

ҚОЗҒАЛЫҰШЫ ДЕНЕЛЕР ЭЛЕКТРОДИНАМИКАСЫНА *

(Қарақалпақ тилине аударған Б.Әбдикамалов)

Максвелл электродинамикасының өзінің хәзирги заман түрінде қозғалыұшы денелер ушын қолланылғанда усы кубылыслар ушын тән болмаған асимметрияға алып келетуғынлығы белгили. Мысал ушын магнит пенен тоқ өтип турған өткізгиш арасындағы электродинамикалық тәсірлесиўди еске түсиремиз. Бул кубылыс өткізгиш пенен магниттің салыстырмалы қозғалысынан ғана ғәрезли. Ал әдеттеги көз-қараслар бойынша бул денелердің бириншиси ямаса екіншиси қозғалатуғын еки жағдай бир биринен қатаң түрде шекленген болып шығады. Хақыйқатында да, егер магнит қозғалатуғын хәм өткізгиш тынышлықта туратуғын болса, онда магниттің этирапында базы бир энергия муғдарына ийе электр майданы пайда болады хәм бул майдан өткізгиштің бөлимлери турған орынларда тоқ пайда етеди. Егер магнит тынышлықта турса хәм өткізгиш қозғалатуғын болса, онда магниттің дөгерегинде хеш қандай электр майданы пайда болмайды; бирақ усыған қарамастан өткізгиште электр қозғаўшы күш пайда болады. Бул электр қозғаўшы күшке хеш қандай энергия сәйкес келмейди. Бирақ бул энергия бизди қызықтыратуғын еки жағдайды да бирдей деп есаплағанда биринши жағдайдағыдай сондай шамадағы хәм сондай бағыттағы электр тоғының пайда болыўына алып келеди.

Усыған усаған мысаллар хәм Жердің «жақтылық орталығына» салыстырғандағы тезлигин анықлаўға қаратылған сәтсиз тырысыўлар тек механикада емес, ал электродинамикада да кубылыслардың хеш бир қәсийети абсолют тынышлық түсинигине сәйкес келмейди деп болжаўға алып келеди. Қала берсе (биринши дәрежели шамалар ушын дәлилленгенлигиндей) механиканың теңлемелери дурыс болатуғын барлық координаталар системалары ушын электродинамикалық хәм оптикалық нызамлар да дурыс болады. Бул болжаўды (оның мазмунын биз буннан былай «салыстырмалық принципи» деп атаймыз) биз тийкарға айландырмақшымыз хәм буннан басқа усыған қосымша биринши қарағанда қарама-қарсылыққа ийе болып көринетуғын және бир болжаў, атап айтқанда жақтылық бослықта оны нурландыратуғын денениң қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз барлық ўақытта да белгили бир V тезлиги менен тарқалады деп болжаймыз. Бул еки тийкар тынышлықта турған денелер ушын Максвелл теориясын тийкарына қойыў арқалы қозғалыұшы денелер ушын қарама-қарсылықларға ийе емес электродинамиканы дүзиў ушын жеткиликли. Бундай жағдайда «жақтылық тасыўшы эфир» түсиниги керек емес болып калады. Себеби усынылып атырған теорияда айрықша қәсийетлерге ийе «абсолют тынышлықтағы кеңислик» түсиниги қолланылмайды хәм соның менен бирге электромагнит процесслер жүретуғын бос кеңисликтің хеш бир ноқатына хеш бир тезлик векторы жазылмайды.

Раўажландырылып атырған теория қәлеген басқа электродинамика сыяқлы қатты денелердің кинематикасына тийкарланған. Себеби қәлеген теорияның талқылаўлары қатты денелер (координаталар системалары), саатлар хәм электромагнит процесслер арасындағы қатнасларды қамтыйды. Бул жағдайды жеткиликсиз түсиниў қозғалыұшы денелер электродинамикасы басып өтиўи керек болған қыйыншылықлардың ең тийкарын қурайды.

* Zur Elektrodynamik der lewegter Korper. Ann. Phye., 1905, 17, 891—921.

I. КИНЕМАТИКАЛЫҚ БӨЛИМ

§ 1. Бир ұақыттылықтың анықтамасы

Мейли Ньютон механикасы орынланатуғын координата системасы бар болсын. Бул координаталар системасын кейинирек киргизилетуғын координаталар системасынан айырыу хэм дәл терминологияны пайда етиу ушын «тынышлықта турған» система деп атаймыз. Егер базы бир материаллық ноқат усы координаталар системасында тынышлықта турған болса, онда усы ноқаттың координаталар системасына салыстырғандағы орны Евклид геометриясы усыллары менен қатты масштаблардың жәрдемінде анықланып, Декарт координаталарында аңлатылыуы мүмкин.

Қандай да бир материаллық ноқаттың қозғалысын тәриплегимиз келсе, биз оның координаталарын ұақыттың функциясы сыпатында беремиз. Бундай жағдайларда математикалық тәриплеу тек «ұақыт» деп нени түсинилетуғынлығын анықлап алғанда ғана физикалық мәниске ийе болатуғынлығын нәзерде туту керек болады. Биз ұақыт қандай да бир орынды ийелейтуғын талқылауларымыздың тек биз ұақытта өтетуғын қубылыстардың талқыланыулары екенлигине дыққат қойыуымыз керек. Егер мен «Поезд усы жерге саат 7 де келеди» десем, онда бул гәп шама менен «Мениң саатымның киши стрелкасының 7 ни көрсетиуи менен поезддың келиуи бир ұақытта болатуғын қубылыстар» деген мәнисти билдиреди¹.

«Ұақыт» ты анықлағандағы барлық қыйыншылықлар «ұақыт» деген сөздің орнына мен «мениң саатымның киши стрелкасының аұхалы» деген сөзди қолланғанда жоқ болатуғындай болып көринеди. Усындай анықлама хақыйқатында саат жайласқан орын ушын ұақытты анықлаған жағдайда ғана жеткиликли. Егер әңгиме хәр қыйлы орынлардағы ұақыялар қатарын бир бири менен ұақыт бойынша байланыстырыу хаққында жүрсе (бул сааттан қашық болған орынлардағы ұақыялар ушын ұақытты анықлауға алып келеди) бул анықлама жеткиликли емес.

Ұақыялардың болып өткен ұақытын анықлағымыз келсе биз қолында сааты бар базы бир бақлаушыны координата басына отырғызып, оның саатының көрсетиулерин бослық арқалы бақлаушыға жетип келиуи хэм есапқа алынатуғын ұақыяны бизге билдириуи жақтылық сигналы менен салыстырыуымыз хэм усының менен қанаатланыуымыз керек. Бирақ усундай етип салыстырыу тәжирийбелерден белгили базы бир қолайсыздықларға алып келеди. Себеби есапқа алынған ұақыт қолында сааты бар бақлаушының турған орнына ғәрезли болып шығады. Келеси талқылаулардың жәрдемінде биз ұақытты анықлаудағы әмелий жақтан қолайлы болған усылға келемиз.

Егер кеңисликтің А ноқатына саат орналастырылған болса, онда усы А ноқатындағы бақлаушы А ноқатына жақын жайласқан ноқатлардағы ұақыялардың болғанлығын сол ұақыялардың жүз бергенлигин саат тилинің ийелеген орынлары менен салыстырыу усылы менен анықлайды. Егер кеңисликтің басқа бир В ноқатында да саат орналастырылған болса (биз А ноқатындағыдай саат екенлигин қосамыз), онда В ноқатына тиккелей жақын орынлардағы ұақыялардың қашан болғанлығын В ноқатындағы бақлаушы тәрепинен анықланыуы мүмкин. Бирақ биз буннан кейин қолланатуғын болжаусыз А дағы қандай да бир ұақыяны В дағы ұақыя менен салыстыра алмаймыз. Себеби биз хәзирше тек «А-ұақыты» менен «В-ұақыты»н анықладық, ал сол А хэм В ушын улыұмалық болған ұақытты анықлағанымыз жоқ. Бул нәрсени анықлау ушын биз А дан В ға шекем жақтылықтың жүрип өтиуи ушын зәрүр болған *ұақытты анықлап алыуымыз керек*. Мейли «А-ұақыты» бойынша t_A моментінде жақтылық А дан В ға қарай шығатуғын болсын. Буннан кейин «В-ұақыты» бойынша t_B ұақыт моментінде В дан А ға қарай шағылысады хэм А ға кейин қарай «А-ұақыты» бойынша t_A' ұақыт моментінде

¹ Шама менен бир жерде болып өтетуғын еки ұақыяның бир ұақытта болатуғынлығының дәллиги талқыланбайды. Соның менен бирге бир ұақыттылық базы бир абстракция жәрдемінде де түсиндирилиуи мүмкин.

қайтып келеді. Анықлама бойынша егер

$$t_B - t_A = t_A' - t_B$$

шәрті орынланса А хәм В ноқатларындағы саатлар синхронлы жүреді.

Синхронлықтың бул анықламасын қарама-қарсылықсыз, қала берсе қалегенише көп ноқатлар беріуіге болады деп есаплаймыз хәм усыған байланысly төмендеги тастыйықлаулар дурыс болады:

1) егер В дағы саат А дағы саат пенен синхронлы жүретуғын болса, онда А дағы саат В дағы саат пенен синхрон түрде жүреді.

2) егер А дағы саат В дағы саат пенен де, С дағы саат пенен де синхронлы жүретуғын болса, онда В менен С дағы саатлар да бир бирине салыстырғанда синхронлы жүреді.

Солай етип қыялымызда өткерилген базы бир физикалық экспериментти пайдаланып биз хәр қыйлы орынларда синхрон жүретуғын саатларды түсиндик хәм соның себебинен «бир ўақытлылық» хәм (ўақыт) түсиниклерине анықлама беріуіге жетистик. Ыақыяның «ўақыт» ы – бул усы ўақыя болып өткен орында тынышлықта турған хәм басқа да тынышлықта турған тап сондай саатлар менен синхрон жүретуғын сааттың көрсетиўи менен бир келетуғын ўақыт.

Тәжирийбеге байланысly

$$\frac{2AB}{t_A' - t_A} = V$$

шамасы универсал шама болып табылады (бослықтағы жақтылықтың тезлиги).

Биз жоқарыда гәп еткен жағдайларда ўақытты тынышлықта турған системалардағы тынышлықта турған саатлар жәрдемінде анықлағанымыз үлкен әхмийетке ийе. Усындай тынышлықта турған системаға тийисли ўақытты биз «тынышлықта турған системаның ўақыты» деп атаймыз.

§ 2. Узынлықлар менен ўақыт аралықларының салыстырмалығы хаққында

Буннан кейинги пикирлердің барлығы да салыстырмалық принципине хәм жақтылықтың тезлигинің турақдылығы принципине сүйенеди. Усы еки принципти биз былайынша қәлиплестиремиз:

1. Физикалық системалардың халларының өзгеріуі ызамлары бул өзгеріулердің еки координаталар системаларының бир бирине салыстырғанда туўры сызықлы хәм тең өлшеўли қозғалатуғынлығынан ғәрезли емес.

2. «Тынышлықта» турған координаталар системасындағы жақтылықтың хәр бир нуры бул жақтылықтың тынышлықтағы ямаса қозғалыстағы деректен шыққанлығынан ғәрезсиз анық бир V тезлиги менен тарқалады.

Усының менен бирге

$$\text{Тезлик} = \frac{\text{Жактытык нурынын жолы}}{\text{Уакыт аралыгы}}.$$

«Ыақыт аралығы» түсиниги 1-параграфта берилген анықламаға сәйкес келеді.

Мейли бизге қатты стержень берилген болып, оның тынышлықта турғандағы масштабтағы узынлығы l болсын. Көшери тынышлықта турған координата системасының Х көшери бағытына сәйкес келиўши стерженге тең өлшеўли хәм Х көшеринің оң бағытында v тезлиги менен қозғалыс берилсин. Енди *қозғалыўшы стерженнің* узынлығы хаққындағы мәселени қоямыз. Оның узынлығы төмендегидей еки операцияның жәрдемінде анықланған деп есаплаймыз:

а) бақлаушы көрсетілген масштаб және өлшениуши стержен менен бирге қозғалады хәм стерженнің ұзынлығын масштабты қойыу менен стерженнің ұзынлығын өлшейди (өлшениуши стержен де, бақлаушы да, масштаб та тынышлықта тұрғандай болып);

б) бақлаушы 1-параграфтағы айтылғанларға сәйкес тынышлықта тұрған системада t уақыт моментінде өлшениуши стерженнің басы менен ақырына синхрон хәм тынышлықта тұрған саатларды қойып шығады. Жоқарыда қолланылған, бірақ тынышлықта тұрған масштаб пенен өлшенілген ұсы еки нокат аралығындағы қашықтық «стерженнің ұзынлығы» деп белгіленген ұзындық болып табылады.

Салыстырмалық принципі бойынша «а» операциясы жәрдемінде анықланған ұзындық (бул ұзындықты биз «қозғалушы системадағы стерженнің ұзынлығы» деп атаймыз) тынышлықта тұрған стерженнің ұзынлығы l ге тең болыуы керек.

«б» операциясы жәрдемінде анықланған ұзындықты «қозғалушы стерженнің тынышлықтағы системадағы ұзынлығы» деп атаймыз хәм биз оны бизің еки принципимізге тийкарланып анықлаймыз және оның шамасының l ге тең емес екенлигин табамыз.

Әдетте қолланылатуғын кинематикада жоқарыда еслетилип өтилген еки операция жәрдемінде анықланған ұзындықтар бир бирине тең деп қабыл етиледі. Басқа сөз бенен айтқанда t уақыт моментіндегі қозғалушы дене геометриялық жақтан белгили бир аўхалда тыныш тұрған сол дене менен толық алмастырылуы мүмкин.

Енди стерженнің еки ушына (А хәм В) тынышлықта тұрған системаның саатлары менен синхрон түрде жүретуғын еки саат орнатылған болған жағдайды көз алдымызға елеслетейик (яғный олардың көрсетулері «тынышлықтағы системаның уақыты» на сәйкес келеді, демек бул саатлар «тынышлықта тұрған системада синхронлы».

Енди хәр бир сааттың қасында ұсы сааттар менен бирге қосылып қозғалатуғын бақлаушылардың отырғанлығын көз алдымызға келтирейик. Бул бақлаушылар еки саатқа 1-параграфта анықланған еки саттың синхронлығы критерийин қоллансын. Мейли t_A уақыт моментінде А дан В ға қарай жақтылық нуры шықсын хәм В да t_B моментінде шағылыссын хәм А нокатына t_A' уақыт моментінде қайтып келсин². Жақтылықтың тезлигинің турақтылығы принципін дыққатқа алып мыналарды аламыз:

$$t_B - t_A = \frac{r_{AB}}{V - v} \text{ хәм } t_A' - t_B = \frac{r_{AB}}{V + v}.$$

Бул аңлатпада r_{AB} арқалы тынышлықта тұрған системадағы стержеттің ұзынлығы белгіленген. Солай етип стержен менен бирге қозғалатуғын бақлаушылар А хәм В нокатларында сааттардың синхронлы түрде жүрмейтуғынлығын табады, ал тынышлықта тұрған системада тұрған бақлаушылар бул сааттарды синхронлы деп дағазалайды.

Солай етип биз бир уақыттылық түсинигине абсолют мәнис бериудің кереги жоқ екенлигине көз жеткереміз. Бир координаталар системасында турып бақлағанда бир уақытта жүзеге келетуғын еки уақыя ұсы системаға салыстырғанда қозғалатуғын системадан турып қарағанда бир уақытта жүзеге келмейди.

§ 3. Координаталар менен уақытты тынышлықта тұрған системадан ұсы системаға салыстырғанда туўры сызықты хәм тең өлшеули қозғалушы системаға түрлендируі теориясы

Мейли тынышлықта тұрған кеңіслікте хәр қайсысы еки өз ара перпендикуляр көшерлерге ийе бир нокаттан шығатуғын еки координата системасы берілген болсын. Еки координаталар системаларының Х көшерлерин бир бирине сәйкес келетуғын, ал Y хәм Z көшерлерин бир бирине параллел етип алайық. Усының менен бир қатарда хәр бир

² Бул жерде уақыт «тынышлықта тұрған системаның уақыты» дегенди хәм соның менен бирге «гәп болып атырған орындағы қозғалушы сааттың стрелкасының аўхалы» дегенди аңлатады.

система масштабқа хәм базы бир дана саатқа ийе болсын. Сондай-ақ еки системадағы масштаблар хәм саатлардың барлығы да дәл бирдей болсын.

Мейли енди системалардың биреуінің (k) координата басына тынышлықта турған системаның (K) x көшерінің өсиу бағытына қарай бағытланған (турақлы) тезлик берилсин; бул тезлик координата көшерлерине де, сәйкес масштаблар менен саатларға да бериледи. Бундай жағдайда тынышлықта турған системаның (K) хәр бир t ўақыт моментине барлық қозғалыўшы системаның көшерлерінің анық бир аўхалы сәйкес келеди хәм биз симметрия көз-қарасынан k системасының қозғалысында қозғалыўшы системаның көшерлери тынышлықта турған системаның көшерлерине параллел болып қалады деп есаплаймыз (t арқалы тынышлықта турған системаның ўақыты белгиленеди).

Енди тынышлықта турған K системасында кеңислик усы системада тыныш турған масштаб пенен, ал қозғалыўшы k системасында усы система менен қозғалыўшы масштаб пенен белгиленген болсын. Солай етип x, y, z хәм соған сәйкес ξ , η , ζ координаталары алынған болсын. Мейли тынышлықта турған системадағы тынышлықта турған саатлар жәрдемінде хәм 1-параграфта көрсетилген усыл менен тынышлықта турған системаның саатлар турған барлық нокатларындағы ўақыт t анықлансын. Мейли тап усындай жоллар менен қозғалыўшы системадағы усы система менен бирге қозғалыўшы саатлар жәрдемінде 1-параграфта көрсетилгендей усыл менен ўақыт τ анықлансын.

Тынышлықта турған системадағы ўақыяның орны менен ўақытын толық анықлайтуғын x, y, z, t шамаларының мәнислерине k системасындағы усы ўақыяны тәриплейтуғын ξ , η , ζ , τ шамаларының мәнислери сәйкес келеди. Сонлықтан енди сол шамаларды байланыстыратуғын теңлемелерди табыў керек болады.

Кеңислик пенен ўақытқа бир теклилик берилгенликтен бул теңлемелердің *сызықлы* болыўы керек екенлиги түсиникли.

Егер биз $x' = x - vt$ деп алсақ, онда k системасындағы тыныш турған нокатқа ўақыттан ғәрезсиз болған x' , y, z шамаларының жыйнағы сәйкес келеди. Дәслеп биз τ ды x' , y, z, t шамаларының функциясы сыпатында анықлаймыз. Бундай мақсетте τ дың өзиниң мәниси бойынша 1-параграфта келтирилген қәдеге сәйкес синхрон жүретуғын k системасындағы тынышлықта турған саатлардың көрсетиўлериниң жыйнағы екенлигин биз базы бир қатнастардың жәрдемінде көрсетиўимиз керек.

Мейли k системасының координата басынан τ_0 ўақыт моментінде X көшерінің бағытында x' нокатына жақтылық нуры жиберилетуғын хәм сол нур τ_1 ўақыт моментінде кейин координата басына қарай шағылысатуғын, ал координата басына болса τ_2 ўақыт моментінде келип жететуғын болсын. Бундай жағдайда

$$\frac{1}{2}(\tau_0 - \tau_2) = \tau_1$$

қатнасының орын алыўы керек ямаса τ функциясының аргументлерин жазып хәм жақтылық тезлигиниң турақлылық принципін қолланып мынаған ийе боламыз:

$$\frac{1}{2} \left[\tau_0(0,0,0,t) + \tau_2 \left(0,0,0, \left\{ t + \frac{x'}{V-v} + \frac{x'}{V+v} \right\} \right) \right] = \tau_1 \left(x', 0,0, t + \frac{x'}{V-v} \right)$$

Егер x' ты шексиз киши етип алсақ, онда буннан мына нәрсе келип шығады:

$$\frac{1}{2} \left(\frac{1}{V-v} + \frac{1}{V+v} \right) \frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{1}{V-v} \frac{\partial \tau}{\partial t}$$

ямаса

$$\frac{\partial \tau}{\partial x'} + \frac{v}{V^2 - v^2} \frac{\partial \tau}{\partial t} = 0.$$

Биз жақтылық шыққан нокат ретінде координата басынан басқа қәлеген нокатты

алыуымыздың мүмкін екенлігін атап өтіуіміз зәрүр. Сонлықтан хәзир ғана алынған теңдеме x', y, z лердің барлық мәніслери ушын дурыс болады.

Тынышлықта турған системада турып бақлағанда жақтылықтың Y хәм Z көшерлери бағытында барлық ўақытта да $\sqrt{V^2 - v^2}$ тезлиги менен тарқалатуғынлығын итибарға алсақ, онда усы көшерлерге қолланылған тап сондай талқылаўлар мынаны береді:

$$\frac{\partial \tau}{\partial y} = 0,$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0.$$

τ сызықлы функция болғанлықтан усы теңдемелерден мына жағдай келип шығады:

$$\tau = a \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right).$$

Бул аңлатпадағы a шамасы $\phi(v)$ дің хәзирше белгисиз функциясы. Қысқалық ушын k системасының басында $\tau = 0$ де $t = 0$ деп қабыл етилген.

Усы нәтийжени пайдаланып ξ, η, ζ шамаларын аңсат табыўға болады. Усындай мақсет пенен (усыны жақтылықтың тезлигинің турақлылығы принципі салыстырмалық принципі менен биргеликте талап етеді) жақтылықтың қозғалыўшы системада өлшенгенде де V тезлиги менен қозғалатуғынлығынын теңдемелер жәрдеминде аңлатыў керек. $\tau = 0$ ўақыт моментинде ξ дің өсиў бағытында шыққан жақтылық нуры ушын мынаған ийе боламыз

$$\xi = V\tau$$

ямаса

$$\xi = a V \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right).$$

Бирақ тынышлықта турған координата системасында турып өлшегенде k системасының координата басына салыстырғандағы тезлик $V - v$ тезлиги менен қозғалады. Усының салдарынан

$$\frac{x'}{V - v} = t.$$

t ның бул мәнісин ξ ушын жазылған теңдемеге қойсақ, мынаны аламыз:

$$\xi = a \frac{V^2}{V^2 - v^2} x'.$$

Басқа көшерлер бағытында қозғалатуғын нурларды қарап төмендегини табамыз:

$$\eta = V\tau = a V \left(t - \frac{v}{V^2 - v^2} x' \right)$$

Қала берсе

$$\frac{y}{\sqrt{V^2 - v^2}} = t, \quad x' = 0,$$

демек

$$\eta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} y$$

хәм

$$\zeta = a \frac{V}{\sqrt{V^2 - v^2}} z.$$

x' тың орнына оның мәнісін қойсақ

$$\begin{aligned}\tau &= \varphi(v) \beta \left(t - \frac{v}{V^2} x \right), \\ \xi &= \varphi(v) \beta (x - vt), \\ \eta &= \varphi(v) y, \\ \zeta &= \varphi(v) z.\end{aligned}$$

Бул аңлатпалардың барлығында да

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Бул жерде φ арқалы v ның хәзірше белгисіз функциясы белгиленген.

Егер қозғалыушы системаның басланғыш аўхалы хәм τ өзгеріушісіннің ноллик ноқаты хаққында хеш қандай болжаўлар қабыл етилмесе, онда бул теңлемелердің оң тәреплеріне бир бирден аддитив турақлы қосыу керек болады.

Енди бизлер жақтылықтың хәр бир нурының қозғалыушы системада өлшенгенде V тезлиги менен тарқалатуғынлығын көрсетіуиміз керек (бизиң болжауымызға сәйкес тынышлықта турған системада бул тастыйықлау дурыс болатуғын болса). Соның менен бирге жақтылықтың тезлигинің турақлылық принципі салыстырмалық принципі менен үйлесетуғынлығын биз еле дәлиллегеніміз жоқ.

Мейли $t = \tau = 0$ ўақыт моментінде усы моментте еки система ушын улыўмалық болған координата басынан сфералық толқын тарқалатуғын хәм бул толқын K системасында V тезлиги менен тарқалатуғын болсын. Егер усы толқын келетуғын ноқат (x, y, z) болса, онда биз

$$x^2 + y^2 + z^2 = V^2 t^2$$

аңлатпасына ийе боламыз.

Жоқарыда жазылған түрлендіріу формулалары жәрдемінде бул теңлемени түрлендіреміз хәм соның нәтийжесінде аламыз

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = V^2 \tau^2.$$

Солай етип қозғалыушы системада бақланатуғын биз қарап атырған толқын V тезлиги менен тарқалатуғын шар тәрізлі толқын болып табылады екен. Усының менен бизиң еки принципиміздің бир бирине үйлесетуғынлығы дәлилленеди.

Келтирилип шығарылған түрлендіріу формулалары белгисіз болған v ның φ функциясына ийе. Бул функцияны енди анықлаймыз.

Усы мақсетте k системасына салыстырғанда Ξ бағытында илгерилемели қозғалатуғын және бир, үшінші K' координата системасын киргиземіз. Оның координата басы v тезлиги менен Ξ бағытында қозғалатуғын болсын. Мейли $t = 0$ ўақыт моментінде үш координата системасының координата баслары бир ноқатта жайласқан болсын. Соның менен бирге $t = x = y = z = 0$ болғанда K' системасындағы ўақыт t' нолге тең болсын. Мейли x', y', z' лар K' системасындағы координаталар болсын.

Бизиң түрлендіріу формулаларымызды еки рет қолланғаннан кейін

$$t' = \varphi(-v) \beta(-v) \left\{ \tau + \frac{v}{V^2} \xi \right\} = \varphi(v) \varphi(-v) t,$$

$$\begin{aligned}x' &= \varphi(-v)\beta(-v)\{\xi + v\tau\} = \varphi(v)\varphi(-v)x, \\y' &= \varphi(-v)\eta = \varphi(v)\varphi(-v)y, \\z' &= \varphi(-v)\zeta = \varphi(v)\varphi(-v)z\end{aligned}$$

аңлатпаларын аламыз.

x' , y' , z' лер менен x , y , z арасындағы қатнастар t ны өз ишине қамтымайтуғын болғанлықтан K менен K' системаларының бір бирине салыстырғанда тынышлықта тұрады. Буннан K дан K' ке болған түрлендіріудің бірдей (тождественный) түрлендіріуі екенлиги анық болады. Демек

$$\varphi(v)\varphi(-v) = 1.$$

Енди $\varphi(v)$ функциясының физикалық мәнісін анықлаймыз. Буның үшін $\xi = 0$, $\eta = 0$, $\zeta = 0$ хәм $\xi = 0$, $\eta = 1$, $\zeta = 0$ нокатлары арасындағы k системасының H көшеринің бөлімін қараймыз. H көшеринің бул бөлімі K системасына салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын стержен болып табылады. K системасында бул стерженнің ушлары мынадай координаталарға ийе:

$$x_1 = vt, \quad y_1 = \frac{1}{\varphi(v)}, \quad z_1 = 0$$

хәм

$$x_2 = vt, \quad y_2 = 0, \quad z_2 = 0.$$

Солай етип K системасында өлшенген стерженнің ұзынлығы $1/\varphi(v)$ ға тең болады екен. Усының менен бирге $\varphi(v)$ функциясының физикалық мәнісі де анық болады. Хәқыйқатында да симметрия көз-қарасынан тынышлықта тұрған системада өлшенген өзинің көшерине перпендикуляр бағытта қозғалыушы базы бир стерженнің ұзынлығы тек тезликтің шамасынан ғана ғәрезли болып, оның бағыты менен белгисинен ғәрезли емес. Демек v ны $-v$ ға айландырсақ тынышлықтағы системада өлшенген қозғалыушы стерженнің ұзынлығы өзгермейди. Буннан

$$\frac{1}{\varphi(v)} = \frac{1}{\varphi(-v)}$$

ямаса

$$\varphi(v) = -\varphi(v)$$

екенлиги келип шығады.

Буннан хәм буннан бұрын табылған қатнастардан $\varphi(v) = 1$ екенлиги келип шығады хәм табылған түрлендіріу формулалары мына түрге енеди:

$$\begin{aligned}\tau &= \beta \left(1 - \frac{v}{V^2} x \right), \\ \xi &= \beta(x - vt), \\ \eta &= y, \quad \zeta = z.\end{aligned}$$

Бул аңлатпаларда

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}$$

§ 4. Алынған теңлемелердің қозғалыушы қатты денелер менен қозғалыушы сааттар үшін физикалық мәнісі

Қозғалыушы k системасына салыстырғанда тынышлықта тұрған радиусы R ге тең болған қатты шарды қараймыз³. Шардың орайы k системасының координата басына

³ Яғный тынышлықта шар формасына ийе дене.

сәйкес келсин. К системасына салыстырғанда v тезлиги менен қозғалыушы бул шардың бетинің теңлемеси төмендегидей болады:

$$\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2 = R^2.$$

$t = 0$ ўақыт моментиндеги x, y, z лер менен аңлатылған бул беттин теңлемесин былайынша жазамыз

$$\frac{x^2}{\left(\sqrt{1-(v/V)^2}\right)^2} + y^2 + z^2 = R^2.$$

Демек тынышлық халында шар формасына ийе қатты дене қозғалыс халында хәм тынышлықта турған системада турып бақланғанда ярым көшерлері

$$R\sqrt{1-(v/V)^2}, \quad R, \quad R$$

шамаларына тең болған айланыу эллипсоидына айланады. Соның менен бирге шардың (демек, қәлеген формадағы қатты денениң) өлшемлері Y хәм Z көшерлері бағытында өзгермейди. өлшемлер X көшеринің бағытында $1: \sqrt{1-(v/V)^2}$ қатнасында v қанша үлкен болса соншама күшлирек өзгереді. $v = V$ болғанда «тынышлықта» турған системада турып бақланған барлық объектлер қысылады хәм тегис фигураларға айланады. Жактылықтың тезлигинен үлкен тезликлер ушын бизиң талқылауларымыздың барлығы да мәнисин жоғалтады, қала берсе бизиң буннан кейинги талқылауларымыздан бизиң теориямызда жактылық тезлигинің физикалық жактан шексиз үлкен тезликтің орнын ийелейтуғынлығы көринеди. Тап усындай нәтижелердің тең өлшеули қозғалыушы системада турып қарағанда «тынышлықта» турған системада тынышлықта турған денелер ушын да алынатуғынлығы өз-өзинен түсиникли.

Енди тынышлықта турған системаға салыстырғанда тынышлықта турған саат t ўақытын, ал қозғалыушы системаға салыстырғанда тынышлықта турған саат τ ўақытын көрсететуғын болсын деп көз алдымызға елеслетейик. Мейли олар k системасының координата басына орталастырылған болсын. Тынышлықта турған системада турып бақланғанда усы саатлардың жүриу тезлиги қандай болады?

Саатлар орналастырылған орынға тийисли x, t, τ шамалары

$$\tau = \frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}} \left(t - \frac{v}{V} x \right)$$

хәм

$$x = vt$$

аңлатпалары менен байланысқан. Солай етип

$$\tau = t\sqrt{1-(v/V)^2} = t - \left(1 - \sqrt{1-(v/V)^2}\right)t.$$

Буннан (тынышлықта турған системада бақланған) саттың көрсетиуі хәр бир секундта

$$\left(1 - \sqrt{1-(v/V)^2}\right) \text{секундқа}$$

ямаса, егер төртинши хәм оннан да жоқары тәртиптеги шамалар дәллигинде

$$\frac{1}{2}(v/V)$$

шамасына кейин қалады.

Буннан өзине тән нәтижелер келип шығады.

Егер K системасының A хәм B ноқатларына тынышлықтағы синхрон түрде жүретуғын саатар орнатылған болса және A ноқатынан саатты A менен B ны тутастыруушы сызық бойынша v тезлиги менен B ноқатына қарай қозғалғалтқанда бул саат B ноқатына жетип келгенде B ноқатында турған саат пенен синхронлы болып шықпайды. A дан B ға қарай қозғалған саат B ноқатында турған саатқа қарағанда қозғалыс басланғаннан баслап $(1/2)t(v^2/V^2)$ сек шамасына (төртинши хәм оннан да жоқары тәртиптеги шамаларға

шекемге дәллікте) кейін қалады. Бул жерде t арқалы саат А дан В ға келемен дегенше өткен ұақыт белгиленген. Тап усындай нәтижениң А дан В ға қарай саат сынық сызықлар бойынша қозғалғанда да, А менен В ноқатлары бир бири менен сәйкес келгенде де алынатуғынлығын көринип тур.

Егер сынық сызық ушын алынған нәтиже өзиниң бағытын үзликсиз өзгертетуғын сызық ушын да дурыс болса, онда төмендегидей теореманы аламыз:

Егер А ноқатында бир бири менен синхрон жүретуғын еки саат турған болса хәм солардың бирин турақлы тезлик пенен туйық сызық бойынша қозғалтсақ, онда усы А ноқатына қайтып келгенде (айтайық, усы ушын t сек ұақыт кеткен болсын), онда бул саат А ноқатында тынышлықта қалған саатқа салыстырғанда

$$\frac{1}{2}t(v^2/V^2) \text{ сек}$$

қа кейін қалады. Буннан мынадай жуўмақ шығарыўға болады: балансири бар Жер экваторындағы саат (бирдей шараятларда жайласқан) полюстеги тап сондай саатқа салыстырғанда әстерек жүреди.

§ 5. Тезликлерди қосыў теоремасы

Мейли К системасының Х көшери бағытында v тезлиги менен қозғалыўшы к системасында төмендегидей теңлемелер бойынша ноқат қозғалатуғын болсын:

$$\xi = \omega_\xi \tau, \quad \eta = \omega_\eta \tau, \quad \varsigma = 0.$$

Бул аңлатпадағы ω_ξ менен ω_η лер турақлы шамалар.

Ноқаттың К системасына салыстырғандағы қозғалысын табамыз. Егер ноқаттың қозғалыс теңлемесине 3-параграфта алынған x, y, z, t шамаларының түрлендирийў формулаларын киргизсек, онда мынаны аламыз:

$$\begin{aligned} x &= \frac{\omega_\xi + v}{1 + \frac{v\omega_\xi}{V^2}} t, \\ y &= \frac{\sqrt{1 - (v/V)^2}}{1 + \frac{v\omega_\xi}{V^2}} \omega_\eta t, \\ z &= 0. \end{aligned}$$

Солай етип тезликлер параллелограммы нызамы бизиң теориямызда тек биринши жақынласыўда ғана дурыс екен. Мейли

$$U^2 = \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dy}{dt} \right)^2, \\ \omega^2 = \omega_\xi^2 + \omega_\eta^2$$

хәм

$$\alpha = \arctg \frac{\omega_y}{\omega_x}.$$

болсын. Бундай жағдайда α шамасын v хәм ω тезликлери арасындағы мүйеш деп қараў керек. Эпиўайы есаплаўлардан кейін мына аңлатпа алынады:

$$U = \frac{\sqrt{(v^2 + \omega^2 + 2v\omega \cos \alpha) - \left(\frac{v\omega \sin \alpha}{V} \right)^2}}{1 + \frac{v\omega}{V^2}}.$$

v менен ω ның қосынды тезликтiң аңлатпасына симметриялы түрде кирийўи жүдә

жақсы. Егер ω да X көшери (Ξ көшери) бағытында болса, онда U үшін жазылған формула мына түрге ийе болады:

$$U = \frac{V + \omega}{1 + \frac{v\omega}{V^2}}.$$

Бұл теңлемеден V дан киши болған еки тезликти қосқанда алынатуғын тезликтің барлық ўақытта да V дан киши болатуғынлығы келип шығады. $v=V - \kappa$, $\omega = V - \lambda$ (κ хәм λ лер оң шамалар хәм V дан киши) деп алсақ, онда

$$U = V \frac{2V - \kappa - \lambda}{2V - \kappa - \lambda + \frac{\kappa\lambda}{V}} < V.$$

Буннан кейин жақтылықтың тезлиги V ға усы тезликтен киши тезликти қосқанда өзгериске ушырамайтуғынлығы келип шығады. Бұл жағдай үшін алынады:

$$U = \frac{V + \omega}{1 + \frac{\omega}{V}} = V.$$

v менен ω бир бағытта болған жағдайда биз U үшін формуланы 3-параграфтағы еки түрлендириўди избе-из қолланыў арқалы алған болар едик. Егер биз 3-параграфтағы K хәм k системалары менен бир қатар k системасына параллел Ξ бағытында ω тезлиги менен қозғалатуғын үшінши k' координата системасын киргизетуғын болсақ, онда x, y, z, t шамаларын k' системасындағы сәйкес шамаларға байланыстыратуғын теңлемелерди аламыз. Бұл теңлемелердің 3-параграфта алынған теңлемелерден парқы соннан ибарат, v шамасының орнына енди

$$\frac{v + \omega}{1 + \frac{v\omega}{V^2}}$$

шамасы турады. Буннан усындай параллел түрлендириўлердің (сондай болыўы керек) группаны дүзетуғынлығы көринип тұр.

Солай етип бизиң еки принципимизге сәйкес дүзилген хәм бизге зәрүрли болған кинематиканың қәделерин келтирип шығардық. Енди олардың электродинамикадағы қолланылыўын көрсетиўге өтеміз.

II. ЭЛЕКТРОДИНАМИКАЛЫҚ БӨЛИМ

§ 6. Бос орталық үшін Максвелл-Герц теңлемелерин түрлендириў. Магнит майданында қозғалғанда пайда болатуғын электр қозғаўшы күшлердің тәбияты

Мейли Максвелл-Герц теңлемелери K тынышлықта тұрған системадағы бос орталық үшін дурыс болсын. Бундай жағдайда мынаған ийе боламыз:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V} \frac{\partial X}{\partial t} &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial s}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Y}{\partial t} &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Z}{\partial t} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}. \end{aligned}$$

Бұл аңлатпалардағы (X, Y, Z) лер электр майданының кернеўилиги векторы, (L, M, N)

арқалы магнит майданының кернеуілік векторы белгіленген.

Егер биз бул теңлемелерге 3-параграфта алынған түрлендіріуді қоллансақ хәм электромагнит процесслерин сол параграфтағы v тезлиги менен қозғалыушы координата системасына тийисли деп қарасақ, мына теңлемелерди аламыз:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \frac{\partial X}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta(N - \frac{v}{V} Y)}{\partial \eta} - \frac{\partial \beta(M + \frac{v}{V} Z)}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta(Y - \frac{v}{V} N)}{\partial \tau} &= \frac{\partial L}{\partial \zeta} - \frac{\partial \beta(N - \frac{v}{V} Y)}{\partial \xi}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta(Z + \frac{v}{V} M)}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta(M - \frac{v}{V} Z)}{\partial \xi} - \frac{\partial L}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta(Y - \frac{v}{V} N)}{\partial \xi} - \frac{\partial \beta(Z + \frac{v}{V} M)}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta(M + \frac{v}{V} Z)}{\partial \tau} &= \frac{\partial \beta(Z + \frac{v}{V} M)}{\partial \xi} - \frac{\partial X}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial \beta(N + \frac{v}{V} Y)}{\partial \tau} &= \frac{\partial X}{\partial \eta} - \frac{\partial \beta(Y + \frac{v}{V} N)}{\partial \xi}.\end{aligned}$$

Бул аңлатпалардың барлығында да

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Салыстырмалық принципи К системасында дурыс болған бослық ушын жазылған Максвелл-Герц теңлемелериниң к системасында да дурыс болыуын талап етеди. Бул өз гезегинде қозғалыушы к системасында электр зарядларына пондермоторлық тәсири ямаса соған сәйкес магнит массалары арқалы анықланған электр хәм магнит майданларының кернеуіліктери векторлары ушын төмендегидей теңлемелердин дурыс болатуғынлығын билдиреди:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \frac{\partial X'}{\partial \tau} &= \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \zeta}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Y'}{\partial \tau} &= \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \frac{\partial Z'}{\partial \tau} &= \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N'}{\partial \tau} &= \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi}.\end{aligned}$$

к системасы ушын табылған теңлемелердин еки системасы да дәл бир нәрсени аңлатыуы керек, себеби теңлемелердин еки системасы да К системасы ушын жазылған Максвелл-Герц теңлемелерине эквивалент. Еки системаның теңлемелери векторларды сәулелендіретуғын символларды есапқа алмағанда бир бирине сәйкес келетуғын болғанлықтан теңлемелердин еки системасындағы сәйкес орынларда тұрған функциялар барлық функциялар ушын ортақ болған және ξ , η , ζ , τ шамаларынан ғәрезсиз $\psi(v)$

көбейтіушісине шекемгі дәллікте бір бири менен тең болыуы керек. Солай етип

$$\begin{aligned} X' &= \psi(v)X, & L' &= \psi(v)L, \\ Y' &= \psi(v)\beta\left(Y - \frac{v}{V}N\right), & M' &= \psi(v)\beta\left(M - \frac{v}{V}Z\right), \\ Z' &= \psi(v)\beta\left(Z + \frac{v}{V}M\right), & N' &= \psi(v)\beta\left(N - \frac{v}{V}Y\right). \end{aligned}$$

Егер бул теңлемелер системасын, бириншиден, тиккелей шешиу арқалы, екіншиден, v тезлиги менен характерленетуғын кери түрлендириу жәрдеминде (k дан K ға) айландырсақ (обратить, Б.А.) хәм алынған еки теңлемелер системасының бир бири менен бирдей екенлигин дыққатқа қабыл етсек, онда

$$\psi(v)\psi(-v) = 1$$

екенлигин аламыз.

Буннан кейин симметрия көз-қарасынан мынаған ийе боламыз⁴:

$$\psi(v) = -\psi(-v).$$

Солай етип

$$\psi(v) = 1$$

ге тең болады екен хәм сонлықтан бизиң теңлемелеримиз мына түрге енеди:

$$\begin{aligned} X' &= X, & L' &= L, \\ Y' &= \beta\left(Y - \frac{v}{V}N\right), & M' &= \beta\left(M - \frac{v}{V}Z\right), \\ Z' &= \beta\left(Z + \frac{v}{V}M\right), & N' &= \beta\left(N - \frac{v}{V}Y\right). \end{aligned}$$

Бул теңлемелерди интерпретациялау үшін төмендегилерди еске аламыз. Мейли тынышлықта тұрған K системасында өлшегенде «бир» ге тең нәтижелік заряд болсын (яғни бундай заряд тынышлықта тұрған системаға салыстырғанда тынышлықта тұрып тап сондай электр зарядына 1 см қашықтықта тұрып 1 дина күш пенен тәсир етеди). Салыстырмалық принципіне сәйкес бул зарядты қозғалыушы системада өлшегенде де «бир» ге тең болады. Егер бул электр мұғдары тынышлықта тұрған системаға салыстырғанда тынышлықта тұрса, онда анықлама бойынша (X, Y, Z) векторы еске алынған зарядқа тәсир ететугын күшке тең. Егер заряд қозғалыушы системаға салыстырғанда тынышлықта тұрған болса (ең болмағанда сәйкес уақыт моментінде), онда оған қозғалыушы системада өлшенген тәсир ететугын күш (X', Y', Z') векторына тең болады. Сонлықтан жоқарыда жазылған теңлемелердің дәлелігі үшеуін төмендегідей еки усы менен келтиріп шығарыуға болады.

1. Егер электромагнит майданында бірлік нәтижелік заряд қозғалатуғын болса, онда оған электр майданынан басқа «электромотор күші» тәсир етеди. Бул күш v/V ның екінши хәм оннан да жоқары дәрежелеріне пропорционал болған ағзаларды есепқа алмағанда бірлік зарядтың қозғалыс тезлиги менен магнит майданының кернеуілілігінің көбеймесін жақтылықтың тезлигіне бөлгенге тең (ески формулировка).

⁴ Мысалы, егер $X = Y = Z = L = M = 0$ хәм $N \neq 0$ болғанда симметрия көз-қарасы бойынша v өзінің санлық мәнісін өзгертпей тек белгісін өзгертетуғын болса Y' тың да сан мәнісін өзгертпей, тек белгісін өзгертетуғынлығы түсиникли.

2. Егер бирлік ноқатлық заряд электромагнит майданында қозғалатуғын болса, онда оған тәсір ететугын күш усы заряд турған орындағы электр майданының кернеуілигине тең (майданды заряд тынышлықта турған координаталар системасына қарата түрлендіргенде алынатуғын) (жаңа формулировка).

Усындай тәртіптер «магнитомотор» лық күшлер ушын да орын алады. Баянланылып атырған теорияда электромотор күші жәрдемши түсиник орнын ийелейди. Бул түсиникти киргизиўдин себеби электр хәм магнит майданлары координата системасының қозғалыс ҳалынан ғәрезсиз бар бола алмауында. Магнит пенен өткізгіштин бир бирине салыстырғандағы қозғалысының салдарынан пайда болатуғын тоқларды қарағанда киргизилген асимметрияның жоғалатуғынлығы түсиникли. Электродинамикалық күшлер қай жерде «отырыпты» деген сораў да мәнисин жоғалтады.

§ 7. Абберация менен Допплер эффектиниң теориясы

Мейли К системасында координата басынан үлкен қашықлықта электродинамикалық толқынлардың базы бир дереги жайласқан болсын. Бул толқынлар координата басын өз ишине қамтыйтуғын кеңисликтинң базы бир бөлиминде дәлликтинң жеткиликли дәрежесинде мына теңлемелер менен берилиўи мүмкин болсын:

$$X = X_0 \sin \Phi, \quad L = L_0 \sin \Phi,$$

$$Y = Y_0 \sin \Phi, \quad M = M_0 \sin \Phi,$$

$$Z = Z_0 \sin \Phi, \quad N = N_0 \sin \Phi,$$

$$\Phi = \omega \left(t - \frac{ax + by + cz}{V} \right)$$

Бул жерде (X_0, Y_0, Z_0) хәм (L_0, M_0, N_0) лер толқынның амплитудасын анықлайтуғын векторлар; a, b, c лар толқын фронтына түсирилген нормалдың бағытлаушы косинуслары.

Енди қозғалыушы k системасына салыстырғанда тынышлықта турған бақлаушы тәрәпинен изертленгенде усы толқынлардың қасийетлериниң қандай болатуғынлығын айқынластырайық. 6-параграфта табылған электр хәм магнит майданларын түрлендириў формулаларын хәм 3-параграфта алынған координаталар менен ўақытты түрлендириў формулаларын қолланып, мынаны аламыз:

$$X' = X_0 \sin \Phi', \quad L' = L_0 \sin \Phi,$$

$$Y' = \beta \left(Y_0 - \frac{v}{V} N_0 \right) \sin \Phi', \quad M' = \beta \left(M_0 + \frac{v}{V} Z_0 \right) \sin \Phi',$$

$$Z = \beta \left(Z_0 - \frac{v}{V} M_0 \right) \sin \Phi', \quad N' = \beta \left(N_0 - \frac{v}{V} Y_0 \right) \sin \Phi',$$

$$\Phi' = \omega' \left(\tau - \frac{a'\xi + b'\eta + c'\zeta}{V} \right)$$

Бул аңлатпаларда

$$\omega' = \omega \beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right),$$

$$a' = \frac{a - \frac{v}{V}}{1 - a \frac{v}{V}},$$

$$b' = \frac{b}{\beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right)},$$

$$c' = \frac{c}{\beta \left(1 - a \frac{v}{V} \right)},$$

Жийилиги v болған шексиз қашықтықтағы жақтылық дерегине салыстырғанда v тезлиги менен қозғалатуғын бақлаушыны аламыз. ω' ушын жазылған теңлемеден егер жақтылық дереги менен бақлаушыны тутастыратуғын сызық пенен координата системасындағы (жақтылық дерегине салыстырғанда тынышлықта тұрған) тезлиги арасындағы мүйеш φ болса, онда бақлаушы тәрепинен қабыл етилетуғын жақтылықтың жийилиги v' мына формула жәрдеминде бериледи:

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Бұл қалеген тезликлер ушын Допплер принципі болып табылады. $\varphi = 0$ болған жағдайда формула эпийайырақ түрге ийе болады:

$$v' = v \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}}$$

Биз бұл жерде әдеттегі көз-қарасларға қарсы $v = -\infty$ те жийилик $v = \infty$ болатуғынлығын көреміз.

Егер φ' арқалы толқын фронты нормалы (нұр бағыты) менен жақтылық дереги менен бақлаушыны тутастыратуғын сызық арасындағы мүйешті белгилесек, онда φ' ушын арналған формула мына түрге ийе болады:

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

Бұл формула улыұмалық түріндегі аберрации нызамын аңлатады. Егер $\varphi = \pi/2$ болса формула эпийайы түрге ийе болады:

$$\cos \varphi' = -\frac{v}{V}.$$

Енді биз қозғалыушы системадағы бақлаушы тәрепинен қабыл етилетуғын толқынның амплитудасын табыуымыз керек. Тыныш тұрған хәм қозғалыушы системалардағы электр хәм магнит майданларының кернеулиликлеринің амплитудаларын A хәм A' арқалы белгилесек, онда мынаған ийе боламыз:

$$A'^2 = A^2 \frac{\left(1 - \frac{v}{V} \cos \varphi \right)}{1 - \left(\frac{v}{V} \right)^2}.$$

$\varphi = 0$ болғанда бұл қатнас эллипс катнасына өтеді:

$$A'^2 = A^2 \frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}.$$

Келтіріліп шығарылған теңлемелерден жақтылықтың базис бір дерегине V тезлігі менен жақынлап киятырған бақылаушы үшін бұл деректің шексіз үлкен интенсивтікке ийе болатындай болып көрінетіндігі келіп шығады.

§ 8. Жақтылық нурларының энергиясын түрлендіріу.

Идеал айнаға жақтылық тәрепіннен түсірілетуғын басымның теориясы

$A^2/8\pi$ көлем бірлігіндегі жақтылықтың энергиясы болғандықтан салыстырмалық принципі тийкарында $A'^2/8\pi$ шамасын биз қозғалыушы системадағы жақтылық энергиясы деп қарауымыз керек. Сондықтан A'/A^2 шамасы егер жақтылық комплексінің көлемі k хәм K системаларында бірдей болып қалатуғын болса «қозғалыста өлшенген» белгілі бил жақтылық комплексінің энергиясының «тынышлықтағы» тап сондай комплексінің энергиясының қатнасы болып табылады. Бірақ бұл ондай болмайды. Егер a, b, c лар тынышлықтағы системаның жақтылық толқынының фронтына түсірілген нормалдың бағытлаушы косинустары болса, онда жақтылық тезлігі менен қозғалатуғын сфераның бетінің

$$(x - V a t)^2 + (y - V b t)^2 + (z - V c t)^2 = R^2$$

элементі арқалы хеш қандай энергия өтпейді. Сондықтан бұл бет барлық уақытта да бір жақтылық комплексін шеклеп тұрады деп тастыйықлай аламыз. Егер бақылаулар k системасында тұрып жүргізілетуғын болса усы беттің ишінде қандай энергияның тұрғанлығын анықтаймыз (яғни k системасына салыстырғанда жақтылық комплексінің энергиясының қандай екенлігін анықтаймыз).

Қозғалыушы системада қарап атырылған сфералық бет эллипсоиддың беті болып табылады. Оның теңлемесі $\tau = 0$ уақыт моментінде былай жазылады:

$$\left(\beta \xi - a \beta \frac{v}{V} \xi \right)^2 + \left(\eta - b \beta \frac{v}{V} \xi \right)^2 + \left(\varsigma - c \beta \frac{v}{V} \xi \right)^2 = R^2.$$

Егер S арқалы шардың көлемі, ал S' арқалы усы эллипсоидтың көлемі белгіленсе, онда эллипс катнасына мынадай катнастың орын алатуғынлығын көрсетеді:

$$\frac{S'}{S} = \frac{\sqrt{1 - (v/V)^2}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}.$$

E арқалы тынышлықта тұрған системада өлшенген хәм қарап атырылған беттің ишіндегі энергия белгіленсе, ал E' арқалы қозғалыушы системадағы тап усы энергия белгіленсе, онда

$$\frac{E'}{E} = \frac{\frac{A'^2}{8\pi} S'}{\frac{A^2}{8\pi} S} = \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}$$

аңлатпасына ийе боламыз. Бул формула $\varphi = 0$ болған жағдайда әпиұайыласады

$$\frac{E'}{E} = \sqrt{\frac{1 - \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V}}}.$$

Жақтылық комплексинің энергиясының да, жийилигинің де бақлаўшының ҳалының өзгериўи менен бирдей ызам бойынша өзгериўи әҳмийетли болып табылады.

Мейли координата тегислиги $\xi = 0$ идеал айналық бет болсын хәм алдыңғы параграфта қаралған тегис толқынлар усы бетте шағылысатуғын болсын. Енди усы бетке түсирилетуғын жақтылық басымын хәм шағылысқаннан кейинги жақтылықтың бағытының, жийилигинің хәм интенсивлигинің қандай болатуғынлығын анықлаймыз.

Мейли түсиўши жақтылық A , $\cos \varphi$, v (K есаплаў системасына тийисли) шамалары менен тәриппленетуғын болсын. k системасында турып бақлағанда сәйкес шамалар ушын мыналарға ийе боламыз:

$$A' = A \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - (v/V)^2}},$$

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi},$$

$$v' = v \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}{\sqrt{1 - (v/V)^2}}.$$

Егер биз усы процессти k системасында жүреди десек, онда шағылысқан нур ушын мынаны аламыз:

$$A'' = A',$$

$$\cos \varphi'' = -\cos \varphi',$$

$$v'' = v'.$$

Ақырында K системасына кери түрлендирий жүргизсек, шағылысқан жақтылық ушын аламыз:

$$A''' = A'' \frac{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi''}{\sqrt{1 - (v/V)^2}} = A \frac{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

$$\cos \varphi''' = \frac{\cos \varphi'' + \frac{v}{V}}{1 + \frac{v}{V} \cos \varphi} = - \frac{\left[1 + \left(\frac{v}{V}\right)^2\right] \cos \varphi - 2 \frac{v}{V}}{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2},$$

$$v''' = v'' \frac{1 + \frac{v}{V} \cos \varphi''}{\sqrt{1 - (v/V)^2}} = v \frac{1 - 2 \frac{v}{V} \cos \varphi + \left(\frac{v}{V}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

Тынышлықта турған системада өлшенген айнаның бетинің бир бирлигине бир ўақыт бирлигинде түсетуғын энергияның муғдары

$$\frac{A^2}{8\pi}(V \cos \varphi - v)$$

ға тең.

Айнаның бетинің бир бирлигинен бир ўақыт бирлигинде кететуғын энергия болса

$$\frac{A'^2}{8\pi}(-V \cos \varphi' + v)$$

ға тең. Энергияның сақланыў нызамына сәйкес усы еки аңлатпа арасындағы айырма жақтылық басымы тәрепинен бир ўақыт бирлигинде исленген жумысқа тең. Жумысты Pv көбеймесине теңлестирип (P арқалы жақтылық басымы белгиленген) аламыз:

$$P = 2 \frac{A^2}{8\pi} \frac{\left(\cos \varphi - \frac{v}{V}\right)^2}{1 - \left(\frac{v}{V}\right)^2}.$$

Буннан биринши жақынласыўда тәжирийбелерге хәм басқа теорияларға сәйкес келиўши

$$P = 2 \frac{A^2}{8\pi} \cos^2 \varphi.$$

аңлатпасын аламыз.

Усы жерде қолланылған усыл менен қозғалыўшы денелер оптикасының барлық мәселелериниң шешилиўи мүмкин. Мәселениң мәниси соннан ибарат, қозғалыўшы дене тәрепинен тәсирге ушырайтуғын жақтылық толқыныдағы электр хәм магнит майданлары усы денеге салыстырғанда тынышлықта туратуғын координата системасына түрлендириледі. Усының салдарынан қозғалыўшы денелер оптикасының хәр бир мәселеси тынышлықта турған денелер оптикасының мәселесине алып келинеди.

§ 9. Конвекциялық тоқларды есапқа алған жағдай ушын Максвелл-Герц теңлемесин түрлендириў

Биз мына теңлемелерди басшылыққа аламыз:

$$\begin{aligned} \frac{1}{V} \left\{ u_x \rho + \frac{\partial X}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{\partial M}{\partial z}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L}{\partial t} &= \frac{\partial Y}{\partial z} - \frac{\partial Z}{\partial y}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_y \rho + \frac{\partial Y}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial L}{\partial z} - \frac{\partial N}{\partial x}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M}{\partial t} &= \frac{\partial Z}{\partial x} - \frac{\partial X}{\partial z}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_z \rho + \frac{\partial Z}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial M}{\partial x} - \frac{\partial L}{\partial y}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N}{\partial t} &= \frac{\partial X}{\partial y} - \frac{\partial Y}{\partial x}. \end{aligned}$$

Бул аңлатпалардағы

$$\rho = \frac{\partial X}{\partial x} + \frac{\partial Y}{\partial y} + \frac{\partial Z}{\partial z}$$

4π ге көбейтилген зарядтың тығызлығын билдиреди, ал (u_x , u_y , u_z) лер болса электр зарядының тезлик векторы. Егер зарядлар бир бири менен киши қатты денелерде өзгерисиз байланысқан (ионлар, электронлар) деп есапласақ, онда бул теңлемелер Лоренц электродинамикасы менен қозғалыўшы денелер оптикасының тийкарғы теңлемелери болып табылады.

Егер 3- хәм 6-параграфтардағы түрлендириў формулаларының жәрдеминде K системасында дурыс болған бул теңлемелерди түрлендирсек, мынадай теңлемелерди аламыз:

$$\begin{aligned}\frac{1}{V} \left\{ u_{\xi} \rho' + \frac{\partial X'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial N'}{\partial \eta} - \frac{\partial M'}{\partial \xi}, & \frac{1}{V} \frac{\partial L'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Y'}{\partial \zeta} - \frac{\partial Z'}{\partial \eta}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_{\eta} \rho' + \frac{\partial Y'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial L'}{\partial \zeta} - \frac{\partial N'}{\partial \xi}, & \frac{1}{V} \frac{\partial M'}{\partial \tau} &= \frac{\partial Z'}{\partial \xi} - \frac{\partial X'}{\partial \zeta}, \\ \frac{1}{V} \left\{ u_{\zeta} \rho' + \frac{\partial Z'}{\partial \tau} \right\} &= \frac{\partial M'}{\partial \xi} - \frac{\partial L'}{\partial \eta}, & \frac{1}{V} \frac{\partial N'}{\partial \tau} &= \frac{\partial X'}{\partial \eta} - \frac{\partial Y'}{\partial \xi}.\end{aligned}$$

Бул аңлатпаларда

$$\begin{aligned}\frac{u_x - v}{1 - \frac{u_x v}{V^2}} &= u_{\xi}, \\ \frac{u_y}{\beta \left(1 - \frac{u_x v}{V^2} \right)} &= u_{\eta}, & \rho' &= \frac{\partial X'}{\partial \xi} + \frac{\partial Y'}{\partial \eta} + \frac{\partial Z'}{\partial \zeta} = \beta \left(1 - \frac{v u_x}{V^2} \right) \rho, \\ \frac{u_z}{\beta \left(1 - \frac{u_x v}{V^2} \right)} &= u_{\zeta}.\end{aligned}$$

Солай етип (бул 5-параграфтағы тезликлерди қосыў теоремасынан келип шығады) (u_{ξ} , u_{η} , u_{ζ}) лер k системасында өлшенген электр зарядларының тезлиги екен. Демек егер бизиң кинематикалық принциплеримизди басшылыққа алатуғын болсақ қозғалыўшы денелердиң Лоренц электродинамикасының электродинамикалық тийкарының салыстырмалық принципине бағынатуғынлығы көрсетилди.

Дәлилленген теңлемелерден төмендегидей әхмийетли теореманың келип шығатуғынлығын қысқаша атап өтеміз: егер электр заряды менен зарядланған дене кеңісlikте ықтыярлы түрде қозғалатуғын болса хәм егер усы дене менен бирге қозғалатуғын координата системасында турып бақланғанда өзгермейтуғын болса, онда бул заряд тынышлықта турған K системасында турып бақланғанда да өзгермейди.

§ 10. (Үлкен емес тезлениўге ийе) электронның динамикасы

Мейли электромагнит майданында электр заряды ϵ ге тең болған (ендигиден былай «электрон» деп аталыўшы) ноқатлық бөлекше қозғалатуғын болсын. Оның қозғалыс нызамы хаққында тек мыналарды болжаймыз:

Егер электрон белгили бир ўақыт аралығында тынышлықта турған болсын. Усыннан кейинги ўақыт элементинде (қозғалыс әсте-ақырынлық пенен жүретуғын болғанлықтан)

$$\begin{aligned}\mu \frac{d^2 x}{dt^2} &= \epsilon X, \\ \mu \frac{d^2 y}{dt^2} &= \epsilon Y, \\ \mu \frac{d^2 z}{dt^2} &= \epsilon Z.\end{aligned}$$

теңлемелери менен тәрипленеди. Бул аңлатпалардағы x, y, z лер электронның координаталары, ал μ арқалы электронның массасы белгиленген.

Буннан кейин электрон белгили бир ўақыт аралығында v тезлигине ийе болсын. Тиккелей усы ўақыт аралығынан соңғы электронның қозғалыс нызамын табамыз.

Талқылаўлардың улыўмалық екенлигин шеклемей биз бақлаўды баслаған моментте бизиң электронымыз координата басында жайласқан болады хәм K системасының X көшери бағытында v тезлиги менен қозғалады деп есаплай аламыз (хақыйқатында да тап

сондай деп есаплаймыз). Бундай жағдайда көрсетілген уақыт моментінде ($t = 0$) электрон X көшерине параллель бағытта v тезлигі менен қозғалатугын k координатасына салыстырғанда тынышлықта тұрады.

Жоқарыда қабыл етилген болжаудан хәм бул болжауға салыстырмалық принципін қоссақ мына жағдай келип шығады: k системасынан бақланатугын $t = 0$ ден тиккелей кейинги уақыт аралығындағы электронның қозғалыс теңлемеси мына түрге ийе болады:

$$\mu \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} = \epsilon X',$$

$$\mu \frac{d^2 \eta}{d\tau^2} = \epsilon Y',$$

$$\mu \frac{d^2 \zeta}{d\tau^2} = \epsilon Z'.$$

Бул аңлатпалардағы ξ , η , ζ , τ , X' , Y' , Z' шамалары k системасына тийисли. Егер усыған қосымша $t = x = y = z = 0$ де $\tau = \xi = \eta = \zeta = 0$ деп есапласақ онда 3- хәм 6- параграфлардағы түрлендириу формулалары дурыс болады және келиси теңдемелер орынланады:

$$\begin{aligned} \tau &= \beta \left(t - \frac{v}{V^2} x \right), \\ \xi &= \beta(x - vt), & X' &= X, \\ \eta &= y, & Y' &= \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right), \\ \zeta &= z, & Z' &= \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right). \end{aligned}$$

Бул теңдемелердің жәрдеминде жоқарыда жазылған теңдемелерди k системасынан K системасына түрлендиремиз хәм мынаны аламыз:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{\mu} \frac{1}{\beta^3} X, \\ \frac{d^2 y}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Y - \frac{v}{V} N \right), \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= \frac{\epsilon}{\mu} \frac{1}{\beta} \left(Z + \frac{v}{V} M \right). \end{aligned} \tag{A}$$

Талкылаулардың әдеттегидей усылына сүйенип қозғалыушы электронның «бойлық» хәм «көлденең» массаларын анықлаймыз. (A) теңдемелерин мына түрде жазамыз:

$$\begin{aligned} \mu \beta^3 \frac{d^2 x}{dt^2} &= \epsilon X = \epsilon X', \\ \mu \beta^2 \frac{d^2 y}{dt^2} &= \epsilon \beta \left(Y - \frac{v}{V} N \right) = \epsilon Y', \\ \mu \beta^2 \frac{d^2 z}{dt^2} &= \epsilon \beta \left(Z + \frac{v}{V} M \right) = \epsilon Z'. \end{aligned}$$

Бундай жағдайда $\epsilon X'$, $\epsilon Y'$, $\epsilon Z'$ лердің электронға тәсир етиуши пандермотор күшлердің кураушылары екенлигин аңлаймыз. Қала берсе бул кураушылар усы уақыт

моментинде электрон менен бирге усы электронның тезлигиндей тезлик пенен қозғалатуғын координаталар системасында қаралады. (мысалы бул күштің усы системада тынышлықта тұрған пружиналы тәрези жәрдемінде өлшенениуі мүмкін). Егер усы күшти енди «электронға тәсир ететугын күш» деп атасақ хәм

$$\text{Масса} \times \text{Тезлениу} = \text{Күш}$$

теңлемесин сақлап қалсақ және буннан кейин өлшеулер тынышлықта тұрған К есаплау системасында әмелге асырылуы лазым екенлигин анықласақ, онда жоқарыдағы теңлемелерден аламыз:

$$\text{Бойлық масса} = \frac{\mu}{\left(\sqrt{1-(v/V)^2}\right)^3},$$

$$\text{Көлденең масса} = \frac{\mu}{\sqrt{1-(v/V)^2}}.$$

Өлбетте, егер биз күш пенен тезлениуге басқаша анықлама берсек, онда массалар ушын басқа мәнислерди алған болар едик. Буннан электронның қозғалысының хәр қыйлы теорияларын салыстырғанда жүдә абайлы болуы кереклиги келип шығады. Масса ушын алынған бул нәтижелердің нейтрал болған материаллық ноқатлар ушын да дурыс екенлигин сеземиз. Себеби усындай материаллық ноқатты қалеген муғдардағы киши электр зарядын қосып электронға айландыруы мүмкін (бизің мәнисте).

Электронның кинетикалық энергиясын анықлаймыз. Егер электрон К системасының басынан басланғыш 0 тезлиги менен барлық уақытта X көшеринің бағытында X электри күшинің тәсирінде қозғалатуғын болса, онда электростатикалық майданынан алынған энергияның $\int \epsilon X dx$ болатуғынлығы түсиникли. Электрон әстелик пенен тезленетуғын, соның салдарынан ол энергияны нурланыу түрінде қайтып бермейтуғын болғанлықтан электростатикалық майданнан алынған энергия электронның қозғалыс энергиясы W ге тең болуы керек. Қарап атырылған процесстің барысында (A) дағы биринши теңлеме дурыс болатуғынлығын дыққатка алсақ, онда

$$w = \int \epsilon X dx = \int_0^v \beta^3 \mu v dv = \mu V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1-(v/V)^2}} - 1 \right\}$$

аңлатпасын аламыз.

Сонлықтан $v=V$ болғанда W шамасы шексиз үлкен болады. Дәслепки жууамақлардағыдай усы жерде де жақтылықтың тезлигинен үлкен тезликтің болуы мүмкін емес. Кинетикалық энергия ушын жазылған бул аңлатпа жоқарыда келтирилген аргументлерге байланыссы қалеген массалар ушын дурыс болады.

Енди тәжірийбеде тексерилип көрилиуі мүмкін болған (A) теңлемелер системасынан келип шығуы керек барлық нәтижелерди атап өтеміз.

1. (A) системасының екінши теңлемесинен электр майданы Y хәм магнит майданы N $Y = N \frac{v}{V}$ болғанда электронды бирдей күште ауыстырады. Бизің теориямызға сәйкес қалеген тезликлер ушын егер

$$\frac{A_m}{A_e} = \frac{v}{V}$$

нызамы қолланылатуғын болса, онда электронның тезлигин магнит майданы тәрәпинен ауысуы A_m ниң электр майданы тәрәпинен ауысуы A_e ге қатнасы жәрдемінде анықлаудың мүмкін екенлиги көринип тур. Бул қатнасты экспериментте тексерип көриуге болады. Себеби электронның тезлигин тез өзгеретуғын электр хәм магнит

майданларының жәрдеминде анықлауға болады.

2. Электронның кинетикалық энергиясы үшін жазылған формуладан өтилген потенциаллар айырмасы P менен электронның алған тезлиги арасында мынадай қатнастың орын алыуы керек:

$$P = \int X dx = \frac{\mu}{\varepsilon} V^2 \left\{ \frac{1}{\sqrt{1 - (v/V)^2}} - 1 \right\}.$$

3. Электронның тезлигине перпендикуляр болған кернеуілиги N ге тең магнит майданы (бірден бір аұыстырыушы күш сыпатында) бар болғандағы орбитаның қыйсықлық радиусы R ди есаплаймыз.

(А) ның екінші теңлемесинен аламыз:

$$-\frac{d^2 y}{dt^2} = \frac{v^2}{R} = \frac{\varepsilon}{\mu} \frac{v}{V} N \sqrt{1 - (v/V)^2}$$

ямаса

$$R = V^2 \frac{\mu}{\varepsilon} \frac{\frac{v}{V}}{\sqrt{1 - (v/V)^2}} \frac{1}{N}.$$

Келтирилген үш қатнас ұсынылған теорияға сәйкес электронлардың қозғалыуы керек болған нызамлардың толық аңлатылуы болып табылады.

Ақырында ұсы мақалада баянланған проблемаларды ислең шығарғанда мениң достым хәм кәсиплесим М.Бессо ең исенимли жәрдемши болғанлығын атап өтемен.

1905-жылы 30-июнь күни келип түсти.

Бул Эйнштейннің салыстырмалық теориясы бойынша биринши (хәм тийкарғы) жумысы. Бул мақалаға шекем Эйнштейн тәрәпинен 1901-1905 жыллары молекулалық физика хәм жақтылықтың теориясы бойынша сегиз жумысы баспада басылды. Мақала 1913-жылғы топламға киргизилген (H.A.Lorentz. Das Relativitätsprinzip, eine Sammlung von Abhandlungen. Leipzig, Teubner, 1913). Топлам бир неше рет қайтадан басылған және англиз хәм француз тиллерине аударылған. Топламның англиз тилиндеги аудармасы Англияда (H.A.Lorentz. The Principle of Relativity, a collection of original memories. London, Methuen, 1923), хәм Индияда (The principle of Relativity. Original papers, by A. Einstein and H. Minkowski, Calcutta, 1920) басылған.

Мақаланың французша аудармасы (М.Соловиннің аудармасы) 1925-жылы жарық көрди (Paris, Gauthier). Орысша аудармасы В.К.Фредерикс пенен Д.Д.Иваненконың редакторлеуінде 1936-жылы жарық көрди (Салыстырмалық принципи. Г.А.Лоренц, А.Пуанкаре, А.Эйнштейн хәм Г.Минковский. ОНТИ, 1935).