Лекция №1. Зарядталған бөлшектердің біртекті магнит өрісіндегі қозғалысы

Плазма космоста кеңінен таралған және өзіне тән қасиеттері бар, қазіргі заманғы техникада маңызды мәселелерге арналған өндірістерде кең қолдануын тапқан заттың күйі болып табылады. Қазіргі кезде плазманы зерттеуде қолданылатын жаңа әдістер үлкен техникалық мәселелермен байланысты. Сол мәселелердің негізгілері басқарылатын термоядролық синтез (БТС), жылулық энергияны электр энергиясына магнитті–гидродинамикалық түрлендіру болып табылады. Басқарылатын термоядролық синтез проблемасы – термоядролық плазманы кыздыру және оны ұстап тұру. Бұл облыста магнит өрісі плазманың күш сызықтары бойымен плазманың еркін жайылуына мүмкіндік беріп, бірақ оның перпендикуляр бағытта қозғалуына кедергі жасау арқылы магнит өрісімен ұстау идеясы ұсынылған. Осы арқылы плазманы камера қабырғаларынан тұйықтау (оңашалау) мүмкіндігі ашылды. Жоғарғы температурадағы плазманы біртіндеп қыздыру және ұзақ квазистационар күйде ұстауға арналған магнитті тордың бірнеше түрлері бар. Олардың қатарына тұйықталған тороидалы қондырғылар (токамак, стеллараторлар) және магнитті тығыны бар ашық торлар жатады. Әр түрлі қондырғылардағы эксперименттер бұл мәселенің (проблеманың) соншалықты өте күрделі екенін көрсетті. Плазма орнықты емес болып табылады, онда өздігінен тербеліс туады, турбеленттілік дамиды, күшті конвекциялы ағындар пайда болады. Осының бәрі бөлшектердің және энергияның көп азаюына әкеледі. Келесі әдісте инерциялық ұстау режимінде термоядролық синтезді іске асырудың негізгі қиындығы аз уақыт ішінде плазманы термоядролық температураға дейін қыздыруға болатындай өте үлкен қуатты энергия көзі мен жоғары концентрацияның керектігімен байланысты.

Плазманы газды қоспаның қандай да бір жеке түрі деп қарастыруға болғанымен, бірнеше негізгі физикалық қасиеттеріне байланысты плазма жай газдан көп ерекшеленеді. Ол айырмашалық көбіне плазманың электр және магнит өрістеріндегі қозғалысында байқалады. Жай нейтралды газға электр және магнит өрістері елеулі әсер бермесе, оған керісінше плазма мұндай өрістердің әсерінен өзінің қасиеттерін күшті өзгерте алады. Электр өрісінің әсерінен (өте аз болса да) плазмада электр тогы пайда болады. Магнит өрісінде плазма өзіне тән (өзгеше) диамагнитті зат ретінде көрсетеді. Бұл лабораториялық жұмыстың негізгі мазмұны плазманың электр және магнит өрістерімен әртүрлі өзараәсерлесу процесстерінде пайда болған ерекше қасиеттерін сипаттауға арналған және плазманың көптеген ғылыми, техникалық қолданулар үшін негіз болып табылады. Осы процесстердің табиғатын түсіну үшін жеке электрондар мен иондар электр және магнит өрістерінде өздерін қалай ұстайтынын қарастыру қажет. Жеке бөлшектердің қозғалысы туралы мәлімет негізінде плазма бүтін ретінде қатысатын макроскопиялық сипаттағы процесстерді түсіндіруге ауысуға болады.

Плазмалық процесстердің барлық ерекше белгілері бөлшектердің қозғалыс заңдарымен анықталатын болғандықтан, плазманың магниттік қасиеттерін қарастырмас бұрын, жеке зарядталған бөлшектердің берілген электр және магнит өрістерінде еркін қозғалысын қарастырған дұрыс.

1.2.1. Зарядталған бөлшекке әсер ететін күш. Қозғалыс теңдеуі.

Егер кеңістіктің қандай да бір облысында электр өрісі $\vec{E}$ мен $\vec{B}$ магнит өрісі бар болса, онда зарядталған бөлшекке әсер ететін $\vec{F}$ күші мына формуламен [1] беріледі:

$$\vec{F} = q\vec{E} + q\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right] \quad (1)$$

мұндағы q - бөлшектің заряды, $\vec{\vartheta}$ - оның жылдамдығы.

Берілген өрісте бөлшектің қозғалыс теңдеуі қарапайым түрде мына түрде болады:

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = q\vec{E} + q\left[\vec{\vartheta}\vec{B}\right] \quad (2)$$

1.2.2. Біртекті магнит өрісінде бөлшектің қозғалысы

Зарядталған бөлшектің біртекті магнит өрісіндегі қозғалысын қарастырайық. Айталық, электр өрісі жоқ және бөлшектің $\vec{\vartheta}_0$ бастапқы жылдамдығы $\vec{B}$ векторымен салыстырғанда еркін түрде бағытталған. Бастапқы жылдамдық векторын екі құраушыға жіктейік: магнит өрісіне паралель ϑ_{II} және оған перпендикуляр $\vartheta_{\perp}$ (1-сурет). ϑ_{II} шамасы қозғалыс кезінде өзгеріссіз қалады, себебі магнит өрісінде бөлшекке әсер ететін Лоренц күшінің күш сызықтары бойымен бағытталған құраушысы болмайды. Сондықтан магнит өрісіндегі бөлшектердің қозғалысы екі қарапайым қозғалыстарға бөлінеді: магнит өрісі бойымен бірқалыпты орын ауыстыруы және перпендикуляр жазықтықтағы қозғалысы. Лоренц күші магнит өрісіне перпендикуляр жазықтықта жатады және оның шамасы мына өрнекпен анықталады

$$F = q\vartheta_{\perp}B \quad (3)$$

және кез-келген уақыт мезетінде $\vartheta_{\perp}$ -ға тік бұрыш жасап бағытталған. F күші $\vartheta_{\perp}$ құраушыны оның мәнін өзгертпей үздіксіз бұрады. Сондықтан бұл күш центрге тартқыш болып табылады, оның әсерінен болатын өріске перпендикуляр жазықтықтағы қозғалыс мына теңдеумен өрнектеледі

$$\frac{m\vartheta_{\perp}^2}{r_L} = q\vartheta_{\perp}B \quad (4)$$

және $\vartheta_{\perp}$ жылдамдықпен шеңбер бойымен бірқалыпты қозғалысты көрсетеді. 19 ғасырдың аяғында магнит өрісіндегі бөлшектің қозғалысын зерттеген ағылшын физигі Лармордың атымен $r_L = \dfrac{m\vartheta_{\perp}}{qB}$ шамасы лармор радиусы деп аталады. (4) формуладан айналыс периоды мен бұрыштық жиілік үшін келесі өрнектерді аламыз

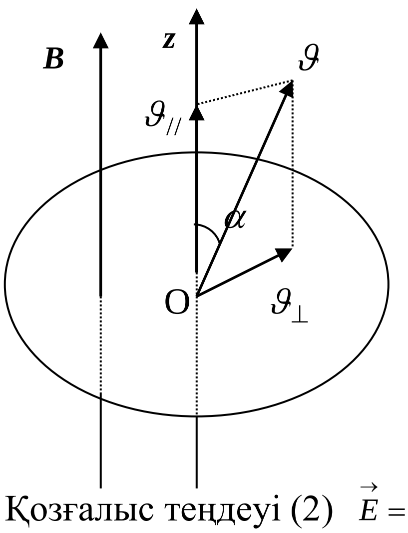
$$T = \frac{2\pi m}{qB}, \quad \omega_c = \frac{qB}{m}. \tag{5}$$

ω_c шамасы берілген бөлшек үшін ларморлық жиілік деп аталады.

Магнит өрісі бағытымен бірқалыпты орын ауыстыру мен перпендикуляр жазықтықтағы бірқалыпты айналысты қосқанда бөлшектің бұранда сызық бойымен қозғалысына әкеледі. Бұранда сызықтың қадамы бөлшек шеңбер бойымен бір айналыс жасаған уақытта өріс бағытымен орын ауыстырған арақашықтыққа тең болады

$$l = \vartheta_{//}T = 2\pi \frac{m}{qB}\vartheta_0 \cos\alpha . \tag{6}$$

Мұндағы α - бастапқы жылдамдық пен магнит өрісі бағыттары арасындағы бұрыш. Айналу бағыты оң зарядты бөлшек үшін $\vec{B}$ векторымен сол бұрандалы жүйені және теріс зарядты бөлшек үшін оң бұрандалы жүйені құрайды.



1 – сурет. Біртекті магнит өрісінде бөлшек жылдамдығының құраушылары.

Қозғалыс теңдеуі (2) $\vec{E} = 0$ жағдайда мына түрде жазылады

$$m\frac{d\vec{\vartheta}}{dt} = q\left[\vec{\vartheta}\cdot\vec{B}\right] \tag{7}$$

z-ті $\vec{B}$ -мен бағыттасақ ($\vec{B} = B\cdot\vec{z}$), біз мынаны аламыз

$$m\dot{\vartheta}_x = qB\vartheta_y, \quad m\dot{\vartheta}_y = -qB\vartheta_x, \quad m\dot{\vartheta}_z = 0 \tag{8}$$

$$\ddot{\vartheta}_x = \frac{qB}{m}\dot{\vartheta}_y = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 \vartheta_x ,$$

$$\ddot{\vartheta}_y = -\frac{qB}{m}\dot{\vartheta}_x = -\left(\frac{qB}{m}\right)^2 \vartheta_y$$

(8) теңдеудің шешімін былай жазуға болады

$$\vartheta_{x,y} = \vartheta_\perp \exp(\pm i\omega_L t + i\delta_{x,y})$$

мұндағы $\pm$ - q зарядтың таңбасына байланысты. Біз δ фазаны

$$\vartheta_x = \vartheta_\perp e^{i\omega_c t} = \dot{x} \tag{9}$$

болатындай таңдауымызға болады, мұндағы $\vartheta_\perp$- $\vec{B}$ векторына перпендикуляр жазықтықтағы жылдамдықты көрсететін оң тұрақты. Олай болса,

$$\vartheta_y = \frac{m}{qB}\dot{\vartheta}_x = \pm\frac{1}{\omega_L}\dot{\vartheta}_x = \pm i\vartheta_\perp e^{i\omega_L t} = \dot{y} \quad . \tag{10}$$

(9) және (10) өрнектерді интегралдасақ, мынаны аламыз

$$x - x_0 = -i\frac{\vartheta_\perp}{\omega_c}e^{i\omega_L t}, \quad y - y_0 = \pm\frac{\vartheta_\perp}{\omega_c}e^{i\omega_L t} \quad . \tag{11}$$

(11) теңдеудің нақты бөлігін алсақ, мынаған тең болады

$$x - x_0 = r_L \sin\omega_L t, \qquad y - y_0 = \pm r_L \cos\omega_L t \tag{12}$$

Бұл формулалар (x_0, y_0) белгіленген центр айналасындағы дөңгелек орбитаны сипаттайды. Бөлшектің айналу бағыты сол кезде пайда болған магнит өрісі сыртқы магнит өрісіне қарама-қарсы болатындай болады. Олай болса, плазма бөлшектері магнит өрісін азайтуға ұмтылады да, плазма диамагнетик болып табылады. Бұл қозғалыспен қатар $\vec{B}$ бойымен бағытталған ϑ_z жылдамдықпен ($\vec{B}$ оған әсер етпейді) болатын қозғалыс та орын алады. Сондықтан зарядталған бөлшек магнит өрісінде кеңістікте жалпы жағдайда бұранда түрінде болатын траекториямен қозғалады.