

М. М. Дяченко, член-кореспондент НАН України В. І. Мирошніченко,
Р. І. Холодов

Електрична сприйнятливість замагніченої електронної плазми з урахуванням анізотропії температури в рамках квантової теорії поля

Методами квантової теорії поля досліджується електрична сприйнятливість анізотропної електронної плазми в однорідному магнітному полі. Знайдено електричну сприйнятливість замагніченої електронної плазми з урахуванням анізотропії температури в лінійному наближенні та квантові поправки до неї. Проводиться перевірка одержаних формул з відповідними виразами фізики плазми та оцінка квантових поправок.

1. На сучасному етапі розвитку фізики високих енергій при дослідженнях взаємодії швидких важких іонів переходять до експериментів із зустрічними пучками. В цьому випадку вся енергія початкового руху може перейти в енергію народжених нових частинок з великими масами, але така постановка експериментів потребує створення пучків заряджених частинок з малими емітансами. Найвідомішим і ефективно вживаним методом охолодження є електронне охолодження. Воно знаходить застосування у сучасних колайдерах важких та легких частинок. Це в свою чергу робить актуальними задачі з теорії проходження заряджених частинок через замагнічену електронну плазму.

Одним з найбільших науково-дослідницьких проєктів сучасної фізики є FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research). В рамках цього проєкту планується широкий спектр наукових досліджень, серед яких проблеми протон-антипротонних взаємодій. Їх планують вивчати на накопичувачі заряджених частинок HESR (High Energy Storage Ring) з довжиною близько 400 м, енергією антипротонів 10 ГеВ. Електронний охолоджувач є важливим елементом кільця, який буде забезпечувати отримання якісних пучків антипротонів з розкидом за імпульсами $\Delta p/p \sim 10^{-5}$.

Тривалий час для теоретичного опису електронного охолодження застосовувався метод парних зіткнень, який успішно описував основні процеси, що виникають при охолодженні заряджених частинок. Альтернативними теоріями є методи квантової теорії поля [1, 2] та кінетичного рівняння Власова (діелектрична модель) [3, 4], які враховують далекі зіткнення частинки з електронною плазмою. Однією з головних теоретичних задач електронного охолодження є знаходження втрат енергії зарядженої частинки. В теорії парних зіткнень та методах фізики плазми при розрахунку сили тертя виникають розбіжності на межах інтегрування, які ліквідують, вводячи певні феноменологічні параметри, і результати мають лише логарифмічну точність. Методи ж квантової теорії поля дають можливість отримати точні результати без введення таких параметрів, що є головною перевагою цього методу.

Слід підкреслити, що в електронному охолодженні електронний пучок має істотну анізотропію розподілу за швидкостями, що пов'язано з прискоренням пучка електронів [5, 6].

У даній роботі методами квантової теорії поля (метод функції Гріна та діаграмна техніка) [1, 2] знайдений зручний вигляд електричної сприйнятливості замагніченої електронної

плазми з урахуванням анізотропії температури в лінійному наближенні для подальшого розрахунку втрат енергії зарядженої частинки при електронному охолодженні та квантові поправки до неї.

2. Методи квантової теорії поля вперше були застосовані до дослідження взаємодії зарядженої частинки з плазмою без магнітного поля в роботі Ларкіна [1]. Далі вони були використані Ахієзером [2] для знаходження втрат енергії в магнітоактивній електронній плазмі та діелектричної проникності плазми, але в цих роботах не була врахована температура електронів.

За методом квантової теорії поля сприйнятливість плазми визначається так:

$$\chi(\vec{k}, \omega) = -\frac{P(\vec{k}, i\omega)}{k^2}, \quad (1)$$

де $P(\vec{k}, i\omega)$ — поляризаційний оператор, для розрахунку якого використовується діаграмна техніка і в однопетльовому наближенні має такий вигляд:

$$P(\vec{r} - \vec{r}', ik_0) = \frac{2e^2}{\beta} \sum_{p_0} G(\vec{r}, \vec{r}', p_0) G(\vec{r}', \vec{r}, p_0 - k_0). \quad (2)$$

Тут $ip_0 = ((2n + 1)/\beta)\pi$, $n = 0, \pm 1, \dots$; $G(\vec{r}, \vec{r}', p_0)$ — функція Гріна електрона в магнітному полі і вона має вигляд

$$G(\vec{r}, \vec{r}', p_0) = \sum_{\alpha} \Psi_{\alpha}(\vec{r}) \frac{1}{\varepsilon_{\alpha} - p_0} \Psi_{\alpha}^*(\vec{r}'), \quad (3)$$

де

$$\varepsilon_{\alpha} \equiv \varepsilon_{\nu, p_z} = \hbar\omega_B \left(\nu + \frac{1}{2} \right) + \frac{p_z^2}{2m}; \quad (4)$$

$\omega_B = eH/(mc)$ — циклотронна частота; ν — номер рівня Ландау; p_z — поздовжня проекція імпульсу; $\Psi_{\alpha}(\vec{r})$ — хвильова функція електрона в магнітному полі.

За результатами роботи Ахієзера [2] електрична сприйнятливість магнітоактивної плазми визначається:

$$\chi(\vec{k}, \omega) = -\frac{2e^2 m \omega_B}{(2\pi\hbar)^2 k^2} \sum_{\nu, \nu'} \Lambda_{\nu\nu'} \left(\frac{k_{\perp} \hbar}{\sqrt{2m\omega_B \hbar}} \right) \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{n_{\nu, p_z} - n_{\nu', p_z - \hbar k_z}}{\varepsilon_{\nu, p_z} - \varepsilon_{\nu', p_z - \hbar k_z} - \hbar\omega}, \quad (5)$$

де $k_{\perp} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. У формулі (5) функція $\Lambda_{\nu\nu'}$ має такий вигляд:

$$\Lambda_{\nu\nu'}(a) = \int_0^{\infty} ds J_0(2\sqrt{as}) L_{\nu}(s) L_{\nu'}(s) e^{-s}, \quad (6)$$

де $a \equiv (\hbar k_{\perp})^2 / (2m\hbar\omega_B)$ — відношення поперечної енергії $(\hbar k_{\perp})^2 / (2m)$ до відстані між сусідніми рівнями Ландау $\hbar\omega_B$; $J_0(2\sqrt{as})$ — функція Бесселя нульового порядку; $L_{\nu}(s)$ — поліном Лагера. За параметром a можна виділити два граничних випадки: $a \gg 1$ — слабе магнітне поле, $a \ll 1$ — сильне магнітне поле.

У даній роботі розглядається електронний газ з анізотропним за температурою розподілом, який знаходиться в зовнішньому постійному однорідному магнітному полі ($\vec{B} \parallel Oz$). Для проведення необхідних оцінок використовуються параметри, характерні для електронного пучка, яким охолоджують пучки заряджених частинок, зокрема, для HESR ($N = 3 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3}$, $\omega_B = 3,5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\omega_p = 3 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$, $T_{\perp} = 1 \text{ еВ}$, $T_{\parallel} = 0,01 \text{ еВ}$).

Перехід до анізотропного розподілу за температурою здійснюється за таким правилом:

$$\frac{\varepsilon}{T} \rightarrow \frac{\varepsilon_{\parallel}}{T_{\parallel}} + \frac{\varepsilon_{\perp}}{T_{\perp}},$$

ε — енергія електрона; $\varepsilon_{\parallel, \perp}$ — поздовжня та поперечна енергії електрона відносно напрямку силових ліній магнітного поля. Тоді розподіл електронів за швидкостями з урахуванням (4) може бути записаний у вигляді

$$n_{\nu, p_z} = e^{-\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu + \frac{1}{2})} e^{-\frac{p_z^2}{2mT_{\parallel}}}, \quad n_{\nu', p_z - \hbar k_z} = e^{-\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu' + \frac{1}{2})} e^{-\frac{(p_z - \hbar k_z)^2}{2mT_{\parallel}}}.$$

Інтеграл по імпульсу в формулі (5) визначається так:

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{n_{\nu, p_z} - n_{\nu', p_z - \hbar k_z}}{\varepsilon_{\nu, p_z} - \varepsilon_{\nu', p_z - \hbar k_z} - \hbar\omega} = \frac{e^{-\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu' + \frac{1}{2})}}{\hbar[\omega_B(\nu - \nu') - \omega]} \sqrt{2\pi m T_{\parallel}} \left(I_1 - e^{\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu - \nu')} I_2 \right), \quad (7)$$

де

$$I_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2\pi m T_{\parallel}}} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{e^{-\frac{p_z^2}{2mT_{\parallel}}}}{1 - \zeta_{1,2}(p_z)}, \quad \zeta_{1,2} \equiv \frac{2k_z p_z \mp \hbar k_z^2}{2m[\omega - \omega_B(\nu - \nu')]}.$$

У випадку сильного магнітного поля ($a \ll 1$) виконуються співвідношення $\zeta_{1,2} \ll 1$. Проводячи розвинення в ряд підінтегральні вирази в $I_{1,2}$ по ζ з точністю до ζ^3 , що дає можливість врахувати температуру в лінійному наближенні, маємо:

$$I_{1,2} \approx 1 \mp \frac{\hbar k_z^2}{2m[\omega + \omega_B(\nu' - \nu)]} + \frac{4mk_z^2 T_{\parallel} + \hbar^2 k_z^4}{4m^2[\omega + \omega_B(\nu' - \nu)]^2} \mp \frac{12m\hbar k_z^4 T_{\parallel} + \hbar^3 k_z^6}{8m^3[\omega + \omega_B(\nu' - \nu)]^3}. \quad (8)$$

З урахуванням співвідношень (6)–(8) електрична сприйнятливість має вигляд:

$$\chi(\omega, \vec{k}) = -\frac{2e^2 m \omega_B}{(2\pi\hbar)^2 k^2} \sqrt{2\pi m T_{\parallel}} \sum_{\nu, \nu'} \Lambda_{\nu\nu'}(a) e^{-\delta(2\nu+1)} \frac{I_1 - e^{\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu-\nu')} I_2}{\hbar[\omega + \omega_B(\nu' - \nu)]}, \quad (9)$$

де $\delta \equiv \hbar\omega_B/(2T_{\perp})$ — відношення відстані між сусідніми рівнями Ландау $\hbar\omega_B$ до енергії поперечного теплового руху.

Оскільки вираз $\frac{I_1 - e^{\frac{\hbar\omega_B}{T_{\perp}}(\nu-\nu')} I_2}{\hbar[\omega + \omega_B(\nu' - \nu)]}$ в (9) залежить лише від різниці $(\nu' - \nu)$, його можна винести за знак суми по ν . Далі знайдемо суму

$$\sum_{\nu} e^{-\delta(2\nu+1)} \Lambda_{\nu\nu'}(a). \quad (10)$$

У сильному магнітному полі a — мала величина. Знайдемо асимптоту функції $\Lambda_{\nu\nu'}(a)$ при $a \ll 1$. Для цього розвинемо функцію Бесселя $J_0(2\sqrt{as})$ в ряд Тейлора по a :

$$J_0(2\sqrt{as}) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k!)^2} a^k s^k. \quad (11)$$

Тоді, підставляючи (11) в (6), можна отримати

$$\Lambda_{\nu\nu'}(a) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k!)^2} a^k \int_0^{\infty} ds s^k L_{\nu}(s) L_{\nu'}(s) e^{-s} = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k}{(k!)^2} a^k \lambda_{\nu\nu'}^{(k)}, \quad (12)$$

де $\lambda_{\nu\nu'}^{(k)} = \int_0^{\infty} ds s^k L_{\nu}(s) L_{\nu'}(s) e^{-s}$. Для врахування температури електронів у лінійному наближенні розвинемо $\Lambda_{\nu\nu'}(a)$ з точністю до a^2 , тоді

$$\Lambda_{\nu\nu'}(a) \approx \lambda_{\nu\nu'}^{(0)} - a \lambda_{\nu\nu'}^{(1)} + \frac{a^2}{4} \lambda_{\nu\nu'}^{(2)}. \quad (13)$$

У роботі [2] не враховували температуру електронів, тому функція (6) була розвинута лише з точністю до a

$$\Lambda_{\nu\nu'}(a) \approx \lambda_{\nu\nu'}^{(0)} - a \lambda_{\nu\nu'}^{(1)}. \quad (14)$$

Для обчислення інтегралів $\lambda_{\nu\nu'}^{(0)}$, $\lambda_{\nu\nu'}^{(1)}$, $\lambda_{\nu\nu'}^{(2)}$ в (13) скористаємося рекурентними співвідношеннями між поліномами Лагера:

$$\begin{aligned} sL_{\nu}(s) &= -(\nu+1)L_{\nu+1}(s) + (2\nu+1)L_{\nu}(s) - \nu L_{\nu-1}(s), \\ s^2L_{\nu}(s) &= (\nu+1)(\nu+2)L_{\nu+2}(s) - 4(\nu+1)^2L_{\nu+1}(s) + 2(3\nu^2+3\nu+1)L_{\nu}(s) - \\ &\quad - 4\nu^2L_{\nu-1}(s) + \nu(\nu-1)L_{\nu-2}(s). \end{aligned} \quad (15)$$

Остаточно маємо

$$\begin{aligned} \lambda_{\nu\nu'}^{(0)} &= \int_0^{\infty} ds e^{-s} L_{\nu}(s) L_{\nu'}(s) = \delta_{\nu\nu'}, \quad \lambda_{\nu\nu'}^{(1)} = -(\nu+1)\delta_{\nu+1,\nu'} + (2\nu+1)\delta_{\nu,\nu'} - \nu\delta_{\nu-1,\nu'}, \\ \lambda_{\nu\nu'}^{(2)} &= (\nu+1)(\nu+2)\delta_{\nu+2,\nu'} - 4(\nu+1)^2\delta_{\nu+1,\nu'} + 2(3\nu^2+3\nu+1)\delta_{\nu,\nu'} - 4\nu^2\delta_{\nu-1,\nu'} + \\ &\quad + \nu(\nu-1)\delta_{\nu-2,\nu'}. \end{aligned}$$

У випадку $a \gg 1$ (слабке магнітне поле) [2]

$$\Lambda_{\nu\nu'}(a) \approx \frac{m\hbar\omega_B}{\pi\Delta},$$

де Δ — площа трикутника, який побудований з відрізків $\hbar k_{\perp}$, p_{\perp} , p'_{\perp} , $p_{\perp}^2 = 2m\hbar\omega_B(\nu+1/2)$, $p'^2_{\perp} = 2m\hbar\omega_B(\nu'+1/2)$.

Функція $\Lambda_{\nu\nu'}(a)$ та її наближення ($a \ll 1, a \gg 1$) зображені на рис. 1.

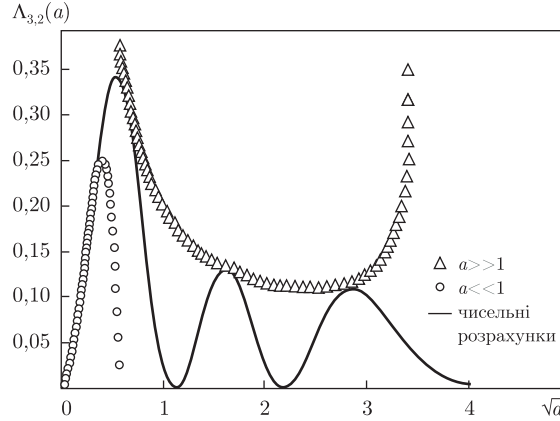


Рис. 1. Функція $\Lambda_{\nu\nu'}(a)$, її асимптота при $a \ll 1$ та наближення при $a \gg 1$ [2] для номерів рівнів Ландау $\nu = 3$ та $\nu' = 2$

Підставляючи (15) в суму (10) та проводячи певні математичні перетворення, матимемо (10) у вигляді

$$\begin{aligned} \sum_{\nu} e^{-\delta(2\nu+1)} \Lambda_{\nu\nu'}(a) = & \frac{1}{2sh\delta} \left(\delta_{\nu\nu'} + \frac{a^2}{2sh\delta} [e^{\delta} \delta_{\nu+1,\nu'} - 2\delta_{\nu,\nu'} ch\delta + e^{-\delta} \delta_{\nu-1,\nu'}] + \right. \\ & + \frac{a^4}{4sh^2\delta} \left[\frac{e^{2\delta}}{2} \delta_{\nu+2,\nu'} - 2e^{\delta} \delta_{\nu+1,\nu'} ch\delta + (3e^{-\delta} ch\delta + 3sh\delta e^{-\delta} + 2sh^2\delta) \delta_{\nu,\nu'} - \right. \\ & \left. \left. - 2e^{-\delta} \delta_{\nu-1,\nu'} ch\delta + \frac{e^{-2\delta}}{2} \delta_{\nu-2,\nu'} \right] \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Знаходячи суму за ν' в (9) та провівши послідовні математичні перетворення з урахуванням того, що для характерних параметрів електронного охолодження $\delta \equiv \hbar\omega_B/(2T_{\perp}) \sim 10^{-5}$, маємо (9) в остаточному вигляді:

$$\chi(\omega, \vec{k}, T) = \chi(\omega, \vec{k}, 0) + AT_{\parallel} + BT_{\perp} + C, \quad (17)$$

де

$$\begin{aligned} \chi(\omega, \vec{k}, 0) = & -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \right), \quad A = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_z^2}{m} \left(\frac{3k_z^2}{\omega^4} + k_{\perp}^2 \frac{3\omega^2 + \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^3} \right), \\ B = & -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{k_{\perp}^2}{m} \left(\frac{3k_{\perp}^2}{(\omega^2 - 4\omega_B^2)(\omega^2 - \omega_B^2)} + \frac{k_z^2}{\omega^2} \frac{3\omega^2 - \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^2} \right), \\ C = & -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{3\hbar k_{\perp}^4 k_z^2 T_{\perp}}{8m^2 \omega^2 \omega_B^3} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^4 k_z^2}{8m^2 \omega^2 \omega_B^2} + \frac{\hbar^2 k_z^6}{4m^2 \omega^4} + \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2 k_z^4}{4m^2} \frac{3\omega^2 + \omega_B^2}{(\omega^2 - \omega_B^2)^3} \right). \end{aligned}$$

3. Для перевірки одержаного виразу (17) розглянемо квазікласичний випадок ($\hbar \rightarrow 0$) ізотропної електронної плазми ($T_{\parallel} = T_{\perp} = T$), яка знаходиться в постійному однорідному магнітному полі. Тоді сприйнятливість з (17) визначається так:

$$\chi(\omega, \vec{k}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_B^2} + \right.$$

$$+ \frac{T}{m} \left[\frac{3k_z^4}{\omega^4} + k_{\perp}^2 k_z^2 \frac{6\omega^4 - 3\omega^2 \omega_B^2 + \omega_B^4}{\omega^2 (\omega^2 - \omega_B^2)^3} + \frac{3k_{\perp}^4}{(\omega^2 - 4\omega_B^2)(\omega^2 - \omega_B^2)} \right]. \quad (18)$$

Порівняємо (18) з формулами класичної електродинаміки плазми [7, 8]. З фізики плазми добре відома формула для визначення електричної сприйнятливості магнітоактивної електронної плазми

$$\chi(\omega, \vec{k}) = \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 v_{Te}^2} \left(1 - \sum_n \frac{\omega}{\omega - n\omega_B} A_n(z) F(\beta_n) \right), \quad (19)$$

де $A_n(z) = e^{-z} I_n(z)$; $z = k_{\perp}^2 v_{Te}^2 / \omega_B^2$; $\beta_n = (\omega - n\omega_B) / (\sqrt{2} k_z v_{Te})$; ω_{pe} — плазмова частота електронів; v_{Te} — теплова швидкість електронів; $I_n(z)$ — функція Бесселя від уявного аргумента; $F(\beta_n)$ — дисперсійна функція плазми [11, 12].

У випадку холодної плазми виконуються співвідношення [8, 9]:

$$\frac{k_{\perp} v_{Te}}{\omega_B} \ll 1, \quad \frac{\omega - n\omega_B}{\sqrt{2} k_z v_{Te}} \gg 1.$$

Проводячи розвинення в ряд Тейлора (19) та залишаючи доданки, які враховують температуру в лінійному наближенні, можна одержати формулу (18).

При $\hbar \rightarrow 0$ та холодної електронної плазми ($T = 0$) в однорідному магнітному полі з (17) можна отримати

$$\chi(\omega, \vec{k}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \left(\frac{k_z^2}{\omega^2} + \frac{k_{\perp}^2}{\omega^2 - \omega_B^2} \right). \quad (20)$$

Формула (20) є відоме гідродинамічне наближення [7–9].

У квазікласичному випадку ($\hbar \rightarrow 0$) анізотропної електронної плазми без магнітного поля ($\omega_B = 0$) сприйнятливість з (17) визначається так:

$$\chi(\omega, \vec{k}) = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3T^* k^2}{m \omega^2} \right), \quad (21)$$

де $T^* = T_{\parallel} \cos \theta + T_{\perp} \sin \theta$; θ — кут між \vec{k} та віссю Oz. Формула (21) відома з електродинаміки плазми [7, 8].

Проведемо оцінку квантових поправок у формулі (17). При цьому будемо враховувати, що $k \sim \omega_{pe}/V$, $V \sim 10^4$ м/с, тоді $C \sim 10^{-7}$, тому квантові поправки несуттєві, однак слід звернути увагу на квантовий параметр $\delta \equiv \hbar \omega_B / (2T_{\perp})$, який для електронного охолодження $\delta \sim 10^{-5}$, але якщо збільшити магнітне поле до 20 Тл (експериментально досягне в надпровідних магнітах) та зменшити поперечну температуру до 0,01 еВ (охолодження катода), то відношення відстані між рівнями Ландау та поперечної теплової енергії електронів буде порядку одиниці і квантові ефекти даватимуть істотний внесок.

1. Ларкин А. И. Прохождение частиц через плазму // Журн. эксперим. и теорет. физики. — 1959. — **37**, № 1. — С. 264–272.
2. Аглизер И. А. К теории взаимодействия заряженной частицы с плазмой в магнитном поле // Там же. — 1961. — **40**, № 3. — С. 954–962.
3. Балакирев В. А., Мирошниченко В. И., Сториженко В. Е., Толстолужский А. П. Потери энергии заряженных частиц в магнітоактивній плазмі // Вопр. атомной науки и техники. — 2010. — № 2. — С. 181–185.

4. *Мирошниченко В. И., Сотников Г. В., Сторижко В. Е.* Сравнительный анализ потерь энергии заряженных частиц в магнитоактивном плазменном цилиндре // Там же. – 2010. – № 2. – С. 81–85.
5. *Буджер Г. И., Скринский А. Н.* Электронное охлаждение. Основные возможности в физике элементарных частиц // Усп. физ. наук. – 1978. – **124**, № 4. – С. 561–595.
6. *Мешков И. Н.* Электронное охлаждение: статус и перспективы // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 1994. – **25**, № 6. – С. 1487–1560.
7. *Ахиезер А. И., Ахиезер И. А., Половин Р. В.* Электродинамика плазмы. – Москва: Наука, 1974. – 719 с.
8. *Александров А. Ф., Богданкевич Л. С., Рухадзе А. А.* Основы электродинамики плазмы. – Москва: Высш. школа, 1978. – 407 с.
9. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Физическая кинетика. – Москва: Наука, 1979. – 528 с.
10. *Fedotov A. V., Galnander B.* Experimental studies of the magnetized friction force // Phys. Rev. E. – 2006. – **73**. – P. 1–9.
11. *Nersisyan H. B.* Stopping power of ions in a magnetized two-temperature plasma // Ibid. – 2000. – **61**, No 6. – P. 7022–7033.
12. *Nersisyan H. B.* Energy loss of ions in a magnetized plasma // Ibid. – 2003. – **67**. – P. 1–11.

Институт прикладной физики НАН Украины, Суми

Надійшло до редакції 14.05.2012

М. М. Дяченко, член-корреспондент НАН Украины **В. И. Мирошниченко**,
Р. И. Холодов

Электрическая восприимчивость замагниченной электронной плазмы с учетом анизотропии температуры в рамках квантовой теории поля

Методами квантовой теории поля исследуется электрическая восприимчивость анизотропной электронной плазмы в однородном магнитном поле. Найдена электрическая восприимчивость замагниченной электронной плазмы с учетом анизотропии температуры в линейном приближении и квантовые поправки к ней. Проводится проверка полученных формул с соответствующими выражениями физики плазмы и оценка квантовых поправок.

M. M. Diachenko,

Corresponding Member of the NAS of Ukraine **V. I. Miroshnichenko**, **R. I. Kholodov**

Electric susceptibility of magnetized electron plasma with regard for the temperature anisotropy in the frame of quantum field theory

The electric susceptibility of an anisotropic electron plasma in a uniform magnetic field is studied by quantum field theory methods. The electric susceptibility of a magnetized electron plasma with regard for the temperature anisotropy in the linear approximation has been found, as well as its quantum corrections. The obtained formulas have been compared with the corresponding expressions of plasma physics, and the estimation of quantum corrections has been done.