in}$) hosil qiladi. Tok o'zgaruvchi bo'lganligi uchun, bu maydon yana o'z navbatida, o'zgaruvchi uyurmali elektr maydon ($\vec{E}_{in}$) ni hosil qiladi. Uning yo'nalishi, o'tkazgich sirt tomonida asosiy maydon yo'nalishi bilan mos tushadi. Shu vaqtda, ichki qismida esa, teskari yo'nalgan

(2-rasm). Bunga ko'ra, to’liq tok kuchining oniy qiymati o'zgarmas qolgan holda, sirtga yaqin sohalarda maydon kuchayadi, ichkariga kirgan sari kuchsizlana boradi.

Kvazistatsionarlik shartlari bajarilgan deb, bir jinsli o'tkazuvchi muhit uchun, Maksvell tenglamalarini yozamiz:

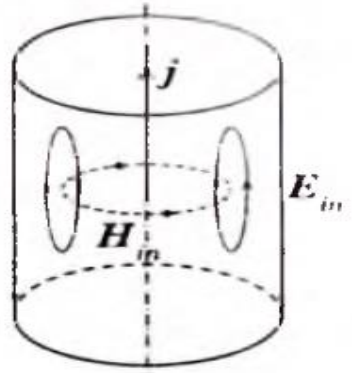
$$rot\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{34}$$

$$div\vec{H} = 0 \tag{35}$$

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi\gamma}{c}\vec{E} \tag{36}$$

$$div\vec{E} = 0 \tag{37}$$

Bu yerda $\vec{j} = \gamma\vec{E}, \quad \vec{B} = \mu\vec{H}$ bog'lanish tenglamalaridan foydalandik. Bundan tashqari, o‘tkazgichda erkin zaryadlar zichligi $\rho = 0$ ekanligini hisobga oldik.



2-rasm.

(34) va (36) tenglamalardan $\vec{H}$ ni yoki $\vec{E}$ yo'qotib elektr (magnit) maydon kuchlanganligini aniqlovchi tenglamalarni yozish mumkin, ya’ni

$$\Delta\vec{E} = \frac{4\pi\mu\gamma}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \qquad \Delta\vec{H} = \frac{4\pi\mu\gamma}{c^2}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}, \tag{38}$$

Skin - effekt masalasining aniq yechimni olish, umuman olganda, o‘tkazgichning shakliga va tokni hosil qilish usuliga bog'liq bo’ladi Ammo, shunday xususiy hollar mavjudki, ular uchun tokning qanday yo’l bilan hosil qilinishining ahamiyati yoq. Qalinligi uzunligiga nisbatan kichik bo’lgan ingichka (chiziqli emas) sim bunga misol bo’ladi

Hisoblashlarni soddalashtirish uchun, o'tkazgichni doraviy, to'g'ri silindr deb qaraymiz. Bunda elektr maydon kuchlanganligi silindr o'qiga parallel, magnit maydon kuchlanganligi esa unga perpendikulyar tekislikda yotadi. Bu hol haqiqatan ham, ancha sodda, chunki o'tkazgichdan tashqarida maydon nimaga tengligi aniq. Simmetriydan kelib chiqadigan bo’lasak, har bir vaqt momentida silindr sirtida $\vec{E} = const$. O'tkazgich atrofida ham chegaraviy shartga $E_{1t} = E_{2t}$ ko'ra, $\vec{E} = const$ bo’ladi. Huddi shunga o'xshash, magnit maydon ham, o'tkazgich atrofida o'zgarmas bo’ladi Shunday qilib, ko'rilayotgan holda (38) tenglamani yechishda, chegarada har bir vaqt momentida, elektr maydon kuchlanganligini o'zgarmas deb qarash kerak.

z- o'qini o'tkazgich oqi bo'ylab yo'naltiramiz va silindrik koordinatalarga o'tamiz. Bunda masalaning simmetriysiga ko'ra, elektr maydon kuchlanganligi faqat 2 ta tashkil etuvchisiga ega va faqat $\vec{r}$ – koordinataga bog'liq bo’ladi Vaqtga bog'lanishini esa, $\sim \exp(-i\omega t)$ ko'rinislida olamiz (ω maydon chastotasi). Bular hisobga olinsa, (38) tenglama quydagi ko'rinishda yoziladi:

$$\frac{1}{\vec{r}}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial \vec{E}}{\partial r}\right) + k^2\vec{E}(\vec{r}) = 0 \qquad (39)$$

Bu yerda

$$k = \frac{\sqrt{2i}}{\delta} = \frac{(1+i)}{\delta}, \qquad \delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\gamma\omega}} \qquad (40)$$

Silindrik koordinatalarda (38) tenglamaning $\vec{r} = 0$ da chekli bo’lishini ta’minlovchi yechimi:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = E_z(\vec{r},t) = C \cdot J_0(k\vec{r})\exp(-i\omega t) \qquad (41)$$

ko‘rinishga ega. **Bu yerda** $J_0(k\vec{r})-$ **Bessel funksiyasi.** Tok zichligi $\vec{j} = \gamma\vec{E}$ ham shu qonun bo'yicha o‘zgaradi.

Magnit maydon kuchlanganligining faqat H_ψ tashkil etuvchisi noldan farqli bo’ladi Bu kattalik $rot\vec{E} = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t}$ tenglama orqali aniqlanadi.

$$\frac{i\omega}{c}H_\psi = \left(rot\vec{E}\right)_\psi = -\frac{\partial \vec{E}_z}{\partial \vec{r}}$$

Bessel funksiyasi ($J_0(k\vec{r})$ va hosilasi orasmdagi bog’lanishni nazarda tutib, quyidagini aniqlaymiz:

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_\psi(\vec{r},t) = -i \cdot C \cdot \sqrt{\frac{4\pi\gamma i}{\omega}}J_I(k\vec{r})\exp(-i\omega t) \qquad (42)$$

Bu yerdagi domiiy S- o'tkazgich sirtida $H = \frac{2I}{cR}$ shart orqali topiladi. R-silindr radiusi, I- o‘tkazgichdan oqayotgan to’liq tok.

Maydon kuchlanganliklari uchun olingan ifodalarni chegaraviy hollarda ko‘rib chiqamiz:

1. Kichik chastotalar: $\frac{R}{\delta} << 1, \ \left(|kR| << 1\right)$. Bessel funksiyasini $(k\vec{r})$ ning darajalari bo’yicha qatoridan, faqat birinchi ikkita hadni ko‘rish bilan chegaralanamiz:

$$E_z = C\left[1 + \frac{1}{8}\left(\frac{\vec{r}}{\delta}\right)^4\right]\exp\left(i\phi_1 - i\omega\, t\right) \tag{43}$$

$$H_\psi = D\left[1 + \frac{1}{32}\left(\frac{\vec{r}}{\delta}\right)^4\right]\vec{r}\,\exp\left(i\phi_2 - i\omega\, t\right) \tag{44}$$

Bu yerda $D = \frac{2\pi\gamma}{c}C, \ \phi_1 = arctg\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\vec{r}}{\delta}\right)^2\right], \ \phi_2 = arctg\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{\vec{r}}{\delta}\right)^2\right]$ (43) dan ko'rinib turibdiki, elektr maydon kuchlanganligining, shu bilan tok kuchining amplituda, silindr o‘qidan uzoqlashgan sari $\left[\cdots\frac{(r/\delta)^4}{8}\right]$ ga proporsional ravishda oshib boradi.

2 . Katta chastotalar: $\frac{R}{\delta} >> 1$. Bu holda Bessel funksiyasining, asimptotikasidan foydalanib, quyidagilarni olamiz:

$$E_z = C\exp\left[-\frac{R-r}{\delta} + i\left(\frac{R-r}{\delta} - \omega t\right)\right] \tag{45}$$

$$H_\psi = C\sqrt{\frac{4\pi\gamma}{\omega}}\exp\left[-\frac{R-r}{\delta} + i\left(\frac{R-r}{\delta} - \omega\, t + \frac{\pi}{4}\right)\right] \tag{46}$$

Bu ifodalarga asosan, elektr maydon kuchlanganligi, demak, tok kuchining amplitudalari o'tkazgich sirtidan ichkariga kirgan sari eksponensial qonun bilan kamayib borar ekan. Bunday qonuniyat istalgan ko'rinishdagi o'tkazgichlar sirtiga yaqin sohada o'rinli bo’ladi

Yuqorida kiritilgan kattalik $\delta -$ skin – qatlam, yoki maydonning o'tkazgichga kirish chuqurligi deyiladi. Skin-qatlaining ta’rifiga binoan, u o'tkazuvchanlik va chastotaga bog'liq holda, keng sohada o'zgarishi mumkin.

Chastota nolga intilganda, ya’ni o'zgarmas toklar uchun $\delta \to \infty$ va effekt yo'qoladi. Ideal o'tkazgichlarda $\gamma \to \infty$, bu holda skin-qatlam nolga intiladi. Maydon o'tkazgichning ichiga kirmaydi. Oxirgi ikki holatda, maydonni kvasitatsionar deb bo'lmaydi Yuqori chastotalarda maydonning o'tkazgich ichiga kirish chuqurligi umuman olganda, boshqacha bo'ladi Skin-effekti texnikada muhim ahamiyat kasb etadi. Masalan, koaksal kabellarni ishlab chiqarishda qo'l keladi.

4-savol bayoni: Bir jinsli va izotrop muhitda elektromagnit to'lqinlar.

Fazoviy dispersiyasi yoq bo'lgan va ozgarmas maydonlarda ε_0, μ_0 va γ_0 moddiy kattaliklar bilan xarakterlanuvchi, bir jinsli izotrop muhitda elektromagnit maydonning tarqalishini ko'ramiz. Bu yerda nol indeks moddiy kattaliklarning $\omega = 0$ chastotaga to 'g'ri kelgan statistik qiymati ekanligini bildiradi. O'zgaruvchi maydonda bu kattaliklar qanday bo'lishi mavzu davomida aniqlaymiz. Ferromagnit bo'lgan muhitlarni ko'rish bilan chegaralanamiz, shuning uchun, katta aniqlikda $\mu_0 = 1$ deb olish mumkin.

Bir jinsli izotrop muhitda erkin zaryadlar yo'q deb, Maksvell tenglamalarini yozamiz:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{47}$$

$$div\vec{H} = 0 \tag{48}$$

$$rot\vec{H} = \frac{4\pi\gamma_0}{c}\vec{E} + \frac{\varepsilon_0}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{49}$$

$$div\vec{E} = 0 \tag{50}$$

Bu tenglamalarning mos ravishda birinchisidan $\vec{H}$ ni, ikkinchisidan $\vec{E}$ ni yo'qotib, maydon kuchlanganliklari uchun quyidagi tenglamalarni olamiz:

$$\Delta\vec{E} - \frac{\varepsilon_0}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi\gamma_0}{c^2}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \tag{51}$$

$$\Delta\vec{H} - \frac{\varepsilon_0}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \frac{4\pi\gamma_0}{c^2}\frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \tag{52}$$

Bu tenglamalarning yechimini x- bo'ylab tarqalayotgan yassi monoxromatik to'lqin ko'rinishida qidiramiz:

$$\vec{E}(x,t) = \vec{E}(x)\exp(i\omega t) \tag{53}$$

$$\vec{H}(x,t) = \vec{H}(x)\exp(i\omega t) \tag{54}$$

Bularning birinchisini (51) ga qo'yib, quyidagi tenglainani olinadi:

$$\frac{d^2\vec{E}(x)}{dx^2} + k^2\vec{E}(x) = 0 \tag{55}$$

k-kompleks kattalikdir:

$$k=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_0-i\frac{4\pi\gamma_0}{\omega}} \tag{56}$$

O‘tkazuvchi muhitga xoc bo’lgan muhim kattalik - chastotaga bog'liq bo’lgan kompleks dielektrik singdiruvchanlik kiritiladi:

$$\varepsilon(\omega)=\varepsilon_0-i\frac{4\pi\gamma_0}{\omega} \tag{57}$$

Bu ifoda dielektrik singdiruvchanlik va o'tkazuvchalik orasmdagi bog‘lanishni aniqlaydi. Endi k- ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$k=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon(\omega)}=k_0\sqrt{\varepsilon(\omega)},\quad k=\frac{\omega}{c} \tag{58}$$

Kompleks kattalik $\sqrt{\varepsilon(\omega)}$ ni haqiqiy va mavhum qisilarga ajratamiz:

$$\sqrt{\varepsilon(\omega)}=n(\omega)-ik(\omega) \tag{59}$$

Bu yerda n- va k- aniqlanishi lozimt bo’lgan haqiqiy va musbat kattaliklardir. (59) da ikkinchi hadning ishorasm manfiy tanlanishining sababi quyida ma’lum bo’ladi (55) tenglamaning xususiy yechimiini $\sim\exp(i\alpha x)$ ko'rinishda qidirsak, bu yerdagi $\alpha-$ uchun quyidagi ifodani olamiz:

$$\alpha=\pm k_0(n-ik) \tag{60}$$

Bunga asosan (55) tenglamaning ikki xususiy yechimini yozish mumkin:

$$\vec{E}_1(x)=\vec{E}_1\exp(+ik_0nx+k_0nx) \tag{61}$$

$$\vec{E}_2(x)=\vec{E}_2\exp(-ik_0nx-k_0nx) \tag{62}$$

Birinchi yechimiga ko‘ra, maydon o‘tkazgich ichiga kirgan sari kuchaya boradi. Energiyaning saqlanish qonuniga ko‘ra, bunday bo’lishi mumkin emas. Shu sababli, $\vec{E}_1=0$ bo’lishi kelib chiqadi. Demak, faqat ikkinchi yechimi ma’noga ega bo’ladi Bu holat k > 0 va (59) da, **ik**-ning oldidagi ishorani manfiy qilib tanlash bilan bog‘liq. Agar k > 0 va (59) da ikkinchi hadning ishorasi musbat qilib olganimizda (61) ma’noga ega bo’lar edi.

Shunday qilib, (53) - (54) tenglamalarning yechumlarini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{E}(x,t)=\vec{E}_0\exp(-k_0nx)\exp[i(\omega t-k_0nx)] \tag{63}$$

$$\vec{H}(x,t)=\vec{H}_0\exp(-k_0nx)\exp[i(\omega t-k_0nx)] \tag{64}$$

Bu ifodalardagi ikkinchi ko'paytuvchilar bir jinsli izotrop muhitlarda elektromagnit maydon $\vartheta = \dfrac{c}{n}$ tezlik bilan tarqaluvchi yassi to’lqin ekanligini ko'rsatsa, birinchisi, bu to’lqin so’nuvchi ekanligini ko'rsatadi. Bunga ko’ra, n-muhitning sindirish ko'rsatgichi, k- esa so‘nish koeffitsienti bo’ladi $\vec{E}_0$ va $\vec{H}_0$ kompleks amplitudalar.

Tarqalish yo’nalishi ixtiyoriy bo’lganda, maydonni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \vec{E}_0 \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r}\right)\right] \tag{65}$$

$$\vec{H}(\vec{r},t) = \vec{H}_0 \exp\left[i\left(\omega t - \vec{k}\vec{r}\right)\right] \tag{66}$$

Bu yerda k- to’lqin vektori, $\vec{k} = k\vec{k}_0$, $\vec{k}_0$- to’lqin tarqalish yo‘nalishidagi birlik vektor.

Endi $\vec{E}$ va $\vec{H}$ orasidagi bog’lanishni aniqlaymiz. Buning uchun (47) tenglamaga murojaat qilamiz.

$$rot\vec{E} = -i\left[\vec{k}\vec{E}\right] = -i\frac{\omega}{c}\sqrt{n^2 + k^2}\left[\vec{k}_0\vec{E}\right]\exp\left(-iarctg\frac{\vec{k}}{n}\right),$$

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = -\frac{1}{c}i\omega\vec{H}$$

Bu tengliklardan qidirilayotgan bog’lanishni topamiz:

$$\vec{H} = \sqrt{n^2 + k^2}\left[\vec{k}_0\vec{E}\right]\exp\left(-iarctg\frac{\vec{k}}{n}\right) \tag{67}$$

Bundan, vakuumdagidan farqli ravishda, elektromagnit to’lqinlarning elektr va magnit maydon kuchlanganliklarining amplitudalari turlicha ekanligi kelib chiqadi. Shu vaqtda, vakuumdagi kabi, bir jinsli izotrop muhitlarda elektromagnit to’lqinlar ko‘ndalang bo’ladi. Haqiqatan ham, (65) va (66) ni mos ravishda (50) va (48) tenglamalarga qo‘yib, bunga ishonch hosil qilamiz:

$$\left(\vec{k}\vec{H}\right) = \left(\vec{k}\vec{E}\right) = 0 \tag{68}$$

Bir jinsli izotrop muhitda Maksvell tenglamalari vakuumdagi kabi, ixtiyoriy chastotali yassi ko‘ndalang to’lqin ko‘rinishdagi yechimga ega ekan. Ammo, muhitda to’lqin, eksponensial qonun bo‘yicha so‘nadi. So‘nish darajasi k- bilan aniqlanadi. n- va k-ni (57) va (59) ifodalardan topamiz. (59) ni kvadratga oshirib (57) ga tenglashtiramiz va haqiqiy va mavhum qisilarga ajratamiz:

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_0, \quad nk = \frac{2\pi\gamma_0}{\omega} \tag{69}$$

Bu sistemaning n, k > 0 shartni qanoatlantiruvchi yechimi quyidagi formulalar bilan aniqlanadi:

$$n(\omega)=\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2{}_0+\frac{16\pi^2\gamma_0{}^2}{\omega^2}}+\varepsilon_0\right)} \qquad (70)$$

$$k(\omega)=\sqrt{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\varepsilon^2{}_0+\frac{16\pi^2\gamma_0{}^2}{\omega^2}}-\varepsilon_0\right)} \qquad (71)$$

Bu formulalar o‘tkazuvchi muhitda dispersiya qonunini aniqlaydi.

Shuni ta’kidlash lozimki, yetarlicha yqori chastotalarda o‘tkazuvchanlik γ ham chastotaga bog'liq bo’lib qoladi.

(70) va (71) ifodalarni chegaraviy hollarda analiz qilamiz. Agar

$$\gamma_0 << \frac{\varepsilon_0\omega}{4\pi} \qquad (72)$$

shart orinli bo’lmasa, siljish toki $\frac{\varepsilon_0}{4\pi}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\sim\frac{\varepsilon_0\omega}{4\pi}\vec{E}$ o'tkazuvchanlik $\gamma_0\vec{E}$ tokdan katta bo’ladi. Bu shart ideal dielektriklar (γ→ 0) va o'tkazuvchanligi juda kichik bo’lgan real dielektriklar hamda nometall o'tkazgichlar (yarmi o'tkazgich, elektrolit) uchun bajariladi. Bu holda, (70) va (71) ifodalar sodda ko'rinishga o'tadi:

$$n \simeq \sqrt{\varepsilon_0} \qquad (73)$$

$$k \simeq \frac{2\pi\gamma_0}{\omega\varepsilon_0} \qquad (74)$$

(72) shartga ko'ra, bu ifodalardan $n >> k$ ekanligiligi kelib chiqadi. Faqat ideal dielektriklarda k = 0. Bu holda **muhit shaffof** deyiladi. Bunday muhitda elektromagnit to’lqin bo'shliqdagi bilan bir xil bo’ladi Faqat magnit va elektr maydon amplitudalari bir-biriga teng bo’lmaydi:

$$\frac{|\vec{H}|}{|\vec{E}|}=\sqrt{\varepsilon_0}=n$$

Bundan tashqari, to’lqinning tarqalish tezligi;

$$\vec{\vartheta}=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon_0}}=\frac{c}{n} \quad yoki \quad n=\frac{c}{\vartheta} \qquad (75)$$

Bu yerda n-muhitning **sindirish ko'rsatgichi** deb atalishi yana bir marta tasdiqlandi. Maksvell tomonidan aniqlangan bu munosabatlar elektromagnit maydon nazariyasining rivojlanishida katta rol o'ynagan. Xususan, (75) Maksvell va Faradey ishlariga qadar mustaqil yo'nalish hisoblangan elektromagnit va optik hodisalar orasmdagi bog'lanishni o'rnatdi.

Endi ikkinchi chegaraviy holni ko'rib chiqamiz. O'tkazuvchanlik toki, siljish tokidan katta bo’lsin. Bu holda $\frac{\varepsilon\omega}{4\pi\gamma} << 1 \; yoki \; \omega >> \frac{4\pi\gamma}{\varepsilon}$ shart o'rinli bo’ladi

(70) va (71) dan n va k- uchun quyidagini hosil qilamiz:

$$n \simeq \sqrt{\frac{2\pi\gamma_0}{\omega}} \tag{76}$$

$$k \simeq n \simeq \sqrt{\frac{2\pi\gamma_0}{\omega}} \tag{77}$$

Maydon skin-qatlamnda so'nadi. Haqiqatan ham, (63) ifodadagi birinchi eksponentada $k_0 k \approx \frac{1}{\delta}$ bo’ladi Bu holda $\lambda >> \delta$ bo’lganligi uchun, to’lqin tushunchasi o'z ma’nosini yo'qotadi.

25-Mavzu: Yqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchanlikning dispersiyasi. Yorug’lik dispersiyasi. Dispersion munosabatlar. Fazoviy va vaqt dispersiyasiga ega bo’lgan muhitda elektromagnit maydonlar.Vavilov-Cherenkov nurlanishi.

REJA:

1. **Yqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchanlikning dispersiyasi.**
2. **Yorug’lik dispersiyasi.**
3. **Dispersion munosabatlar.**
4. **Fazoviy va vaqt dispersiyasiga ega bo’lgan muhitda elektromagnit maydonlar.**
5. **Vavilov-Cherenkov nurlanishi.**

TAYANCH SO”Z VA IBORALAR

Yqori chastota, dispersiya, relaksatsiya, elektron mehanizmi, xarakterli vaqt, sababiyat prinsipi, integraliga yoyish, optik chastotalar, siyrak gaz, yutilish koeffitsienti, so'nish, optik zichlik, gruppa tezligi, yorug'lik kvanti, **ossilyator kuchi, fazoviy dispersiya,** Furye tasviri, sign ishora funksiyasi, **Kramers -Kronig dispersion munosabatlari,**

sochilish va yutilish xarakteristikalari, nolokal, plazma, tenzor kattaliklar, notrivmal.

1-savol bayoni: Yqori chastotali maydonlar. Dielektrik singdiruvchanlikning dispersiyasi.

Endi tez o'zgaruvchi elektromagnit maydonlarni o'rganishga o'tamiz. Bunday maydonlarning o'zgarish davri (T) elektr va magnit qutblanish qaror topishining xarakterli vaqtidan (τ) katta bo'lishi kerak degan shart bilan cheklanmaydi.

Vaqt o'tishi bilan o'zgaruvchi maydon albatta fazoda ham o'zgaruvchi bo'lishi kerak. Berilgan chastota ω da fazoviy davr - to'lqin uzunlik $\lambda \sim \frac{c}{u}$ bilan aniqlanadi. Chastota kattalashgan sari, to'lqin uzunlik kamaya boradi va pirovardida, α- atom o'lchamlariga tenglashib qoladi. Bu holda, atom o'lchamlari tartibidagi masofalar ahamiyat kasb eta boshlaydi va maydonni makroskopik nuqtai nazardan tavsiflab bo'lmay qoladi. Muhitning dispersiyasini inobatga olish zarurati paydo bo'ladi

Amalda shunday chastotalar sohasi mavjudki, ular uchun bir tomondan dispersiya muhim bo'lmasa, ikkinchi tomondan maydonni makroskopik tavsiflash mumkin bo'ladi Ma'lumki muhitda barqaror muvozanat holati turli relaksatsiya mexanizilari orqali o'rnatiladi. Bu borada elektron mexanizmi muhitning elektr qutblanishi va magnitlanishida eng tez mexanizilardan hisoblanadi. Uning relaksatsiya vaqti, atom xarakterli vaqtlari (α / ϑ) tartibida bo'ladi Bu yerda α- atomlar o'lchami, ϑ atomdagi elektronlar tezligi. Madomiki $\vartheta \ll$ s ekan, bu vaqtlarga to'g'ri kelgan to'lqin uzunligi $\lambda \sim \frac{\alpha c}{\vartheta}$, atom o'lchamlariga nisbatan hali yetarlicha katta bo'ladi. Bunday to'lqinlar uchun maydonni makroskopik tavsiflash mumkin. Ammo, metallarda past temperaturalarda bu shart bajarilsa ham, makroskopik nazariyadan foydalanib bo'lmaydi Umuman olganda, yuqopri chastotali maydonlar masalasi ancha murakkab va chalkashdir. Har gal bunday masala ko'rilganda, muhit va maydonni xarakterlovchi parametrlar nisbatini baholash lozim bo'ladi. Bu masalani chuqiroq o'rganish, alohida masala bo'lib, ushbu kitob doirasidan tashqarida yotadi. Bundan keyin, λ » α shart bajarilgan deb qaraymiz. Quyida bayon qilinadigan nazariya metallarga ham, dielektrildarga ham birday taalluqlidir. Chunki, maydonning chastotasi atom ichidagi elektronlarning harakatiga tegishli chastotalar (optik chastotalar) tartibida va undan yuqori bo'lganda, metall bilan dielektrik ortasidagi tafovut deyarli yo‘qoladi.

Makroskopik elektrodinamikaning asosiy tenglamalarini yozganimizda, maydonning o‘zgarish chastotasiga qo‘yilgan cheklovlar faqat bog’lanish tenglamalariga tegishli bo’lganligini inobatga olsak, yuqori chastotalarda ham olingan

$$\mathrm{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \qquad (1)$$

$$\mathrm{div}\vec{B} = 0 \qquad (2)$$

$$\mathrm{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} \qquad (3)$$

$$\mathrm{div}\vec{D} = 0 \qquad (4)$$

Makvell tenglamalardan foydalanish mumkin bo’ladi. Ammo, yuqori chastotalarda $\vec{D}$, $\vec{B}$ va $\vec{E}$, $\vec{H}$ orasidagi bog’lanishlar, dispersiya yo‘q deb oldin olingan bog’lanishlardan tubdan farq qiladi.

Eng avvalo, $\vec{D}$, $\vec{B}$ va $\vec{E}$, $\vec{H}$ kattaliklarning biror vaqtdagi qiymatlari orasidagi birdan-bir bog’lanish buziladi. Masalan, $\vec{D}(t)= \varepsilon\vec{E}$(t) bog’lanish ma’noga ega bo’lmav qoladi. Chunki, muhitning elektr qutblanishi va magnitlanishi, yuqori chastotalarda maydon o‘zgarishining ketidan ulgurmaydi. Bu holda, biror vaqtdagi $\vec{D}$ va $\vec{B}$ ning qiymati, mos ravishda, $\vec{E}$(t) va $\vec{H}$(t) ning oldingi barcha vaqtlardagi qiymatlari bilan aniqlanadi deb olish kerak bo’ladi

Elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektorlari orasidagi bog’lanishni ko‘rib chiqamiz. Ilgaridek, maydon kuchsiz deb qaraymiz. Bu holda $\vec{D}$ va $\vec{E}$ orasidagi bog’lanish chiziqli bo’ladi $\vec{D}$(t) ning t vaqtdagi qiymati, $\vec{E}$(t) ning oldingi barcha vaqtlardagi qiymatlari bilan bog’lanishi eng umumiy holda, quydagi ko‘rinishda yoziladi:

$$\vec{D}(t)=\int_{-\infty}^{0}\varepsilon\,(t-t')\vec{E}(t')\mathrm{d}t' \qquad (5)$$

Bu yerda integral sababiyat prinsipiga ko`ra, faqat t- ga nisbatan olingan vaqtlar bo‘yicha olinadi.

Har qanday o'zgaruvchi maydonni Furye integraliga yoyisli bilan ionoxromatik tashkil etuvchilarga ajratish mumkin, ya’ni

$$\vec{E}(\mathrm{t}) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\vec{E}(\omega)exp(-i\omega t)\,d\omega \qquad (6)$$

$$\vec{D}(\mathrm{t}) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\vec{D}(\omega)exp(-i\omega t)\,d\omega \qquad (7)$$

Bu ifodalarni (5) ga qo'yib, quyidagini topamiz:

$$\vec{D}(\omega) = \varepsilon(\omega)\ \ \vec{E}(\mathrm{t}) \qquad (8)$$

Bu yerda

$$\varepsilon(\omega) = \int_{0}^{\infty}\varepsilon(\top)\exp(i\omega t)\mathrm{d}\omega \qquad (9)$$

formula bilan aniqlanadi. Vaqt bo'yicha integral $(0,\infty)$ oralig'ida olinganligi uchun, $\varepsilon(\omega)$, $\varepsilon(\tau)$ ning Furye tasviri bo'la olmaydi. Shunday qilib, davriy maydonlarda dielektrik singdiruvchanlik tushunchasini $\vec{D}(\omega)$ va $\vec{E}(\omega)$ ni bog'lovchi koeffitsient sifatida kiritish mumkin. Bu kattalik muhitning xossalari bilan bir vaqtda chastotaga ham bog'liq bo'ladi. **Dielektrik singdiruvchanlikning chastotaga bog'lanishi dispersiya qonuni deyiladi.**

Funksiya $\varepsilon(\omega)$ umuman olganda, (9) ga ko'ra, kompleksdir, Ammo ε(t) haqiqiy bo'lganligi uchun

$$\varepsilon^*(\omega) = \varepsilon(-\omega) \qquad (10)$$

shartni qanoatlantiradi. Uning haqiqiy qismini ε^R, mavhum qismini esa, ε^z bilan belgilaymiz:

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon^R(\omega) + \varepsilon^z(\omega). \qquad (11)$$

$\varepsilon(\omega)$ ning ta'rifidan (9) , uning haqiqiy qismi chastotaning juft, mavhum qismi esa, toq funksiya ekanligini ko'rish mumkin, ya'ni

$$\varepsilon^R(\omega) = \varepsilon^R(-\omega), \quad \varepsilon^z(\omega) = -\varepsilon^z(-\omega) \qquad (12)$$

Kompleks dielektrik singdiruvchanlik $\varepsilon(\omega)$ kabi, kompleks magnit cingdiruvchanlikni $\mu(\omega)$ kiritish mumkin.

2-savol bayoni: Yorug'lik dispersiyasi.

Elektromagnit to'lqinlarni zaryadlarda sochilish masalasini ko'rib chiqqan edik. Hozir bu masalani siyrak gazlarning dielektrik singdiruvchanligini hisoblash uchun, yana bir marta ko'rib chiqamiz.

Siyrak gazda atomlar bir-biri bilan ta'sirlashmasligini nazarda tutsak, tashqi maydonda qutblanishi

$$\vec{P} = N\vec{d} \qquad (13)$$

bilan aniqlanadi. Bu yerda, $\vec{P}$ - qutblanish vektori, N- atomlar zichligi, $\vec{d}$- har bir atomning tashqi maydonda olgan dipol momenti.

$\vec{r} = \dfrac{e\vec{E}_0}{m\left[\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma\right]}e^{i\omega t}$ ga muvofiq

$$\vec{d} = \frac{e^2}{m}\frac{\vec{E}}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \qquad (14)$$

Siyrak gazda elektr maydon tashqi maydonga teng bo'ladi. Shuning uchun

$$\vec{D} = \vec{E} + 4l\vec{P} = \vec{E}\left(1 + 4lN\frac{e^2}{m}\frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}\right) \qquad (15)$$

Bog'lanish tenglamasi (8) va (15) ko'ra, dielektrik singdiruvchanlik uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$\varepsilon = (n - iæ)^2 = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \frac{N}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma} \qquad (16)$$

Bu yerdan $\sqrt{\varepsilon(\omega)} = n(\omega) - ik(\omega)$ ifodaga muvofiq, $n(\omega)$ va k(ω) ni topamiz:

$$n = 1 + \frac{2\pi e^2 N}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \qquad (17)$$

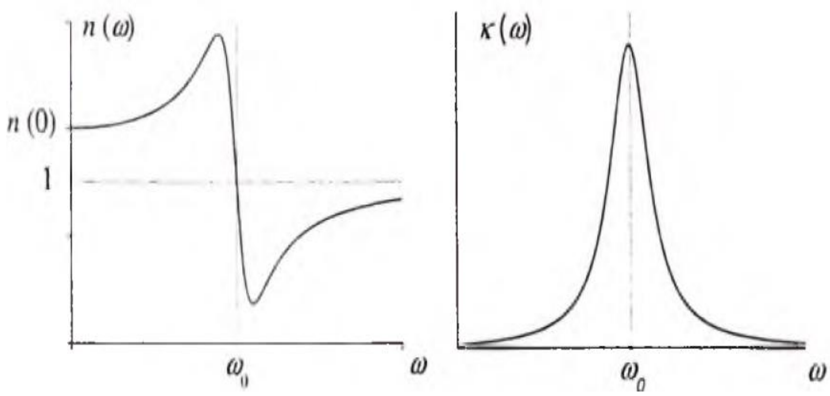
$$k = \frac{2\pi e^2 N}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \qquad (18)$$

Bu ifodalarni olishda siyrak gazlar uchun (16) dagi ikkinchi had kichik bo'lishi e'tiborga olindi. Olingan formulalar tajribalarda yaxshi o'lchanadigan - muhitning sindirish ko'rsatkichi va nurlanishini yutilish koeffitsientini aniqlaydi. Yutish koeffitsienti xususiy chastotada keskin maksimumga ega, sindirish ko'rsatkichi esa, bu chastotada birga teng bo'ladi (1-rasm). Bu holda, nurning sinishi to'grisida gapirishning ma'nosi yo'qoladi.

Agar, gaz turli xususiy chastotaga $(\omega_{01}, \omega_{02}, \ldots \omega_{0i}, \ldots,)$ ega bo'lgan atomlardan tashkil topgan bo'lsa, (14) ifodada ikkinchi har bir nav atomlar bo'yicha yig'indi ko'rinishida yoziladi. Bu holda (17) va (18) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$n^2 - æ^2 = 1 + \frac{4\pi e^2}{m} \sum_i \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \qquad (19)$$

$$2næ = \frac{4\pi e^2}{m} \sum_i \frac{N i\gamma\omega}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)^2} \qquad (20)$$



1-rasm.

Sindirish ko'rsatkichi va so'nish koeffitsientining chastotaga bog'lanishini batafsil ko'rib chiqamiz. Maydon chostotasi ω -xususiy clmastotalardan keckin farq qilsin. Bu holda $\gamma \ll \omega_{0i}$ shartni hisobga olsak, n(ω) uchun quyidagi ifodani hosil qilamiz:

$$n \approx 1 + \frac{2\pi e^2}{m} \sum_i \frac{N_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2} \qquad (21)$$

Bu formula siyrak gazda dispersiya qonunini aniqlaydi. Chastota ω

kichik tomondan ω_{01} ga yaqinlashganda, sindirish ko'rsatkichi keskin oshadi. Maydon chastotasi ω_{01} dan katta bo'lganda, sindirish ko'rsatkichi birga juda yaqin bo'lib qoladi. Chastota ω_{02} ga yaqinlashgada, u ortadi. $\omega > \omega_{02}$ da esa, yana kichik qiymatlar qabul qiladi. Bu holat barcha ω_{0i} uchun takrorlanadi. Juda katta chastotalarda ($\omega \gg \omega_{0i}$) (21) quyidagi ko'rinishni oladi:

$$\varepsilon \simeq 1- \frac{4\pi e^2}{m}\frac{N}{\omega^2}, \qquad N = \sum_i N_i \tag{22}$$

Bu formuladan, o'ta yuqori chastotalarda dielektrik singdiruvchanlik muhitning xossalariga (muhit o'tkazgich yoki dielektrik bo'lishining farqi yo'q), bog'liq bo'lmasligi kelib chiqadi. Bu natijani oddiy fizik mulohazalar orqali tushunish mumkin. $\omega \to \infty$ muhitdagi qutblanish jarayoni, maydon o'zgarishi ketidan yetib ulgirmaydi - muhit qutblanmaydi. Ya'ni elektr induksiya vektorining, muhitdagi elektr maydon kuchlanganligidan farqi qolmaydi.

Chastota juda katta bo 'lganda (to'lqin uzunlik $\lambda \to 0$) geometrik optika qonunlari ishlay boshlaydi. (22) formulaga ko'ra, muhitning sindirish ko'rsatgichi n = $\sqrt{\varepsilon} < 1$. Bunday muhitning optik zichligi, vakuumnikidan kichik bo'ladi Bo'shliqdan bunday muhitga nur kelib tushganda, to 'la ichki qaytish hodisasi ro'y beradi.

Shu hol uchun elektromagnit to'lqinlarning gruppa tezligini hisoblaylik

$$\vartheta_g = \frac{d\omega}{dk}$$

Sindirish ko'rsatgichi n = $\sqrt{\varepsilon}$ va k = $\frac{c}{n\omega}$ ni nazarda tutib, $\frac{dk}{d\omega}$ ni hisoblaymiz:

$$\frac{dk}{d\omega} = \frac{d}{d\omega}\frac{\omega}{\vartheta} = \frac{1}{c}\left(n + \omega\frac{dn}{d\omega}\right) = \frac{1}{c}\left(1 + \frac{2\pi e^2}{m}\frac{N}{\omega^2}\right)$$

Bundan

$$\vartheta_g = \frac{c}{\left(1+\frac{2\pi e^2}{m}\frac{N}{\omega^2}\right)} \approx c\left(\left(1 - \frac{2\pi e^2}{m}\frac{N}{\omega^2}\right)\right) = cn$$

Kutilgandek, biz ko'rayotgan holda, n < 1 bo'lganligidan, $\vartheta_g < 1$ bo'lishi kelib chiqdi.

Katta chastotalar dielektrik singdiruvchanlikni aniqlovchi (22) formulani boshqa yo'l bilan ham hosil qilish mumkin. Katta chastota-larda, yorug'lik kvantining energiyasi, atomdagi elektronlarning bog'lanish energiyasidan ancha katta bo'ladi. Bu holda elektronlarni bog'langanligining ahamiyati qolmaydi. Demak, ko'rayotgan masala erkin elektronlardan tashkil topgan gazda nurlanishning sochilish masalasi bo'ladi

Bunday gaz uchun, dielektrik sindirish ko'rsatgichi (22) formula bilan aniqlanishini ko'rish qiyin emas.

Yuqorida klassik fizikaning tatbiq qilish cheralari to'grisida bir necha bor to'htalib o‘tgan edik. Real mikroskopik sisttmalar atom va molekulalar klassik fizika, xususan klassik elektrodinamika qonunnlariga buysunmaydi. Bunga qaramasdan, atomlar nurlanishning klassik garmonik ossilyator modeli, nurlanishning asosiy xarakteris-tikalarni to‘gri aniqlab beradi.Yuqorida ko'rilgan yoruglik dispersiya masalasini kvant mexanikasi nuqtai nazaridan ko‘rilganda, dispersiya qonuni

$$n = 1+ \frac{2\pi e^2 N}{m} \sum_k \frac{f_k}{\omega_k^2 - \omega^2} \qquad (23\ )$$

formula bilan aniqlanadi. Bu yerda, $\omega_k = \frac{(E_k - E_0)}{\hbar}$ 0-energetik holatdan k-holatga o‘tish chastotasi, $\boldsymbol{f_k}$**- k- holatning ossilyator kuchi** deyiladi va $\sum f_k = 1$ shartni qanoat-lantiradi. Klassik va kvant modellar asosida olingan dispersiya qonunlari (21) va (23) ko‘rinish jihatdan bir xil bo’lmasada, u yerda ishtirok etayotgan kattaliklarning fizik ma’nolari bir-biridan tubdan farq qiladi. Ammo, o‘ta yuqori chastotalarda ($\omega \gg \omega_{0i}$; $\omega \gg \omega_k$) har ikkala formula bir xil ko‘rinishga o‘tadi:

$$n = 1+ \frac{2\pi c^2}{m} \frac{N}{\omega^2} \qquad (24)$$

Bundan korinib turibdiki, qaralayotgan masala uchun, o‘ta yuqori chastotalarda nafaqat muhitlarning, hattoki masalaga yondashishning ham farqi qolmaydi.

3-savol bayoni: Dispersion munosabatlar.

Ushbu bobning boshida, yuqori chastotalarda, nurlanish chastotasi xarakterli atom chastotalari va to’lqin uzunligi, muhitdagi xarakterli fazoviy masshtab tartibida bo’lganda, dispersiya hodisasining bosh manishini ta’kidlagan edik. Bu hodisani chastota bilan bog’liq qisinini siyrak gazlar misolida yqorida ko’rib chiqildi.

Yuqori chastotali elektromagnit maydonda muhitning qutb-lanishiga ko’rilayotgan vaqtdan oldingi barcha vaqtlar ta’sir qilganidek, muhitning biror nuqtasidagi qutblanishga uning barcha nuqtalaridagi maydon o'z ta’sirini ko'rsatadi. **Bunga fazoviy dispersiya deyiladi.** Har ikkala dispersiyani birgalikda ko'rib chiqamiz.

Bir jinsli va izotrop muhitda $\vec{D}$ va $\vec{E}$ orasmdagi bo’glanishni umumniy holda, quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \int_{-\infty}^{t} dt' \int \varepsilon\left(|\vec{r}-\vec{r}\,'|, t-t'\right) \vec{E}(\vec{r}\,',t')dV' \qquad (25)$$

Fazoda tanlangan nuqtalar bo'lmaganligi sababli, $\varepsilon(|\vec{r}-\vec{r}\,'|,\ t-t')$ funksiya faqat radius-vektorlar ayirmasining moduliga bog'liq bo'ladi

Elektr maydon kuchlanganligini va elektr induksiya vektorini, Furye integraliga yoyamiz:

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \vec{E}\left(\vec{k},\omega\right) e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)} d\vec{k}\, d\omega \qquad (26)$$

$$\vec{D}(\vec{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int \vec{D}\left(\vec{k},\omega\right) e^{i\left(\vec{k}\vec{r}-\omega t\right)} d\vec{k}\, d\omega \qquad (27)$$

Bularni (25) qo'yib, quyidagini topamiz:

$$\vec{D}(\vec{r},\omega) = \varepsilon\left(\vec{k},\omega\right) \vec{E}\left(\vec{k},\omega\right) \qquad (28)$$

$$\varepsilon\left(\vec{k},\omega\right) = \int_0^{\infty} d\tau \int \varepsilon\left(\left|\vec{R}\right|,\tau\right) e^{-i\left(\vec{k}\vec{R}-\omega\tau\right)} d\vec{R} \qquad (29)$$

Bunda yangi o'zgaruvchilar $\vec{R} = (\vec{r}-\vec{r}\,')$ i τ = t - t' kiritildi. Kiritilgan kattalik $\varepsilon\left(\vec{k},\omega\right)$ keltirilgan sababga ko'ra, $\varepsilon(k,\tau)$, t) ning Furye tasviri bo'la olmaydi. Bu funksiya $\vec{D}$ va $\vec{E}$ orasidagi bog'lanishni aniqlaydi, hamda to'lqin vektor va chastotaning funksiyasi bo'lgan **dielektrik singdiruvchanlik deyiladi. Dielektrik singdiruvchanlikning to'lqin vektorga bog'liq bo'lishi, fazoviy dispersiya deyiladi.**

Funksiya ε(k) umuman olganda, kompleks bo'lganligi uchun, uni quidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\varepsilon\left(\vec{k},\omega\right) = \varepsilon^{re}\left(\vec{k},\ \omega\right) + i\varepsilon^{im}\left(\vec{k},\omega\right) \qquad (30)$$

Ravshanki, uning haqiqiy va mavhurn qismlari

$$\varepsilon^{re}\left(\vec{k},\ \omega\right) = -\frac{1}{\pi} \int \frac{\varepsilon^{im}\left(\vec{k},\ \omega'\right)}{(\omega-\omega')} d\omega' \qquad (31)$$

$$\varepsilon^{im}\left(\vec{k},\ \omega\right) = \frac{1}{\pi} \int \frac{\varepsilon^{re}\left(\vec{k},\ \omega'\right)}{(\omega-\omega')} d\omega' \qquad (32)$$

(29) ga ko'ra, dielektrik singdiruvchanlik quyidagi xossa ega:

$$\varepsilon(\vec{k},\omega) = \varepsilon^{*}\left(-\vec{k},-\omega\right) \qquad (33)$$

Endi haqiqiy va mavhum qismlar uchun (29) kabi ifodalarni hosil qilamiz. Bining uchun, (29) ni (31) ga qo'yamiz. Ikkinchi hadda integrallash o'zgaruvchisi τ ni -τ ga amashtirsak, ikkala hadni bitta hadga birlashtirib yozish mumkin bo'ladi:

$$\varepsilon^{re}\left(\vec{k},\ \omega\right) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int \varepsilon\left(\left|\vec{R}\right|,\tau\right) exp\left[-i\left(\vec{k}\vec{R}-\omega\tau\right)\right] d\vec{R} \qquad (34)$$

Shunga o'xshash

$$\varepsilon^{im}\left(\vec{k},\omega\right) = \frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \int \varepsilon\left(\left|\vec{R}\right|,\tau\right) exp\left[-i\left(\vec{k}\vec{R}-\omega\tau\right)\right] sign(\tau) d\vec{R} \qquad (35)$$

Bu yerda sign(τ) ishora funksiyasi.

Shunday qilib, dielektrik singdiruvchanlikning haqiqiy va mavhum qisilari bitta funksiya $\varepsilon\left(\left|\vec{R}\right|,\tau\right)$ orqali ifodalanadi va (29) dan farqli o’laroq, mos ravishda $\frac{\varepsilon(|\vec{R}|,\tau)}{2}$ va $\frac{\varepsilon(|\vec{R}|,\tau)sign(\tau)}{2}$ funksiyalarning Furye tasvirlaridir. Shu sababdan, bu kattaliklarni bir-biri bilan bog'lash mumkin. Bunda $\vec{R}$ bo’yicha integralni alohida yozib va $\vec{k}'$ bo‘yicha integralni δ-funksiyaning xossasidan foydamanib hisoblab, quyidagini hosil qilamiz:

$$\varepsilon^{re}(\vec{k},\ \omega)= \frac{i}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} d\omega'\, \varepsilon^{re}(\vec{k},\omega')\ \int_{-\infty}^{\infty} exp[-i(\omega-\omega')]\mathrm{sign}(\tau)d\tau \quad (36)$$

Ishora funksiyasining Furye tasviri

$$S_{sign}(\omega)= \lim_{\delta\to 0}\frac{i}{\pi}\frac{\omega}{\omega^2-\delta^2} = \mathrm{P}\left(\frac{1}{x}\right)$$

dan foydalansak, (36) ni quyidagi ko‘rinishda yozish mumkin bo’ladi:

$$\varepsilon^{re}(\vec{k},\omega)= -\frac{1}{\pi}\int\frac{\varepsilon^{im}(\vec{k},\ \omega')}{(\omega-\omega')}\,\mathrm{d}\omega' \quad (37)$$

Shu yOm bilan $\varepsilon^{im}(\vec{k},\omega)$ni $\varepsilon^{re}(\vec{k},\omega)$ orqali ifodalash mumkin:

$$\varepsilon^{re}(\vec{k},\omega)= \frac{1}{\pi}\int\frac{\varepsilon^{re}(\vec{k},\omega')}{\omega-\omega'}\,\mathrm{d}\omega' \quad (38)$$

(36) va (37) **Kramers -Kronig yoki dispersion munosabatlar deb ataladi.** Ular dielektrik singdiruvchanlikning haqiqiy va mavhum qisimarini bog’lovchi munosabatlar bo’lib, **muhitda elektromagnit nurlanishning sochilish va yutilish xarakteristikalarini bog’lovchi munosabatlardir.** Shunga o’xshash, muhitning boshga xarakterictikalari uchun dispersion munosabatlarni olish mumkin. Ammo, bunday munosabatlarni har bir kattalik uchun olishda, muhit-ning xususiyatlari inobatga olinishi kerak.

Kramers-Kronig munosabatlari elektrodinamikadagi eng umumiy formulalari bo’lib hisoblanadi. Ularni olishda faqat ikkita faraz qilindi:

1. Elektr induksiya vektorining biror “t” vaqt momentidagi qiymati, elektr maydonning shu vaqtgacha o‘tgan barcha vaqtlardagi qiymatlari bilan aniqlanadi deb oldik. Bu faraz, sababiyat prinsipi bilan mos tushadi.

2. Barcha funksiyalarni Furye integraliga yoyish mumkin deb hisobladik. Bu faraz barcha real fizik kattalik uchun o‘rinlidir. Kramers-Kronig munosabatlari muhim amaliy ahamiyatga ega. Tajribalarda nisbatan oson aniqlanishi mumkin bo’lgan yutilish xarakteristikalari (dielektrik singdiruvchanlikning mavhum qismi) orqali, sochlish xarakteristikalarini, (38) formula orqali tiklash mumkin.

4-savol bayoni: Fazoviy va vaqt dispersiyasiga ega bo’lgan muhitda elektromagnit

maydonlar.

Maksvell tenglamalarining ko‘ndalang elektromagnit to’lqin ko‘rinishidagi yechimi, fazoviy dispersiya mavjud bo’lganda, o‘rinli bo’lmay qoladi. Oldingi mavzulardan ma’lumki, muhitning bir jinsli emasligini xarakterlovchi masshtab, to’lqin uzunligi tartibida bo’lganda, dispersiya muhim bo’lib qoladi. Bunda fazoning biror nuqtasidagi induksiya, fazoning shu nuqtasini qurshab olgan qismidagi maydonga bog’liq bo’ladi. Bu holda, elektr **maydon kuchlanganligi va induksiya orasidagi bog’lanish nolokal deyiladi.**

Makroskopik elektrodinamikada fazoviy dispersiyani inobatga olish shart emas deb hisoblab kelingan. Haqiqatan ham, bir jinsli izotrop muhitlarda yuqori chastotali maydonlar nazariyasi, fazoviy dispersiyani inobatga olinmaganda ham juda yaxshi natijalar beradi. Ammo, bir qator muhitlarda (masalan, metall va yarmi o‘tkazgich-lardagi elektronlar gazi) xarakterli masofa $10^{-6}-10^{-7}$ si tartibida bo’ladi Bunday muhitlarda fazoviy dispersiyani hisobga olish, yangi effektlarga olib keladi. Bu holat, plazmada ham muhim ahamiyat kasb etadi.

Magnit xususiyatiga ega bo’lmagan bir jinsli izotrop muhitda, yuqori chastotali elektromagnit maydon masalasini ko‘rib chiqamiz. Muhit erkin zaryadlar va toklardan holi bo’lsin. Maksvell tenglamalarini, Furye metodi bilan yechamiz. Buning uchun, tenglamalarga kirgan kattaliklarni, Furye integraliga (elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektori uchun, bular (26)-(27) formulalarda keltirilgan) yoyamiz va ularni Maksvell tenglamalariga qo‘yib, quyidagi algebraik tenglamalar sistemasini topamiz:

$$\mathrm{i}\left[\vec{k}\vec{H}\left(\vec{k},\omega\right)\right] = -\,\mathrm{i}\,\frac{\omega}{c}\,\vec{D}\left(\vec{k},\omega\right) \qquad (40)$$

$$\mathrm{i}\left[\vec{k}\vec{E}\left(\vec{k},\omega\right)\right] = \mathrm{i}\,\frac{\omega}{c}\,\vec{B}\left(\vec{k},\omega\right) \qquad (41)$$

$$\left(\vec{k}\vec{D}\left(\vec{k},\omega\right)\right) = 0 \qquad (42)$$

$$\left(\vec{k}\vec{B}\left(\vec{k},\omega\right)\right) = 0 \qquad (43)$$

Bu yerda, $\vec{k}$ to’lqin vektor, $\vec{E}\left(\vec{k},\omega\right)$, $\vec{D}\left(\vec{k},\omega\right)$, $\vec{H}\left(\vec{k},\omega\right)$, $\vec{B}\left(\vec{k},\omega\right)$ **mos kattaliklarning Furye tasvirlari.** Shunday qilib, **xususiy hosilali differensial tenglamalarni chiziqli algebraik tenglamalarga keltirdik (Furye metodining mohiyati ham ana shundadir**). Bu tenglamalar $\vec{E}\left(\vec{k},\omega\right)$ va $\vec{D}\left(\vec{k},\omega\right)$, $\vec{H}\left(\vec{k},\omega\right)$ va $\vec{B}\left(\vec{k},\omega\right)$ orasidagi bog'lanishlar bilan to’ldirildi.

Dielektrik singdiruvchanlik $\vec{k}$ ga bog'liq bo’lganligi uchun, hatto izotrop muhitda ham, skalyar kattalik bo’la olmaydi. Chunki, maydon ta'sirida muhitda uning tarqalish yo'nalashi, qolgan yo'nalishlardan farq qiladi, ya'ni ajralgan yo'nalish paydo bo'ladi Shuning uchun, boshida izotrop bo'lgan muhit maydon ta'sirida anizotrop bo'lib qoladi. Uni xarakterlovchi kattaliklar tenzor kattalikka aylanadi. Masala simmetriysiga ko'ra, bu tenzorlar simmetrik bo'lishi kerak.

To'lqin vektori va Kroneker belgisi yordamida dielektrik singdiruvchanlikni aniqlovchi yagona simmetik tenzor quyidagi ko'rinishda yoziladi:

$$\varepsilon_{ij}(\vec{k},\omega)= \varepsilon_{\perp}(\vec{k},\omega)\left(\delta_{ij} - \frac{k_i k_j}{k^2}\right) + \varepsilon_{\parallel}(\vec{k},\omega)\ \frac{k_i k_j}{k^2} \qquad (44)$$

Agar, ajralgan yo'nalish sifatida z- o'qini tanlasak, (44) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{vmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\perp} \end{vmatrix} \qquad (45)$$

Shunday qilib, boshida izotrop bo'lgan muhit fazoviy dispersiya inobatga olinganda $\vec{k}$ ga nisbatan bo'ylama $\varepsilon_{\parallel}\ (\vec{k},\omega)$ va ko'ndalang $\varepsilon_{\perp}$ $(\vec{k},\omega)$ dielektrik singdiruvchalik bilan aniqlanar ekan. Agar, fazoviy dispersiyani inobatga olmasak, dielektrik singdiruvchanlik skalyar kattalikka o'tadi, ya'ni

$$\varepsilon_{\perp}(\omega) = \varepsilon_{\parallel}(\omega) = \varepsilon(\omega) \ \text{yoki} \quad \varepsilon_{ij}(\omega) = \varepsilon(\omega)\ \delta_{ij} \qquad (46)$$

Muhitni magnetik emas (μ = 1) deb, dielektrik singdiruvchanlik tenzori orqali elektr maydon kuchlanganligi va elektr induksiya vektorining Furye tasvirlari uchun, bog'lanish tenglamasini yozamiz:

$$\vec{D}_i(\vec{k},\omega) = \varepsilon_{ij}(\vec{k},\omega)\vec{E}_j \qquad (47)$$

Dispersiya qonunini topish uchun, (41) tenglamani $\vec{k}$ ga vektor ravishda ko'paytiramiz:

$$\left[\vec{k}\left[\vec{k}\vec{E}\right]\right] = \frac{\omega}{c}\left[\vec{k}\vec{B}\right]$$

Bu tenglamaning chap tomonidagi vektor ko'paytmani ochamiz:

$$k^2\vec{E} - \vec{k}\left(\vec{k}\vec{E}\right) = -\frac{\omega}{c}\left[\vec{k}\vec{B}\right]$$

(40) tenglamadan foydalanib, bu tenglamani qayta yozamiz:

$$k^2\vec{E} - \vec{k}\left(\vec{k}\vec{E}\right) = \frac{\omega^2}{c^2}\ \vec{D} \qquad (48)$$

Bu tenglamani vektorlarning komponentalari orqali yozamiz:

$$\left\{k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2}\ \varepsilon_{ij}\right\} E_j = 0 \qquad (49)$$

Bu yerda (47) bog'lanish tenglamasi inobatga olindi. (49) notrivmal yechimiga ega bo'lishi uchun

$$k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2}\ \varepsilon_{ij} = 0 \qquad (50)$$

Bo'lishi talab qilinadi. Bu tenglama topilishi lozirn bo'lgan dispersiya qonunini aniqlaydi. Elektromagnit to'lqin ta'sirida bo'lgan izotrop muhit uchun, dielektrik singdiruvchanlik parallel va perpendikulyar komponentalarga ega bo'lishini, ya'ni (44) ni inobatga olib, (50) ni ikkita tenglamaga ajratamiz:

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon_\perp(\vec{k},\omega) = 0 \qquad (51)$$

$$\varepsilon_\parallel(\vec{k},\omega) \equiv \varepsilon_{zz}(\vec{k},\omega) = 0 \qquad (52)$$

Bu yerda to'lqin tarqalish yo'nalishi sifatida z - o'qini tanladik. Bu holda, $\vec{k}_x = \vec{k}_y = 0$; $\vec{k}_z = k$.

Topilgan dispersion tenglamalar o'zaro bog'liq bo'lmagan tenglamalar bo'lib, fazoviy dispersiyaga ega bo'lgan muhitda bir-biriga bog'liq bo'lmagan, ikkita to'lq in jarayoni kechishini bildiradi. Ulardan biri, ko'ndalang to'lqinni tarqalishi bo'lib, (51) tenglama bilan aniqlanadi. Ikkinchisi esa, fazoviy dispersiyaga ega bo'lgan muhitga hos bo'lgan bo'ylama to'lqinning mavjudligiga ishora qiladi. Bu jarayon (52) dispersion tenglama bilan aniqlanadi. Ko'ndalang to'lqinda elektr maydon kuchlanganligi ikkita komponentaga ega (E_x, E_y), bo'ylama to'lqinda esa, faqat bitta (E_z) komponenta bor. Shuni ta'kidlash lozimtki, elektr induksiya vektori $\vec{D}$ (42) tenglamaga ko'ra, to'lqin tarqalish yo'nalishi $\vec{k}$ ga perpendikulyar yo'nalgan bo'ladi

Bo'ylama to'lqinning paydo bo'lishi, maydon ta'sirida muhitning qutblanishi bilan bog'liq. Fazoviy dispersiyaga ega bo'lgan muhitda zaryadlar muvozanatli, Ammo notekis taqsimilangan bo'lsin deb faraz qilamiz. Muhit bir jinsli bo'lmaganligi uchun, bu hol tabiydir. Maydon ta 'sirida zaryadlar taqsimotidagi muvozanat buziladi. Muvozanat holatdan chiqqan zaryadlar tebrana boshlaydi. Bu tebranishlar elastik muhitdagi tebranishlar bilan birday xossaga ega bo'ladi Bunday tebranishlar bo'ylama to'lqinlarning paydo bo'lishiga olib keladi.

Agar, muhit bir jinsli bo'lmasa, (44) tenglama quyidagi ko'rinishga o'tadi:

$$k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\,\varepsilon(\omega) = 0 \qquad (53)$$

Bu tenglama (51) bilan mos tushadi va muhitda tarqaluvchi ko'ndalang to'lqinlar chastotasi $\omega = \omega(\vec{k})$ ni yagona tarzda aniqlaydi. Shu vaqtda $\varepsilon_\parallel$ (46) ga asosan, nolga teng bo'lmaydi Bu holda, (50) tenglama-ning parallel tashkil etuvchiga tegishli qismi bajarilishi uchun, $E_\parallel = 0$ bo'lishi kerak. Demak, bunday muhitda chastotasi (51) dispersion qonuniyat bilan aniqlanuvchi faqat ko‘ndalang to’lqinlar tarqalashi mumkin.

5-savol bayoni: Vavilov-Cherenkov nurlanishi.

Shaffof muhitda juda katta tezlikda harakatlanayotgan zaryadlangan zarracha, m’alum sharoitlarda o‘ziga xos nur chiqarishi 1937 yilda P.A.Cherenkov va S.I.Vavilov tajribalarda kuzatilgan. Bu hodisaga I.F.Tamm va I.I.Frank tomonidan nazariy talqin berilgan. Bu nurlanish zaryadlangan zarrachaning harakati bilan bog'liq bo’lgan tormozlanish nurlanishidan tamoman farq qiladi. Tormozlanish nurlanishi, hakatdagi elektronning atomlar bilan to'qnashishi natijasida yuz beradi. Cherenkov hodisasida, harakatdagi zaryad maydoni ta’sirida nurni chiqaradi. Bu ikki nurlanish orasidagi farq, ayniqsa og'ir zarrachalar uchun yaqqol seziladi. Chunki, tormozlanish nurlanishining intensivligi, zaracha massasining kvadratiga teckari proporsional bo’lganligi, og'ir zarachalar uchun juda kichik bo’ladi Cherenkov nurlanishi esa, zarrachaning massasiga bog'liq emas.

Umuman olganda, muhitda harakatlanayotgan zaryad o'z energiyasini yo'qotishining bir necha mexanizmlari bor. Birinchidan, zaryadlangan zarracha atomlar bilan to'qnashish natijasida, sekinlashadi. Bunda tormozlanish nurlanishi sodir bo’ladi. Bu nurlanish yuqorida qayd qilganimizdek, massaning kvadratiga teskari proporsional bo’ladi va og'ir zarrachalar uchun juda kichik. Muhittda harakatlanayotgan zaryad moddaning atomlari bilan ta’sirlashishi natijasida, ularni qutblaydi. Ya’ni zaryad muhitda qandaydir maydon hosil qiladi. Bu maydon o'z navbatida, zaryadga ta’sir qilib, uning harakatini sekinlashtiradi. **Bunda zaryad energiyasining kamayishi, harakatni sekinlashtiruvchi kuchlarning ishiga teng bo’ladi. Bunday nurlanish qutblanish nurlanishi deyiladi. Chunki, sekinlashtiruvchi kuchni, qutblanish maydoni hosil qiladi.**

Yana bir ko'rinishdagi nurlanish bor. Agar, zaryadning harakat tezligi, to’lqinning faza tezligidan katta bo’lsa, qutblangan soha zaryad ketidan etib ulgurmaydi. Ya’ni, uchub borayotgan zaryad o'z ortida qutblangan sohani qoldirib ketadi. Bu sohada paydo bo’lgan qo'shmicha energiya, ko'ndalang to’lqin ko'rinishida tarqaladi. **Nurlanishning bu manbay Cherenkov nurlanishi deb ataladi**. Bu nurlanish zaryadning sekinlashishi bilan bog'liq bo’lmasdan , muhitning nurlanishi ekanligini yana bir marta ta'kidlaymiz.

Oddiy mulohazalar yordamida bu nurlanish mohiyatini aniqlashga harakat qilamiz. Shaffof muhitda tarqalayotgan elektromagnit to'lqinning, to'lqin vektori va chastotasi orasidagi bog'lanish $\omega = \frac{ck}{n(\omega)}$ formula bilan aniqlanadi. Bu yerda n- muhitning sindirish ko'rsatgichi bo'lib, shaffof muhitlar uchun, haqiqiy bo'ladi Boshqa tomondan, zarrachaning harakat yo'nalishida maydonning Furye tasvirining chastotasi $\omega = k_x\vec{\vartheta}$ munosabat bilan aniqlanadi. Bu maydon muhitda erkin tarqalishi uchun, $\omega = \frac{ck}{n(\omega)}$ va $\omega = k_x\vec{\vartheta}$ munosabatlar bir-biriga zid bo'lmasligi kerak. k > k_x ekanligini inobatga olsak,

$$\vec{\vartheta} > \frac{c}{n(\omega)} \qquad (54)$$

shart bajarilishi lozimligi kelib chiqadi. Bu yerda $\vec{\vartheta}$ – zarrachaning tezligi. Shunday qilib, zarrachaning tezligi ω chastotali to'lqinning faza tezligidan katta bo'lganda, shu chastotada nurlanish sodir bo'ladi

Zarrachaning harakat yo'nalishi va nurlanish yo'nalishi orasidagi burchak θ bo'lsin. Ikki yo'l bilan olingan to'iqin vektorning harakat yo'nalishiga proeksiyalari k_x= kcosθ= n$(\omega)\omega$cos$\frac{\theta}{c}$ va $k_x = \frac{\omega}{\vartheta}$ ni taqqoslab, quyidagi tenglikni olamiz:

$$\cos\theta = \frac{c}{\vartheta n(\omega)} \qquad (55)$$

Bunga asosan, har bir chastotadagi nirlanishga aniq burchak mos keladi. Nurlanish oldinga (zarrachaning harakat yo'nalishi) bo'lib, (55) ifoda bilan aniqlanuvchi θ- burchakli konusning sirti bo'ylab tarqaladi. Bunday nurlanishning burchak va chastota bo'yicha taqsimotlari bir - biri bilan aniq bog'lanishda bo'ladi

Endi nurlanish maydonini hisoblashga o'tamiz. Hisoblashlarni soddalashtirish maqsadida, harakat davomida zarrachaning tezligi, kattaligi va yo'nalishi bo'yicha o'zgarmaydi deb qaraymiz. Ya'ni uning tezligining o'zgarishini inobatga olmaymiz. Muhitni shaffof deb hisoblaymiz. Bu holda dielektrik singdiruvchanlikning mavhum qismi nolga teng bo'ladi

Zaryadlangan nuqtaviy zarrachaning tekis harakatiga mos keluvchi tok zichligini quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{j} = e\vec{\vartheta}\delta\left(\vec{r} - \overrightarrow{\vartheta t}\right) \qquad (56)$$

Bu hol uchun, Maksvell tenglamalarini yozamiz:

$$\text{got}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} \qquad (57)$$

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} + \frac{4\pi e\vec{\vartheta}}{c}\delta\left(\vec{r} - \overrightarrow{\vartheta t}\right) \qquad (58)$$

Bu yerda μ = 1 deb olindi. Bu tenglamalarni yechish uchun, Furye metodidan foydalanamiz. (57), (58) tenglamalarga kirgan boshqa kattaliklarning o'rniga, ularning Furye integrallarini qo'yarniz. Natijada Furye komponentalari uchun quyidagi algebraik tenglamalarni olamiz

$$i[\vec{k}\vec{E}(\vec{k},\omega)] = i\frac{\omega}{c}\vec{H}(\vec{k},\omega) \qquad (59))$$

$$i[\vec{k}\vec{H}(\vec{k},\omega)] = -i\frac{\omega}{c}\vec{D}(\vec{k},\omega) + \frac{4\pi}{c}\vec{j}(\vec{k},\omega) \qquad (60)$$

Bu yerda (49) tenglamani olgandagi kabi yo'l tutib, quyidagi algebraik tenglamani hosil qilamiz:

$$\left\{k^2\delta_{ij} - k_i k_j - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{ij}\right\}E_j = i\frac{4\pi\omega}{c^2}j_i \qquad (61)$$

Bu yerda

$$\vec{j}(\vec{k},\omega) = 2\pi e\vec{\vartheta}\delta(\omega - \vec{k}\vec{\vartheta}) \qquad (62)$$

tok zichligining Furye komponentasi. Izotrop muhitlarda ε_{ij} ni (44) ko'rinishda yozish mumkinligidan foydalanib, (61) tenglamani qayta yozamiz. So'ngira, almashtirishlardan keyin, maydonning Furye tasviridan, real maydon $\vec{E}(\vec{r}$,t) ga o'tamiz.

Bunda maydonni ikki qisiga ajratamiz. Birinchi qism, birinchi had bilan bog'liq bo'lib, quyidagiga teng bo'ladi:

$$\vec{E}_1 = -\frac{ie}{2\pi^2}\int\frac{d\vec{k}}{k^2}\frac{\vec{k}}{\varepsilon_{\parallel}(\vec{k},\vec{k}\vec{\vartheta})}\exp[i(\vec{k}\vec{r} - \vec{k}\vec{\vartheta}t)] \qquad (63)$$

Bu yerda tok zichligining Furye tasviri (62) ni inobatga olib, ω bo'yicha integralni hisobladik. $\varepsilon_{\parallel}(\vec{k},\vec{k}\vec{\vartheta})$ dielektrik singdiruvchanlik $\varepsilon_{\parallel}(\vec{k},\omega)$ ning $\omega = \vec{k}\vec{\vartheta}$ dagi qiymati. $\boldsymbol{\vec{E}_1}$ **ni uchib ketayotgan zaryadlangan zarracha hosil qiladi. Bu maydon o'z navbatida, zaryadga ta'sir ko'rsatadi. Bunda zaryad o'z energiyasini kamaytiradi. Bu energiya bo'ylama qutblanishni paydo bo'lishiga sarf bo'ladi**

Endi ikkinchi hadni ko'rib chiqamiz. Bu holda $\vec{E}_1$ ni hisoblashdagi amallarni bajarib, $\vec{E}_2$ ni aniqlaymiz:

$$\vec{E}_2 = -\frac{ie}{2\pi^2}\int d\vec{k}\frac{(\vec{k}\vec{\vartheta})}{k^2}\frac{k^2\vec{\vartheta} - \vec{k}(\vec{k}\vec{\vartheta})}{k^2c^2 - (\vec{k}\vec{\vartheta})^2\varepsilon_{\perp}(\vec{k},\vec{k}\vec{\vartheta})}\exp[i(\vec{k}\vec{r} - \vec{k}\vec{\vartheta}t)] \qquad (64)$$

Bu maydonning zarracha ustida bajarayotgan ishi va mos ravishda, energiyaning kamayishi, Cherenkov nurlanishini aniqlaydi. Bunda muhitda ko'ngdalang **elektromagnit to'lqin hosil bo'ladi, ya'ni qutblangan muhit nurlanadi.**

Fazoviy dispersiyani hisobga olish ikki xil tabiatga ega bo'lgan maydonlarni bir-biridan ajtatish ikoniyatini berdi. Agar, muhit fazoviy dispersiyaga ega emas deb qarasak, yuqorida olingan natijalar o'z kuchini saqlaydi. Faqat maydon uchun olingan ifodalarda

$$\varepsilon_{\perp}(\vec{k},\vec{k}\vec{\vartheta}) = \varepsilon_{\parallel}(\vec{k},\vec{k}\vec{\vartheta}) = \varepsilon(\vec{k}\vec{\vartheta}) \quad (65)$$

deb hisoblash kerak.

Cherenkov- Vavilov nurlanishining asosiy xossalarini sanab o'tamiz:

1. **Bu nurlanish uchun chegaraviy tezlik mavjud. Zarrachaning muhitdagi tezligi, $\vartheta > \vartheta_{ch} = \frac{c}{n}$ shartni qanoatlantirganda, bunday nurlanish paydo bo'ladi;**
2. **Nurlanish zarrachaning massasiga bog'liq emas;**
3. **Nurlanish spektri elektromagnit to'lqinlarning ko'rish va ultrabinafsha sohasiga to'g'ri keladi. Bundan, qisqa to'lqinlar uchun n< 1 bo'lib qoladi va nurlanish bo'lmaydi;**
4. **Berilgan nuqtada paydo bo'ladigan nurlanish uchi, zarracha turgan nuqtada bo'lgan va burchagi**

   $$\cos\theta = \frac{c}{n\vartheta}$$

   konusning sirti bo'ylab, zarrachaning harakat yo'nalishida tarqaladi.

Baholashlar shuni ko'rsatadiki, Cherenkov-Vavilov nurlanishi hisobiga, zarracha energiyasining kamayishi, hamma mexanizmlar hisobiga energiya yo'qotilishining faqat 0,1% ni tashkil qiladi. Shunga qaramasdan, bu tipdagi nurlanishning yuqorida qayd qilingan xossalari, uni barcha nurlanishlar ichidan ajratib olish ikoniyatini beradi. Bu effect, elementar zarrachalarni qayd qiluvchi o'ta sezgir asbob – Cherenkov sanog'chisini yaratilishiga asos bo'lgan.

26 -MAVZU: Nochiziqli elektrodinamika. Nochiziqli dielektrik singdiruvchanlik. Ikkinchi va uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.

REJA:

1. **Nochiziqli elektrodinamika. Nochiziqli dielektrik singdiruvchanlik.**
2. **Ikkinchi va uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.**

TAYANCH SO"Z VA IBORALAR

Nochiziqli bog'lanish, nochiziqli elektrodinamika, nochiziqli effektlar, kristall panjara, yoruglik spektri, **g'alayon,** qator, segneto-elektrik, spontan, lazer, **ikkinchi va uchinchi tartibli kirituvchanlik,**

rangli tenzorlar, inversiya operatsiyasi, to'lqin tug'ilishini (generatsiya) superpozitsiya, ikkinchi garionika, **Blombergen,** qattiq jism, soliton, yakkalangan nochiziqli to'lqin, **to'lqin kollapsi,** faza tezligi, parabolik to'lqin, **diffraksion uzunlik - Reley uzunligi, Shredinger tenglamasi**

1-savol bayoni: Nochiziqli elektrodinamika.

Nochiziqli dielektrik singdiruvchanlik.

Shu vaqtgacha dielektriklarda ko'rilgan elektromagnit maydon nazariyasi **elektr induksiyasi vektori $\vec{D}$ va elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ($\vec{B}$ va $\vec{H}$ mos ravishda) orasidagi bo'glanish chiziqli deb qaralgan. Maydon intensivligi katta bo'lganda, bog'lanish nochiziqli bo'ladi.** Bu holda paydo bo'ladigan hodisalarni o'rganish uchun, yuqorida ko'rilgan nazariya umumlashtirilishi lozim. Muhit parametrlari va maydon kattaliklari qanday bo'lganda, nazariyani bunday umumlashtirishga zaruriyat paydo bo'lishini baholab ko'ramiz.

Bundan keyin, yoruglik uchun shaffof dielektriklarni ko'ramiz. Bunday muhitda yorug'likning tarqalish masofasi yetarlicha katta bo'ladi Muhitda to'lqin tarqalishi davomida bir qator effektlar to'planish xususiyatiga ega. Masalan, to'lqin tarqalishida dispersiya, nochiziqlilik va so'nishning ta'siri shular jumlasiga kiradi. Ya'ni, bu effektlar nisbatan kichik bo'lmasada, to'lqin tarqalishi davomida to'planib borib, katta effektlarga olib kelishi mumkin. Kristall panjara doimiysi $a \approx 3 \cdot 10^{-8}$ sm, yoruglik spektrining ko'rish sohasidagi to'lqin uzunligi λ ~ 5· 10^{-5}sm. Demak, $a \ll \lambda$ bo'lganligi uchun, kristallni uzluksiz muhit deb qarash mumkin. Amalda erishib bo'ladigan elektr maydon qiymati 10^{6} V/sm tartibidadir. Maydonning bunday qiymatlarida, dielektrik buziladi, u teshilib o'tkazgichga aylanadi. Muhitning dielektriklik xossasi buzulmasligi uchun, tashqi maydon $10^{6}\ \mathrm{V/sm}$ dan kichik bo'lishi kerak. Atom ichidagi maydon 10^{9}V/sm tartibida bo'lganligi uchun, **tashqi maydonni kuchsiz g'alayon deb** qarash mumkin. Shunday qilib, biz koradigan masalalarda tashqi maydon kuchlanganligi hali ham kichik ekan. Ammo, yuqorida ta'kidlaganimizdek, yig'ilish tabiatiga ega bo'lgan effektlar borligini nazarda tutsak, qutblanish vektorini tashqi maydon kuchlanganligining darajalari bo'yicha yoyilgan qatorda, maydonning birinchi darajasidan yuqori hadlarni ham, inobatga olish kerak bo'ladi

Birlik hajmdagi dipol momenti -qutblanish vektori $\vec{P}(\vec{r},t)$ ni faqat shu nuqtadagi va shu vaqt momentidagi elektr maydon $\vec{E}$ ga bog'liq deb olamiz:

$$P_a(\vec{r},t) = F_a\left(\vec{E}(\vec{r},t)\right)$$

Boshqacha qilib gapirsak, to'lqinning tarqalish tezligi chekli bo'lishi bilan bog'liq bo'lgan kechikish vaqtini hisobga olmaymiz. Qutblanish vektorini tashqi elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ ning darajalari bo'yicha qatorga yoyib, bir necha hadlar bilan chegaralanamiz:

$$P_a(\vec{r},t)= P_a^{(0)} + \sum_\beta \left(\frac{\partial P_a}{\partial E_\beta}\right) E_\beta + \frac{1}{2!}\sum_{\beta,\gamma}\left(\frac{\partial^2 P_a}{\partial E_\beta \partial E_\gamma}\right) E_\beta E_\gamma + \frac{1}{3!}\sum_{\beta,\gamma,\delta}\left(\frac{\partial^3 P_a}{\partial E_\beta \partial E_\gamma \partial E_\delta}\right) E_\beta E_\gamma E_\delta \qquad (1)$$

Bu yerda $a = \{x, y, z\}$

Ko'pgina dielektrik muhitlar uchun, birinchi had nolga teng bo'ladi Segnetoelektriklar bundan mustasno, chunki ularda tashqi maydon bo'lmaganda ham, faza o'tishlar hisobiga, spontan holda (o'z-o'zidan) dipol momenti paydo bo'ladi

Bundan keyin bizni, vaqt va fazoda sodir bo'luvchi nochiziqli hodisalar qiziqtiradi. Ular, masalan lazer (katta intensivlikdagi yorug'lik manbayi) maydon ta'sirida yuzaga kelishi mumkin. Qator (1) dagi ikkinchi, uchinchi va keyingi hadlar fazo va vaqtda o'zgaruvchi maydonlarning ta'sirini aniqlaydi. Bu qatorni quyidagi ko'rinishda yozib olamiz:

$$P_a(\vec{r},t)= P_a^{(0)} + \sum_\beta \chi_{\alpha\beta}^{(1)} E_\beta + \frac{1}{2!}\sum_{\beta,\gamma}\chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} E_\beta E_\gamma + \frac{1}{3!}\sum_{\beta,\gamma,\delta}\chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)} E_\beta E_\gamma E_\delta \qquad (2)$$

Bu yerda $\chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)}$ uchinchi va $\chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)}$ to'rtinchi rangli tenzorlar bo'lib, mos **ravishda ikkinchi va uchinchi tartibli kirituvchanlik (dielektrik kirituvchanlik) yoki qutblanish koeffitsienti deb ataladi**. $\chi_{\alpha\beta}^{(1)}$ esa, ikkinchi rangli tehzor bo'lib, dielektriklarning chiziqli (oddiy) nazariyada kirituvchanlikni (qutblanish koeffitsientini) beradi. Izotrop muhitlarda (gaz, syuqlik) bu tenzor diagonal ko'rinishni qabul qiladi:

$$\chi_{\alpha\beta}^{(1)} = \chi^{(1)}\delta_{\alpha\beta}$$

$\vec{P}$ va $\vec{E}$ qutb, ya'ni inversiya operatsiyasiga ($\tau \to -\tau$) nisbatan toq (qutb) vektorlar bo'lgani uchun, $\chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)}$ inversiya markazi bo'lmagan muhitlarda (gazlar, suyuqliklar, Si, Ge tipdagi yarmi o‘tkazgichlar va boshqa kristallar) nolga teng bo’ladi

Qutblanish vektorini ikki qisiga ajratish mumkin:

$$P_a(\vec{r},t) = P_a^{(ch)}(\vec{r},t) + P_a^{(nch)}(\vec{r},t) \tag{3}$$

Dielktrik singdiruvchanlik tenzori

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + 4\pi\chi_{\alpha\beta}(\vec{E}) \tag{4}$$

Biz ko‘rayotgan model sodda bo’lib, tashqi elektromagnit maydonda muhitning javobi oniy tarzda bo’ladi Real hollarda, allbatta, kechikish mavjud bo’ladi. Shu bilan birga, bog’lanish tenglamasi fazo bo’yicha ham nolokal xarakterga ega bo’ladi. Bunday holda, $P_a^{(nch)}(\vec{r},t)$ ning nochiziqli qismi uchun, umumiy ifodani quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$P_\alpha^{(nch)}(\boldsymbol{r},t) = \sum_{\beta\gamma}\int d\boldsymbol{r}_1 d\boldsymbol{r}_2 dt_1 dt_2 \chi^{(2)}_{\alpha\beta\gamma}(|\boldsymbol{R}_1|,\tau_1;|\boldsymbol{R}_2|,\tau_2)\times$$
$$E_\beta(\boldsymbol{r}_1,t_1)E_\gamma(\boldsymbol{r}_2,t_2) + \sum_{\beta,\gamma,\delta}\int d\boldsymbol{r}_1 d\boldsymbol{r}_2 d\boldsymbol{r}_3 dt_1 dt_2 dt_3 \times$$
$$\chi^{(3)}_{\alpha\beta\gamma\delta}(|\boldsymbol{R}_1|,\tau_1;|\boldsymbol{R}_2|,\tau_2;|\boldsymbol{R}_3|,\tau_3)E_\beta(\boldsymbol{r}_1,t_1)E_\gamma(\boldsymbol{r}_2,t_2)E_\delta(\boldsymbol{r}_3,t_3) \tag{5}$$

Bu yerda $\vec{R}_i = \vec{r} - \vec{r}_1$, τ_i= t - t_1

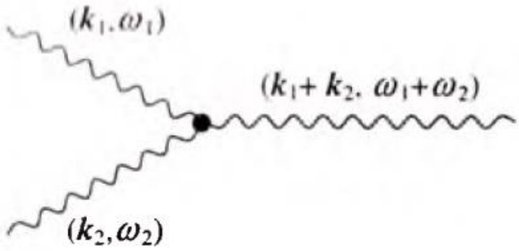
Nochiziqli kirituvchanlikning chastotaga bog‘lanishini analiz qilish uclmun, Furye integrali metodini tatbiq qilamiz. Elektr maydon kuchlanganligi $\vec{E}$ nochiziqli kirituvchanlik $\chi^{(2)}$va $\chi^{(3)}$ larning Furye integrallarini (5) ga qo‘yib, quyidagini hosil qilamiz:

$$P_\alpha^{(nch)}(\boldsymbol{r},t) = \frac{1}{(2\pi)^8}\int d\boldsymbol{k}_1 d\boldsymbol{k}_2 d\omega t_1 d\omega_2 \exp[i(\boldsymbol{k}_1+\boldsymbol{k}_2)\boldsymbol{r} - i(\omega_1+\omega_2)t]\times \tag{6}$$
$$\sum_{\beta\gamma}\chi^{(2)}_{\alpha\beta\gamma}(\boldsymbol{k}_1,\omega_1;\boldsymbol{k}_2,\omega_2)E_\beta(\boldsymbol{k}_1,\omega_1)E_\gamma(\boldsymbol{k}_2,\omega_2) + \ \ldots .$$

Bu ifodaning o‘ng tomoniga fizik ma’no berish mumkin. Birinchi had to’lqin vektorlari va chastotalari mos ravishda ($\vec{k}_1, \omega_1$) va ($\vec{k}_2, \omega_2$,) bo’lgan ikkita yassi to’lqining nochiziqlilik hisobiga aralashishi natijasida, to’lqin vektori $\vec{k}$= $\vec{k}_1$+$\vec{k}_2$ va chastotasi $\omega = \omega_1 + \omega_2$ bo’lgan uchinchi to’lqinning tug‘ilishini (generatsiyasi) ifodalaydi. Bu jarayon 1-rasmda sxematik ravishda tasvirlangan. (6) da yozilmagan yuqori tartibdagi hadlar ustida keyingi mavzularda to'xtalib o'tamiz.

Real to’lqin ikkita eksponentaning superpozitsiyasi bilan aniqlanadi:

$$E_\beta^{(a)}(\vec{r},t) = \frac{1}{2}E_\beta^{(a)}\left[exp\left[i\left(\vec{k}_a\vec{r} - \omega_a t + \varphi_a\right)\right] + k.q.\right] =$$
$$E_\beta^{(a)} cos\vec{k}_a\vec{r} - \omega_a t + \varphi_a \tag{7}$$



1-rasm.

Bu maydonning Furye tasviri quyidagicha yoziladi

$$E_\beta^{(a)}(\vec{k},\omega)=\frac{1}{2}E_\beta^{(a)}\left[exp[(i\varphi_a)\delta(\vec{k}-\vec{k}_a)\delta(\omega-\omega_a)]+k.q.\right] \quad (8)$$

Bu yerda " k.q" ifodaning kompleks qo'shmasini bildiradi.

Kvadratik nochiziqlikga ega bo'lgan muhitda, ikkita to'lqin tarqalayotgan bo'lsin:

$$E_\beta(,t)=E_\beta^{(a)}cos(\vec{k}_a\tau-\omega_a t+\varphi_a)+E_\beta^{(b)}cos(\vec{k}_b\vec{r}-\omega_b t+\varphi_a) \quad (9)$$

Bu holda quyidagi jarajonlar kechishi mumkin:

1. Ikkita to'lqindan birortasi, masalan (a) to'lqinning o'z-o'ziga ta'siri. Bunda ikki hol bo'lishi mumkin:

a) to'lqin o'z – o'zi bilan qo'shilib, ikkinchi garionika to'lqini puydo bo'ladi, ya'ni

$$E_\beta^{(a)}E_\gamma^{(a)}\rightarrow\vec{k}_a+\vec{k}_a=2\vec{k}_a \qquad \omega_a+\omega_a=2\omega$$

b) to'lqin o'z - o'zini yo'qotadi, ya'ni

$$E_\beta^{(a)}E_\gamma^{(a)}\rightarrow\vec{k}_a-\vec{k}_a=0 \qquad \omega_a-\omega_a=0$$

Bu holda, fazoda bir jinsli va vaqt bo'yicha o'zgarmas elektr maydon hosil bo'ladi

2. Bu jarayonlar (b) to'lqin uchun ham o'rinli.

3. (a) va (b) to'lqinlarning o'zaro ta'sirlashuvi $\left\{E_\beta^{(ab)}E_\gamma^{(ba)}\right\}$ yuz beradi. Bunda dipol momentiga nochiziqli hissa qo'shuvchi yig'indi va ayirmai chastotali to'lqinlar hosil bo'ladi:

$$\{\pm(\vec{k}_a\pm\vec{k}_b),\pm(\omega_a\pm\ \omega_b)\}$$

Uchinchi tartibli nochiziqligi ega bo'lgan muhitlarda yuqoridagidan murakkabroq, ya'ni to'lqinlanming o'z- o'ziga ta'siri va uchta to'lqinning bir-biri bilan nochiziqli ta'sirlashuvi kabi jarayonlar sodir bo'ladi

Nochiziqli kirituvchanlikning chastotaga bog'lanishi sodda modelda **Blombergen** tomonidan ko'rib chiqilgan.

$\chi^{(2)}$ va $\chi^{(3)}$ kattaliklarning qiymatlarini tartibini baholaymiz.

Atom ichidagi maydonni E_a orqali belgilaymiz:

$$\chi^{(2)}_{\alpha\beta\gamma} \to \left(\chi^{(2)}\right) \sim \frac{\langle\chi^{(1)}\rangle}{E_a} \quad \text{va} \quad \chi^{(3)}_{\alpha\beta\gamma\delta} \to \langle\chi^{(3)}\rangle \sim \frac{\langle\chi^{(1)}\rangle}{E_a^2}$$

$\langle \dots \rangle$ o‘rtacha qiymatni bildiradi. Qattiq jismlar uchun $\langle\chi^{(1)}\rangle$ ~ 0,1÷1 $E_a \sim 10^9$ V/si. Tashqi maydonning maksimal qiymati E ~ 10^6 V/ sm. U holda, $\langle\chi^{(2)}\rangle \approx 10^{-8}$- 3· 10^{-7} CGSE va $\langle\chi^{(3)}\rangle \approx 10^{-13}$CGSE deb baholash mumkin. Bu baholashlar ko'rilayotgan effektlar kichik bo’lgan holda, g‘alayonlar nazariyasini tadbiq qilish mumkinligini ko‘rsatadi. Ammo, muhitning nochiziqliligi kichik bo’lishiga qaramasdan, maydonning tarqalish masofasi va vaqti yetarlicha katta bo’lganda, uning to’lqinga ta’siri yig‘ilib boradi va pirovardida kuzatiladigan effektlarga olib keladi.

Endi vuqorida qayd qilingan to’lqin dastalarining o‘z - o‘ziga ta'siri natijasida, ikkinchi garionikaning generatsiyasi, solitonlarning (zarracha xossasiga ega bo’lgan yakkalangan nochiziqli to’lqin) paydo bo’lishi va **to’lqin kollapsi** kabi fundamental jarayonlarni ko'rishga o'tainiz.

2-savol bayoni: Ikkinchi va uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.

Ikkinchi garmonikaning generatsiyasi.

Avval kvadratik nochiziqli muhitda, amplitudalari sekin o'zgaruvchl to’lqinlar uchun, tenglamalarni keltirib chiqaramiz. Buning uchun, Maksvell tenglamalarini yozamiz:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}, \qquad \text{div}\vec{B} = 0$$

$$\text{rot}\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}, \qquad \text{div}\vec{D} = 0$$

Bu tenglamalarning birinchisidan rotor olib, uchinchi tenglama yordamida undan, magnit maydonini yo‘qotamiz. Natijada elektr maydon uchun quyidagi tenglamalar sistemasini olamiz:

$$-\Delta\vec{E} + \text{grad div}\vec{E} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2} \qquad (10)$$

$$\text{div}\vec{D} = 0. \qquad (11)$$

Bu yerda muhit dielektrik bo’lganligi uchun, magnit singdiruvchanlik μ =1 deb oldik.

To’lqinning elektr maydonini Furye integraliga yoyamiz:

$$E_\alpha(\vec{r},t) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} E_\alpha(\vec{r},\omega)$$

Buni (10) va (11) ga qo'yib, quyidagini hosil qilarniz:

$$\text{div}\left(\varepsilon(\omega)\vec{E}(\vec{r},\omega)\right) = -4\pi\text{div}\,\vec{P}^{(nch)}(\vec{r},\omega) \qquad (12)$$

$$\Delta\vec{E}(\vec{r},\omega) - grad\left(div\vec{E}(\vec{r},\omega)\right) + \frac{\omega^2\varepsilon(\omega)}{c^2}\vec{E}(\vec{r},\omega) = \frac{4\pi\omega^2}{c^2}\vec{P}^{(nch)}(\vec{r},\omega)$$
(13)

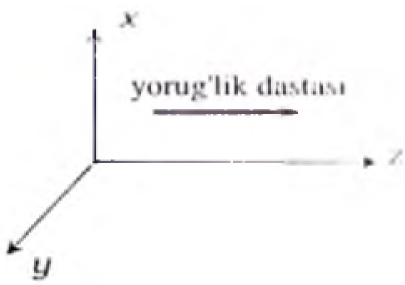
Bu yerda $\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}$ bog'lanish umumiy xarakterga ega ekanligini va $\vec{P} = \vec{P}^{(ch)} + \vec{P}^{(nch)}$ ni inobatga oldik.

Chastotasi ω_1 va to'lqin vektori k_1 bo'lgan lazer hosil qilayotgan yorug'lik dastasining muhitga ta'sirini ko'rib chiqamiz. Asosiy garionikadagi nurlanish intensivligini pasayishini inobatga olmaslik uchun, ikkinchi garionikaning intensivligini kichik deb faraz qilamiz. Masalaning geometriyasi 2- rasmda tasvirlangan. Hisoblashlardan va almashtirishlardan keyin, boshlang'ich funksiya va o'zgaruvchilarga qaytamiz:

$$E(z,\omega_2) = iE(\omega_1)\mathrm{th}\left(\frac{z}{L_c}\right)$$

$$E(z,\omega_1) = E(\omega_1)\mathrm{sech}\left(\frac{z}{L_c}\right), \quad \varphi_1 = 0, \ \ \varphi_2 = \frac{\pi}{2} \qquad (14)$$

Bu yerda E(z,ω) koordinata z ning rovon o'zgaruvchi funksiyasi.



2-rasm.

Bu natijalardan ko'rinib turibdiki, z - ortishi bilan, asosiy garmonikaning hamma intensivligi, ikkinchi garmonikaga o'tadi.Yuqorida ta'kidlanganidek, nochiziqli qutblanishning hissasi juda kichik bo'lishiga qaramasdan, kuchsiz g'alayon uzoq masofalarda yoki katta vaqtlarda to'planib boradi va pirovardida, katta effektlarga olib keladi. 1963 yili o'tkazilgan tajribada, lazerdan chiqayotgan qizil nur dastasi KDP kristallidan o'tkazilganda havo rangga aylanganligi kuzatilgan.

Asosiy garmonikaning genergiyasi, ikkinchi garmonika to'liq o'tishi, yuqorida asosiy garmonikaning energiyasini o'zgarmaydi deb qilingan farazga zid. Shu sababli, olingan natijalar katta masofalar va katta vaqtlar uchun, tatbiq qilib bo'lmaydi. Nazariya mukamal bo'lishi uchun, yuqoridagi tenglamalarni olishda, asosiy garmonika-ning energiyasini kamayishini hisobga olish kerak. Ammo, yuqorida ishlab chiqilgan nazariya sifat jihatidan, tajriba natijalari bilan yaxshi mos tushadi.

Yuqorida ko'rilganga o'xshash bir qator boshqa ta'sirlashishlar ham bor. Masalan, chastotasi va to'lqin vektorlari mos ravishda $\omega_1, \vec{k}_1$ va $\omega_2, \vec{k}_2$ bo'lgan ikkita lazer nurlarining ta'sirlashishi natijasida, chiqishda chastotasi $2\omega_1 - \omega_2$ va to'lqin vektori $2\vec{k}_1 - \vec{k}_2$ bo'lgan to'lqin hosil bo'lishini kuzatish mumkin.

Uchinchi tartibli nochiziqli effektlar.

Uchunchi tartibli nochiziqli effektlar qutblanish vektorining yoyilmasida

$$P_a(\vec{r},t) = P_a^{(0)} + \sum_\beta \left(\frac{\partial P_a}{\partial E_\beta}\right) E_\beta + \frac{1}{2!}\sum_{\beta,\gamma}\left(\frac{\partial^2 P_a}{\partial E_\beta \partial E_\gamma}\right) E_\beta E_\gamma + \frac{1}{3!}\sum_{\beta,\gamma,\delta}\left(\frac{\partial^3 P_a}{\partial E_\beta \partial E_\gamma \partial E_\delta}\right) E_\beta E_\gamma E_\delta$$

(1), elektr maydon kuchlanganligi bo'yicha uchinchi darajali hadlar bilan bog'liq. Izotrop muhitlar uchun $\chi^{(2)}$ ikkinchi tartibli effektlar kuzatilmaydi. Bu holda induksiya vektori $\vec{D}$ ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin:

$$\vec{D} = \left(\vec{D}^{(ch)} + \vec{D}^{(nch)}\right) = \varepsilon\vec{E} + \alpha\left|\vec{E}\right|^2\vec{E} \tag{15}$$

$\alpha = \chi^{(3)}$ Bu ifodani Maksvell tenglamasiga qo'yamiz:

$$\text{rot rot}\vec{E} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2} = 0 \tag{16}$$

$$\text{div}\vec{D} = 0 \tag{17}$$

Bu tenglamalarning $\vec{E} = \vec{E}_0 exp\left[i\left(\vec{k}\vec{r} - \omega t\right)\right]$, (yassi monoxromatik to'lqin) ko'rinishidagi aniq yechimii mavjud. Bu yechimini (16) tenglamaga qo'yib, quyidagi bog'lanishni hosil qilamiz:

$$\vec{D} = \left(\varepsilon + \frac{2c^2\eta}{\omega^2}\left|\vec{E}_0\right|^2\right)\vec{E}$$

Bu yerda

$$\eta = \frac{\omega^2\alpha}{2c^2}, \quad k^2 = \frac{\omega^2\varepsilon}{c^2} + 2\eta\left|\vec{E}_0\right|^2 \tag{18}$$

Chiziqli masaladagi yassi to'lqin ko'rinishidagi yechimidan, bu yechimining farqi shundaki, to'lqinning faza tezligi $\vartheta_\varphi = \frac{\omega}{k}$ dielektrik singdiruvchanlik bilan bir qatorda, to'lqin amplituda $\vec{E}_0$ ga ham bog'liq. Agar, $\eta > 0$ bo'lmasa, faza tezligi amplituda ortishi bilan, kamayadi. **Bunda muhit fokuslovchi** deyiladi. Agar $\eta < 0$ bo'lmasa, amplituda ortishi bilan, tezlik ortadi va **muhit defokuslovchi**

(yoyuvchi) deyiladi

Shu bilan birga, (17) tenglamadan div$\vec{E}$ = 0 kelib chiqadi. Demak, bu holda ham, chiziqli nazariyadagi kabi, maydon ko‘ndalang ekan. Maksvell tenglamalaridan uchinchi darajali nochiziqlikga ega bo’lgan muhitda yorug‘lik to’lqinining elektr maydoni uchun to’lqin tenglamasini olish mumkin. Buning uchun, (16) va (17) tenglamalar-ning echminini amplituda rovon o‘zgaruvchi yassi to’lqin ko‘rinishida qidiramiz:

$$\vec{E} = \vec{E}_0(\vec{r}, t)e^{i(k_0 z-\omega t)} \tag{19}$$

Bu yerda $\vec{E}_0(\vec{r}, t)$ to’lqin tarqalish yo'nalishidagi koordinataning va vaqtning ($\frac{2\pi}{k_0}$ tartibidagi masofalarda va $\frac{2\pi}{\omega_0}$ tartibidagi vaqt oralig’ida) rovon o'zgaruvchi funksiyasi. (19) ni Maksvell tenglamalariga qo'yamiz va bir qator soddalashtirishlarni bajaramiz.

Birinchi soddalashtirishni ko’rib chiqamiz:

$$\text{rotrot}\vec{E} = \text{graddiv}\vec{E} - \Delta\vec{E} \approx -\Delta\vec{E}$$

Bu tenglikda birinchi hadni tashlab yubordik. (17) tenglamadan foydalanib, bu yaqinlashish o ‘rinli ekanini ko‘rish mumkin. Haqiqatan ham, div$\vec{D}$ = 0 tenglamadan

$$\text{div}\left(\varepsilon\vec{E} + \frac{2c^2\eta}{\omega^2}\left|\vec{E}_0\right|^2\vec{E}\right) = 0$$

deb yozish mumkin. Bundan

$$\text{div}\vec{E} = -\frac{2c^2\eta}{\varepsilon\omega^2}div\left(\left|\vec{E}_0\right|^2\vec{E}\right) \sim \delta^2$$

Bu kattalik ikki sababdan juda kichik, birinchidan, nochiziqli bo’lgani uchun, ikkinchidan, rovon o ‘zgaruvchi funksiyaning hosilasi ishtirok etadi. Natijada, quyidagi tenglamani olamiz:

$$\Delta\vec{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}^{(ch)}}{\partial t^2} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}^{(nch)}}{\partial t^2} \tag{20}$$

Bu yerda

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\vec{D}^{(nch)}}{\partial t^2} = -2\eta(\omega)\left|\vec{E}_0\right|^2\vec{E}$$

(20) tenglamaning chap tomonini ham soddalashtiramiz:

$$\Delta\vec{E} = \left(2ik_0\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial z} + \frac{\partial^2\vec{E}_0}{\partial z^2} - k_0^2\vec{E}_0 + \Delta_\perp\vec{E}_0\right)e^{i\theta} \approx$$

$$\left(2ik_0\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial z} - k_0^2\vec{E}_0 + \Delta_\perp\vec{E}_0\right)e^{i\theta}$$

$$\frac{\partial^2\vec{D}^{(nch)}}{\partial t^2} \approx \left(i\frac{\partial(\omega^2\varepsilon)}{\partial\omega}\frac{\partial\vec{E}_0}{\partial t} - \omega^2\varepsilon\vec{E}_0 + \cdots\right)e^{i\theta}$$

Bu yerda, rovon o'zgaruvchi funksiya $\vec{E}_0$ dan vaqt va z- bo'yicha olingan ikkinchi tartibli hosilali hadlar juda kichik bo’lganligi uchun, tushirib qoldirdik. Bu yerda

$$\theta = k_0 z - \omega t, \qquad \Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Bu soddalashtirishlarni (20) tenglamaga qo‘yib, sekin o‘zgaruvchi amplituda uchun, parabolik tipdagi to’lqin tenglamani olamiz:

$$ik_0\left(\frac{\partial \vec{E}_0}{\partial z} + \frac{1}{\vartheta_g}\frac{\partial \vec{E}_0}{\partial t}\right) + \frac{1}{2}\Delta_\perp \vec{E}_0 + \eta(\omega)\left|\vec{E}_0\right|^2 \vec{E}_0 = 0 \qquad (21)$$

Bu tenglamani standart ko‘rinishda yozish uchun z→ $z - \frac{\vartheta_g t}{k_0}$ va t → t almashtirish bajaramiz. Bundan tashqari, $\eta = \frac{k_0^2 \propto}{2}$ belgilash va o’lchamsiz o’zgaruvchilar kiritamiz:

$$\tilde{z} = \frac{z}{L_d}, \quad \tilde{x} = \frac{x}{\xi_0}, \quad \tilde{y} = \frac{y}{\xi_0}, \quad u = \frac{1}{2}\sqrt{k_0 L_d|\propto|\vec{E}_0}$$

$\boldsymbol{L_d = k_0\xi_0^2}$ **diffraksion uzunlik (Reley uzunligi).** ξ_0- muhitga kirishdagi yorug‘lik dastasining kengligi. Yangi o‘zgaruvchilarda (21) tenglama quyidagi ko’rinishni oladi:

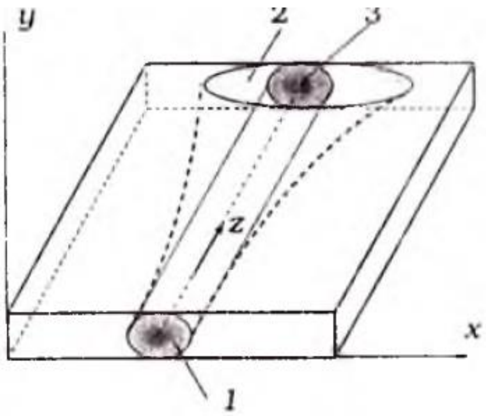
$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\Delta_\perp u \pm |u|^2 u = 0 \qquad (22)$$

Bu yerda ($\tilde{x}, y, \tilde{z}$) ni yana mos ravishda (x. y, z) ga almashtirildi **Bu tenglama, (2 -1) o’lchamli nochiziqli Shredinger tenglamasidir**. Bunda “2” ko'ndalang o’lchamlar soni (x, y) ni ko‘rsatsa, “ 1” esa to’lqin tarqalish yo'nalishini (z) belgilaydi.

Yassi to’lqin o‘tkazgichlar uchun (22) tenglamani (1+1) ko‘rinish-ga keltirish mumkin. Buning uchun, (22) tenglamani ko'ndalang yo‘nalishlardan birini yassi to’lqin o‘tkazgichning xususiv modasi bo'yicha o‘rtailmalaymiz:

$$i\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2}\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \pm |u|^2 u = 0 \qquad (23)$$

Odatda, bu tenglamani nochiziqli Shreilinger tenglamasi deb yuritiladi.



3-rasm.

Diffraksiya hisobiga yassi yorug'lik dastasi (3-rasm,1) x- yo'nalishida yoyiladi (bu effekt 3-rasrm, 2). Shu vaqtda, nochiziqlilik uni lokalizatsiyalaydi. Ikkala effekt o'zaro bir-birini to'la kompensatsiyalaganda, yorug'lik dastasi statsionar tarqaladi (3-rasm, 3).

Elektrodinamika kursi bo'yicha nazorat savollari:

1. Elektrodinamika fani nimani o'rgatadi?
2. Elektrodinamikada qanday masalalar qarab chiqiladi?
3. Zarralarning neytral holdagi nomlari qanday ataladi?
4. Elektr zaryadiga ega bo'lish shartlarini aytib bering.
5. Zarralar va zaryadlar sistemasining asosiy xossalarini tushuntiring.
6. Materiyaning qanday ko'rinishlari bor?
7. Klassik mexanika relyativstik mexanikadan prinsipial qanday farq qiladi?
8. Galiley va nisbiylik nazariyalarning bir-biri bilan mos tushadigan fikrlar bormi?
9. Nisbiylik prinsiplarida qanday fizik kattaliklar invariant bo'lishi kerak?
10. Galiley va Eynshteyn nisbiylik prinsiplari bir-biridan qanday farq qiladi?
11. Nisbiylik nazariyasida zarralarning o'zaro ta'siri klassik mexanikadagi tushunchalarida qanday farq qiladi?
12. Lorens almashtirishlaridan maqsad nima?
13. Lorens almashtirishlaridan koordinata kattaliklari qanday o'zgaradi?
14. Lorens almashtirishlarida xususiy uzunlik tushunchasi deb nimaga aytiladi?
15. Nisbiylik nazariyasida mutloq qattiq jism tushunchasi o'rinli bo'ladimi?
16. Eng qisqa ta'sir prinsipi elektrodinamikada qanday ko'rinishga ega bo'ladi?
17. Vektorlar analizi elektrodinamikada qanday qo'llaniladi?
18. Skalyar va vektor kattaliklar qanday ifodalaniladi?
19. To'rt O'lchovli vektorlarga o'tish qanday mulohazalar asosida paydo bo'lgan?
20. Qanday kattaliklar uch o'lchovli vektorlarda to'liq bo'lmaydi?
21. To'rt o'lchovli vektorlar qachon qo'llaniladi?
22. Vektorlardan tenzorlarga qanday o'tiladi?
23. Kronikker simvoli nima ma'noni anglatadi?
24. Lorens almashtirishlari qanday ko'rinishga ega?

25. Tezliklarni almashtirish ifodasi qanday ko‘rinishga ega?
26. Zarralarning parchalanishida qanday kattaliklar aniqlanadi?
27 Zarralarning elastik to‘qnashishida energiya va impuls qanday o‘zgaradi?
28. Zarralarning parchalanishida energiyaning saqlanish qonuni ifodasi qanday yoziladi?
29. Bog‘lanish energiyasi qanday kattalik va u nima uchun kerak bo’ladi?
30. Zarralar parchalanishida impuls saqlanish qonunini qanday bajariladi?
31. Zaryadlarning elektromagnit maydondagi harakat tenglamalari qanday tuziladi?
32. Zarralarning qanday to‘qnashish jarayonlari bor va ular bir-biridan qanday farq qiladi?
33. Elastik to‘qnashishida energiya va impuls qiymatlari qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
34. Elastik va noelastik to‘qnashishlar bir-biridan qanday farq qiladi?
35. Elektromagnit maydondan harakatlanayotgan zarrachaga ko‘rsatiladigan ta’sir vektor va skalyar potensial orqali qanday ifodalanadi?
36. Vektor va skalyar potensiallar bir-biridan qanday farq qiladi?
37. Lagranj va Gamilton funksiyalari vektor va skalyar potensiallar orqali qanday ifodalanadi
38. To‘rt o’lchamli potensial ifodasi qanday ko‘rinishga ega?
39. Elektromagnit maydondagi zaryadning harakat tenglamasi qanday kattaliklarga bog‘liq?
40. Maydon tenglamalari to‘rt o’lchovli vektor va tenzorlar orqali qanday ifodalanadi?
41. Elektromagnit maydonda harakatlanayotgan zarraga ko‘rsatiladigan ta’sir vektor va skalyar potensial orqali qanday ifodalanadi?
42. Elektromagnit maydon tenglamalari qanday ko‘rinishga ega?
43. Skalyar va vektor potensiallar maydonini to’liq ifodalay oladimi?
44. To‘rt o’lchamli potensial ifodasi qanday ko‘rinishda bo’ladi?
45. Ta’sir integrali o‘z ichiga qanday funksiyani oladi?
46. Ta’sir integralining hadlari qanday ma’noga ega?
47. Ta’sir va Lagranj funksiyalari qanday bog‘lanishga ega bo’ladi?
48. Eng qisqa ta’sir prinsipi qanday ma’noni anglatadi?
49. O‘zaro ta’sirlarning tarqalish tezligi deb nimaga aytiladi?
50. Zaryadning tashqi elektromagnit maydonga ta’siri uchun qanday shartlar qo‘yiladi?
51. Maydon kattaliklarni bir qiymatli aniqlash mumkin?
52. Vektor va skalyar potensial kattaliklari yangi shunday kattaliklar bilan o‘zgartirilsa, elektr va magnit maydon o‘zgaradimi?
53. Vektor va skalyar potensiallarda qaysi birini nolga tenglab olsa bo’ladimi?

54. Bir jinsli o‘zgarmas elektr maydonida zaryadning harakat tenglamasi qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
55. Bir jinsli o‘zgarmas magnit maydonida zaryadning harakat tenglamasi qanday ko‘rinishda bo’ladi?
56. Elektromagnit maydon kattaliklari qanday tushuntiriladi?
57. Klassik mexanikada Lorens almashtirishlari qanday ko‘rinishda bo’ladi?
58. Relyativistik nazariyaga ko‘ra Lorens almashtirishlaridan qanday xulosa kelib chiqadi?
59. Elektromagnit maydon tenzori energiya va impuls orqali qanday ifodalanadi?
60. Klassik mexanikadagi energiya va impuls ifodasi relyativistik mexanikadagi ifodasidan qanday farq qiladi?
61. Energiya va impuls hamda Lagranj funksiyalari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
62. Zarraning tinch holatdagi energiyasi ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
63. Gamilton funksiyasini tushuntiring.
64. Zarralarning parchalanishida energiyaning saqlanish qonuni ifodasi qanday yoziladi?
65. Bog‘lanish energiyasi qanday kattalik va u nima uchun kerak bo’ladi?
66. Zarralar parchalanishida impuls saqlanish qonunini qanday bajariladi?
67. Maksvell-Lorens tenglamalarning birinchi jufti qanday keltirib chiqariladi?
68. Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan maydonning qanday xossalarini aniqlash mumkin?
69. Gauss va Stoks teoremalaridan foydalanilganda Maksvell-Lorens tenglamasining birinchi juftidan qanday xulosalalar kelib chiqadi?
70. Elektromagnit maydon kattaliklari uchun Lorens almashtirishlari qanday ko‘rinishda bo’ladi?
71. Maksvell-Lorens tenglamalarining birinchi juftidan qanday ma’no kelib chiqadi?
72. Elektromagnit maydon uchun ta’sir integrali qanday ko‘rinishda bo’ladi?
73. To‘rt o’lchovli tok ifodasi qanday kattaliklarni o‘z ichiga oladi?
74. Uzluksizlik tenglamasining ma’nosi nimani anglatadi?
75. Ta’sir integrali o‘z ichiga qanday funksiyani oladi?
76. Ta’sir integralining hadlari qanday ma’noga ega?
77. Zaryadning tashqi elektromagnit maydonga ta’siri uchun qanday shartlar qo‘yiladi?
78. Tokning to‘rt o’lchovli vektori ifodasi qanday keltirib chiqariladi?
79. Ta’sir integrali va tokning to‘rt o’lchovli vektori o‘zaro bog‘langan ifodasi qanday ko‘rinishda bo’ladi?
80. To‘rt o’lchovli tok ifodasi qanday murakkablikka ega?

81. Uzluksiz tenglamasi qanday kattaliklar orqali ifodalanadi?
82. Uzluksizlik tenglamasi zaryad zichligi bilan qanday ko‘rinishda bog‘langan?
83. Uzluksizlik tenglamasi to‘rt o’lchamli kattaliklar bilan qanday bog‘lanishga ega bo’ladi?
84. Ta’sir integralli ifodasiga kirgan xadlar qanday ma’noni anglatadi?
85. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday ko‘rinishga ega?
86. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi juftidan qanday xulosalar kelib chiqadi?
87. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanlday keltirib chiqariladi?
88. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi jufti qanday fizik ma’noga ega?
89. Energiya oqimi va energiya qanday aniqlanadi?
90. Zaryad impulsi va maydon impulsi qanday o‘zgaradi?
91. Maydon impulsining o‘zgarishi qanday izohlanadi?
92. Elektromagnit maydon energiyasi va impulsi bitta vektor orqali ifodalanadimi?
93. Elektromagnit maydon kuchlanganliklari maydon potensiallari orqali qanday ifodalanadi?
94. Elektromagnit maydonni hisoblashda rotor va gradient operatsiyalari qanday rol o‘ynaydi?
95. Maydon potensiallari to‘rt o’lchovli ko‘rinishi qanday bo’ladi?
96. Energiya-impuls tenzori o‘z ichiga qanday kattaliklarni oladi?
97. Maksvell-Lorens tenglamalarining ikkinchi juftidan qanday ma’no kelib chiqadi?
98. Energiya-impuls tenzori o‘z ichiga qanday kattaliklarni oladi?
99. Ta’sir va Lagranj funksiyalari qanday bog‘lanishga ega bo’ladi?
100. Eng qisqa ta’sir prinsipi qanday ma’noni anglatadi?
101. O‘zaro ta’sirlarning tarqalish tezligi deb nimaga aytiladi?
102. Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma’noga ega?
103. Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?
104. Elektromagnit maydon vektorlari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
105. Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
106. Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
107. Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o‘tiladi?
108. O‘zgarmas elektromagnit maydon tenglamalari qanday kattaliklar orqali ifodalanadi?
109. Dipol momenti, multipol momentlar qanday tushuntiriladi?
110. Larmor teoremasining ma’nosi nimani anglatadi?
111. Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma’noga ega?
112. Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?

113. Elektromagnit maydon vektorlari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
114. Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
115. Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
116. Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o‘tiladi?
117. Bo‘shliqda elektromagnit maydon qanday tarqaladi?
118. Elektromagnit to’lqinlarning qutblanishi qanday tushuntiriladi?
119. Yassi to’lqin tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?
120. Nurlanish nazariyasi qanday tushunchalarga asoslanadi?
121. Mikroskopik va elektrodinamik tenglamalari o‘zaro qanday bog‘langan?
122. Chegaraviy shartlar qanday ma’noni anglatadi?
123. Maksvell tenglamalarini tadbiq qilish chegaralari qanday aniqlanadi?
124. Elektrostatik masalalarni yechishning qanday usullari bor?
125. Dielektriklar tashqi elektrostatik maydonda qanday xususiyatga ega bo’ladi?
126. O‘tkazgichlar tashqi elektrostatik maydonda qanday xususiyatga ega bo’ladi?
127. Chiziqli o‘tkazgichlar qanday xossaga ega bo’ladi
128. Paramagnetizm, diamagnetizm va ferromagnetizm xossalari bir-biridan qanday farq qiladi?
129. Maydonning va toklarning kvazistatsionarlik shartlari qanday?
130. Kvazistatsionarlikning asosiy tenglamasi qanday ko‘rinishga ega?
131. Muhitda induksiya qonuni qanday o‘zgaradi?
132. O‘zinduksiya va o‘zaro induksiya koeffitsientlari qanday kattaliklarga bog‘liq bo’ladi?
133. Yorug‘lik dispersiyasini elektromagnit maydon bilan qanday bog‘lanishga ega?
134. Vavilov-Cherenkov nurlanishi qanday xususiyatga ega?
135. Yorug‘likning sochilishi qanday tushuntiriladi?

Elektrostatik maydon xossalarini qanday kattaliklar ifodalaydi?
Elektrostatik maydon xossalari vektor yoki skalyar potensiallar orqali qanday aniqlanadi?
O‘zgarmas maydonning xossalari qanday kattaliklar bilan aniqlanadi?
Gauss-Stoks tenglamalaridan foydalanib elektromagnit maydonning qanday xossalari aniqlanadi?
Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma’noga ega?
Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?
Elektromagnit maydon vektorlari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o‘tiladi?
Maksvell-Lorens tenglamalari qanday fizik ma’noga ega?
Siljish toki tushunchasi qanday tushuntiriladi?

Elektromagnit maydon vektorlari o‘zaro qanday bog‘lanishga ega?
Mikroskopik hodisalar qanday tushuntiriladi?
Makroskopik jarayonlar qanday tushuntiriladi?
Mikroskopik kattaliklardan makroskopik kattaliklarga qanday o‘tiladi?

MUNDARIJA