

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

В.А. Балакирев², В.И. Мирошниченко¹, В.Е. Сторишко¹, А.П. Толстолужский²

¹*Институт прикладной физики, Сумы, Украина;*

²*Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,
Харьков, Украина*

E-mail: mvi@ipfcentr.sumy.ua

Определены потери энергии заряженной частицы в холодной плазме, помещенной во внешнее магнитное поле. Получены точные и приближенные выражения для потерь энергии частицы. Определен вклад в полные потери энергии верхнегибридных и нижнегибридных колебаний плазмы. Исследованы зависимости потерь энергии от угла движения частицы относительно внешнего магнитного поля и его напряженности.

1. ВВЕДЕНИЕ

Накопление антипротонов является весьма сложным процессом. Дело в том, что, с одной стороны, количество антипротонов мало (коэффициент конверсии протонов в антипротоны в ядерных реакциях на мишени не превышает 10^{-7}). А с другой стороны, антипротоны рождаются от первичного протонного пучка на мишени в широком телесном угле и с большим разбросом по энергии, т.е. с большими значениями поперечного и продольного эмиттансов. Поэтому, если для протонов процесс охлаждения в накопителях является желательным, то для антипротонов он жизненно необходим.

Известны два способа искусственного охлаждения тяжелых частиц: электронное охлаждение и стохастическое охлаждение. Идею электронного охлаждения высказал Буджер Г.И. в 60-х годах [1]. В основе такого метода охлаждения лежит использование соударений накопленных антипротонов с частицами специально введенного «холодного» релятивистского электронного пучка (РЭП) [2,3]. Направленные продольные скорости антипротонного и электронного пучка должны совпадать, поскольку эффективность рассеяния частиц друг на друге в этих условиях максимальна. При каждом соударении часть энергии антипротона передается электронам. Таким образом, антипротонный пучок охлаждается, а электронный, соответственно, нагревается. Нагретый электронный пучок непрерывно выводится из устройства охлаждения и постоянно заменяется «свежим» холодным пучком так, что циркулирующий антипротонный пучок непрерывно охлаждается.

Соударения тяжелых и легких частиц можно разделить на две группы. Прежде всего, это «дальние» соударения, которые приводят к рассеянию на малые углы. В своей совокупности этот процесс эквивалентен возбуждению коллективных волновых движений сплошной среды, каковым является электронный пучок в собственной системе отсчета. Такие коллективные возбуждения электронного газа описываются тензором диэлектрической проницаемости $\varepsilon_{ij}(\omega, \vec{k})$, где ω – частота, \vec{k} – волновой вектор соответствующего волнового возбуждения. При таком подходе [3] определение потерь энергии тя-

желой частицы в электронной среде сводится к электродинамической задаче возбуждения электрических полей собственных колебаний холодного электронного облака. Потери энергии тяжелой частицы обусловлены действием силы торможения со стороны этих полей. Следует отметить, что электродинамический подход к проблеме охлаждения тяжелых частиц оправдан лишь на начальной стадии процесса охлаждения. На второй стадии, когда скорость ионов становится существенно ниже тепловой скорости электронов, физика процесса качественно меняется.

Ко второй группе соударений следует отнести «близкие» соударения, которые характеризуются малыми прицельными параметрами и большими углами рассеяния. Естественно полные потери энергии тяжелой частицы должны учитывать как «дальние» (коллективные), так и «близкие» (индивидуальные) соударения. В настоящей работе в рамках модели безграничной электронной плазмы определены потери энергии тяжелых частиц, движущихся в общем случае под произвольным углом к внешнему магнитному полю. Отметим, что такая проблема для частного случая движения вдоль магнитного поля исследована в работах [4-8].

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть в однородной безграничной плазме под углом к внешнему магнитному полю движется заряженная частица (протон, антипротон). Плазму считаем неограниченной. Внешнее однородное магнитное поле направлено вдоль оси z . Направленная скорость тяжелой частицы существенно превосходит тепловую скорость электронов плазмы. В задачу входит определение потерь энергии, обусловленных как возбуждением собственных колебаний плазмы (дальние соударения частицы с электронами плазмы), так и близкими соударениями.

Ниже мы ограничимся случаем нерелятивистских энергий тяжелых частиц и будем рассматривать возбуждение колебаний плазмы в потенциальном приближении. Исходная система уравнений содержит уравнения Пуассона для возбужденных потенциальных колебаний:

$$\Delta\varphi = -4\pi q\delta(\vec{r} - \vec{V}_0 t) + 4\pi en_e, \quad (1)$$

а также уравнения движения и непрерывности для электронов плазмы:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}_e}{\partial t} &= \frac{e}{m} \nabla \varphi - \frac{e}{mc} [\vec{v}_e \cdot \vec{H}_0], \\ \frac{\partial n_e}{\partial t} - n_0 \operatorname{div} \vec{v}_e &= 0, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ – электрический потенциал; q – заряд частицы; $\vec{V}_0 = (V_{x0}, 0, V_{z0})$ – скорость частицы; $\vec{H} = (0, 0, H_0)$ – внешнее магнитное поле; e, m – заряд и масса электронов; c – скорость света; n_e, \vec{v}_e – возмущения плотности и скорости электронов плазмы; n_0 – равновесная плотность плазмы; $\delta(\vec{r} - \vec{V}_0 t)$ – дельта-функция.

Самосогласованную неоднородную линейную систему уравнений (1), (2) будем решать методом преобразования Фурье:

$$\begin{aligned} \delta(\vec{r} - \vec{V}_0 t) &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \vec{k} e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{V}_0 t)}, \\ \varphi &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 \vec{k} \varphi(\vec{k}) e^{i\vec{k}(\vec{r} - \vec{V}_0 t)} \end{aligned}$$

и т.д. Тогда из системы уравнений (1), (2) получаем следующее выражение для Фурье-компоненты электрического потенциала:

$$\varphi(\vec{k}) = 4\pi q \frac{1}{\varepsilon_{\perp}(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_{\parallel} k_z^2}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - \omega_H^2}$, $\varepsilon_{\parallel} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ – соответствующие компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы; ω_p, ω_H – плазменная и циклотронная частоты;

$$\omega = \vec{k} \vec{V}_0 \equiv k_x V_0 \sin \alpha + k_z V_0 \cos \alpha, \quad (4)$$

α – угол между направлением магнитного поля и скорости частицы.

Потери энергии частицы можно рассматривать как работу сил торможения, действующей со стороны волнового электрического поля, которое возбуждается самой частицей. Используя выражение для Фурье-компоненты потенциала (3), имеем следующее интегральное представление для потерь энергии частицы на единицу длины:

$$-\frac{d\varepsilon}{dl} = \frac{q^2}{2\pi^2 V_0} \operatorname{Im} S, \quad S = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega dk_x dk_y dk_z}{\varepsilon_{\perp}(k_x^2 + k_y^2) + \varepsilon_{\parallel} k_z^2}. \quad (5)$$

Преобразуем интеграл (5) путем поворота системы координат (x, y, z) на угол α в плоскости (x, z) . В новой системе координат ось z' направлена вдоль скорости частицы. В этой системе координат интеграл (5) принимает вид:

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\omega dk_x dk_y dk_z}{\Delta(k_x, k_y, k_z)}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \Delta(k_x, k_y, k_z) &= k_x^2 (\varepsilon_{\perp} \cos^2 \alpha + \varepsilon_{\parallel} \sin^2 \alpha) + \\ &+ k_y^2 (\varepsilon_{\perp} \sin^2 \alpha + \varepsilon_{\parallel} \cos^2 \alpha) - 2k_x k_z (\varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}) \cos \alpha \sin \alpha. \end{aligned} \quad (7)$$

Условие черенковского синхронизма (4) значительно упрощается:

$$\omega = k_z V_0. \quad (8)$$

Для вычисления мнимой части интеграла (6), его удобно несколько преобразовать и записать следующим образом:

$$S = \frac{\omega_p^2}{V_0} \frac{1}{u^2} \int_{-\infty}^{\infty} dw \frac{w(w^2 - 1)}{w^2 - w_3^2} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x \int_{-\infty}^{\infty} dw \frac{dk_y}{k_y^2 - k_{y0}^2}, \quad (9)$$

где $k_{y0}^2 = \frac{(w^2 - w_1^2)(w^2 - w_2^2)}{w^2(w_3^2 - w^2)} (k_x - k_{x1})(k_x - k_{x2})$,

$w = \omega / \omega_H = k_z V_0 / \omega_H$ – безразмерная частота, $w_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[1 + u^2 \mp \sqrt{(1 + u^2)^2 - 4u^2 \sin^2 \alpha} \right]$, $w_3^2 = 1 + u^2$, $u^2 = \omega_p^2 / \omega_H^2$,

$$\begin{aligned} k_{x1,2} &= \frac{\omega_H}{V_0} \frac{w}{(w^2 - w_1^2)(w^2 - w_2^2)} \left[u^2 \cos \alpha \sin \alpha \mp \right. \\ &\left. \mp w \sqrt{(w_3^2 - w^2)(w^2 - 1)(w^2 - u^2)} \right] \equiv k \mp \Delta k. \end{aligned} \quad (10)$$

Будем для определенности рассматривать случай $u^2 < 1$. Входящие в подынтегральные выражения (9) характерные величины по своему значению расположены в следующем порядке:

$$w_3^2 \geq w_2^2 \geq 1 > u^2 \geq w_1^2 \geq 0. \quad (11)$$

Мнимая часть внутреннего интеграла в (9) по переменной k_y отлична от нуля, когда

$$k_{y0}^2(k_x, w) \geq 0. \quad (12)$$

В этом случае полоса $k_y = \pm k_{y0}$ находится на вещественной оси. Соответственно мнимая часть интеграла равна сумме полувычетов. В результате для мнимой части интеграла S получаем следующее выражение:

$$\operatorname{Im} S = \pi \frac{\omega_p^2}{V_0} \frac{1}{u^2} \iint_{\sigma} \frac{(1 - w^2)w}{w_3^2 - w^2} \frac{dw dk_x}{k_{y0}(w, k_x)}. \quad (13)$$

Области интегрирования σ в этом интеграле определяются неравенством (12). Эти области на плоскости k_x, w ограничены кривыми $k_x = k_{x1,2}(w)$, которые вытекают из равенства $k_{y0}^2(k_x, w) = 0$. Отметим, что функции $k_{x1,2}(w)$ вещественны в диапазонах частот $w \leq u, w_3 \geq w \geq 1$. Первый диапазон соответствует нижнегибридным колебаниям плазмы в магнитном поле, а второй диапазон – верхнегибридным.

Выполним краткий анализ областей интегрирования σ подынтегрального выражения (13).

1. В диапазоне частот $w < w_1$ условие $k_{y0}^2 > 0$ выполнено, когда $\infty > k_x \geq k_{x2}(w)$; $k_{x1}(w) \geq k_x > -\infty$.

2. В диапазоне частот $u \geq w \geq w_1$ компонента волнового вектора k_x изменяется в конечных пределах $k_{x1}(w) \geq k_x \geq k_{x2}(w)$.

3. В диапазоне частот $w_2 \geq w \geq 1$ имеем $k_{x1}(w) > k_x > k_{x2}(w)$.

4. В диапазоне частот $w_3 > w > w_2$ получаем $\infty > k_x \geq k_{x2}(w)$; $k_{x1}(w) \geq k_x > -\infty$.

На Рис.1 изображены области интегрирования, полученные численно для $u=0.7$, $\alpha=\pi/4$. Области интегрирования заштрихованы.

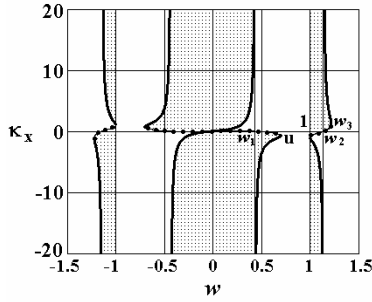


Рис.1. Области интегрирования на плоскости κ_x, w ($\kappa_x = k_x V_0 / \omega_H$); $\alpha = \pi/4, u = 0.7$

В точках $w = \pm u, \pm 1, \pm w_3$ ветви $k_{x1}(w)$ и $k_{x2}(w)$ переходят друг в друга. Дискриминант выражения (13) в этих точках обращается в ноль.

Выполняя интегрирование по k_x в приведенных на Рис.1 областях полные нормированные потери энергии частиц можно представить в виде:

$$-\frac{d\varepsilon}{dl} = \frac{q^2 \omega_p^2}{V_0^2} \Pi(u, \alpha), \quad \Pi = \sum_{n=1}^4 \Pi_n(u, \alpha), \quad (14)$$

где

$$\Pi_1 = \frac{1}{\pi u^2} \int_0^{w_1} \frac{w^2(1-w^2)\Lambda(w)dw}{\sqrt{P(w)}}, \quad \Pi_2 = \frac{1}{u^2} \int_{w_1}^u \frac{w^2(1-w^2)dw}{\sqrt{-P(w)}},$$

$$\Pi_3 = \frac{1}{u^2} \int_1^{w_3} \frac{w^2(w^2-1)dw}{\sqrt{-P(w)}}, \quad \Pi_4 = \frac{1}{\pi u^2} \int_{w_2}^{w_3} \frac{w^2(w^2-1)\Lambda(w)dw}{\sqrt{P(w)}}.$$

$$\text{Здесь } \Lambda(w) = \ln \left| \frac{4q_{\max}^2 u^2 (w^2 - w_1^2)^2 (w^2 - w_2^2)^2}{w^4 (w_3^2 - w^2) (w^2 - 1) (w^2 - u^2)} \right|,$$

$$P(w) = (w_3^2 - w^2)(w^2 - w_1^2)(w^2 - w_2^2), \quad q_{\max} = k_{\max} V_0 / \omega_p.$$

Первые два слагаемых в (14) описывают потери энергии на возбуждение нижнегибридных колебаний $0 < \omega < \omega_p$, а третье и четвертое слагаемые – верхнегибридных колебаний $\sqrt{\omega_p^2 + \omega_H^2} > \omega > \omega_H$.

Интегралы $\Pi_1(w)$, $\Pi_4(w)$, содержащие параметр обрезания q_{\max} по поперечному волновому числу k_x , описывают поляризационные потери на возбуждение нижнегибридных $\Pi_1(w)$ и верхнегибридных $\Pi_4(w)$ плазменных колебаний. Наличие параметра обрезания связано с тем, что, описывая плазму тензором диэлектрической проницаемости, мы учитываем только дальние (коллективные) взаимодействия быстрой частицы с электронами плазмы и не принимаем в расчет близкие соударения, приводящие к рассеянию на большие углы. Большим значениям k_x соответствуют малые значения прицельного параметра в элементарном акте процесса рассеяния. С другой стороны, интегралы $\Pi_2(w)$, $\Pi_3(w)$ учитывают черенковские потери на возбуждение нижнегибридных $\Pi_2(w)$ и верхнегибридных $\Pi_3(w)$.

3. ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В ЗАМАГНИЧЕННОЙ ПЛАЗМЕ

Для релятивистских электронных пучков, используемых для охлаждения антипротонов, как правило, выполнено условие замагниченности $u = \omega_p / \omega_H \ll 1$. Это условие позволяет существенно упростить общие выражения для потерь энергии (14). Тогда при $u^2 \ll 1$ для Π_n можно получить следующие приближенные выражения:

$$\Pi_1 = \frac{1}{2} \sin^2 \alpha \ln q_{\max} + \sin^2 \alpha F_1(\alpha), \quad (15,а)$$

$$\Pi_2 = \frac{1}{2} \left[\cos \alpha + \sin^2 \alpha \ln \frac{1 + \cos \alpha}{\sin \alpha} \right], \quad (15,б)$$

$$\Pi_3 = \frac{1}{2} \left[(1 + \cos^2 \alpha) \ln \frac{1 + \cos \alpha}{\sin \alpha} - \cos \alpha \right], \quad (15,в)$$

$$\Pi_4 = \frac{1}{2} (1 + \cos^2 \alpha) \ln(2q_{\max} u \sin \alpha) + F_4(\alpha), \quad (15,г)$$

$$\text{где: } F_1(\alpha) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{x^2 dx}{\sqrt{1-x^2}} \ln \left[\frac{4(1-x^2)^2}{x^4(1-x^2 \sin^2 \alpha)} \right],$$

$$F_4(\alpha) = \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{(1-x^2 \sin^2 \alpha) dx}{\sqrt{1-x^2}} \ln \left[\frac{(1-x^2)^2}{x^2(1-x^2 \sin^2 \alpha)} \right].$$

Потери энергии, просуммированные по всем диапазонам частот, описываются формулой:

$$-\frac{d\varepsilon}{dl} = \frac{q^2 \omega_p^2}{V_0^2} [\ln q_{\max} + F(\alpha, u)], \quad (16)$$

где

$$F(\alpha, u) = \ln[2u(1 + \cos \alpha)] + \frac{\sin^2 \alpha}{2} \ln \left(\frac{1}{2u \sin \alpha} \right) + \frac{\sin^2 \alpha}{\pi} \int_0^1 \frac{x^2 dx}{\sqrt{1-x^2}} \ln \left[\frac{1}{x^2} \right] + \frac{1}{\pi} \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{1-x^2}} \ln \left[\frac{(1-x^2)^2}{x^2(1-x^2 \sin^2 \alpha)} \right].$$

Учет близких соударений, как и в случае продольного распространения частицы, исключает неопределенный параметр k_{\max} . Соответственно для полных потерь энергии имеем

$$-\frac{d\varepsilon}{dl} = \frac{q^2 \omega_p^2}{V_0^2} [\ln \kappa_0 + F(\alpha, u)], \quad (17)$$

$$q_{\max} = \kappa_0.$$

4. АНАЛИЗ ЧИСЛЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Для получения ответа на важные вопросы о зависимости потерь энергии от параметра u и угла α , вклада в полные потери колебаний в различных частотных диапазонах был выполнен численный анализ точного выражения для нормированных потерь энергии $\Pi(u, \alpha)$. Энергетические потери нормированы на величину

$$\left(\frac{d\varepsilon_*}{dl} \right) = \frac{e^2 \omega_p^2}{V_0^2} = 4mc^2 \frac{I_b}{I_A} \frac{1}{V_0^2} \frac{e^2}{r_b^2 m} \approx 3,04 \cdot 10^{10} \frac{I_b(A)}{r_b(\tilde{n})^2 V_0^2(\tilde{n} / \tilde{n})^3} (\gamma \hat{A} / \tilde{n}).$$

(I_b – ток электронного пучка, $I_A = mc^3 / e = 17kA$ – ток Альфвена, r_b – радиус пучка). Численный анализ выражений для энергетических потерь (14) был выполнен при фиксированном значении тока пучка $I_b = 5$ А, его радиусе $r_b = 0.5$ см и энергии 5 МэВ. Для указанных выше значений параметров электронного пучка и напряженности магнитного поля $H_0 = 5$ кЭ значение параметра $u = 2 \frac{mc^2}{er_b H_0} \sqrt{\frac{I_b}{I_A}}$ равно

$u = 0.025$. Рис.2 иллюстрирует зависимости нормированных полных потерь энергии $\Pi(u, \alpha)$ от параметра u ($1 \geq u \geq 0$) при различных значениях угла α . Из этих зависимостей следует, что для всех углов α в области малого параметра u с его ростом (уменьшением напряженности магнитного тока при фиксированной плотности плазмы) происходит быстрый рост потерь энергии частицы, который затем ($u \geq 0.2$) сильно замедляется.

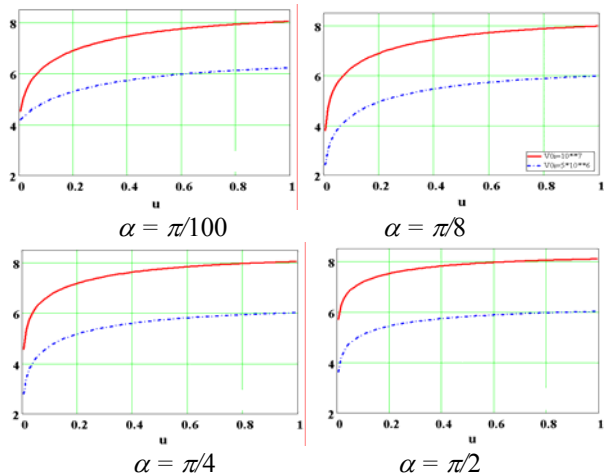


Рис.2. Зависимости безразмерных полных потерь энергии от параметра u для различных значений скорости частиц. $V_0 = 5 \cdot 10^6$ – пунктирная линия, $V_0 = 10^7$ – сплошная линия

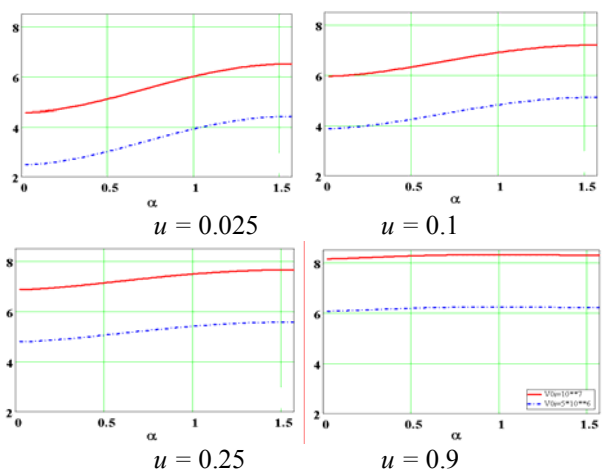


Рис.3. Зависимости безразмерных полных потерь энергии от угла α для различных значений скорости частиц. $V_0 = 5 \cdot 10^6$ – пунктирная линия, $V_0 = 10^7$ – сплошная линия

На Рис.3 представлены зависимости полных нормированных потерь энергии $\Pi(u, \alpha)$ от угла α

для различных значений параметра u . Для малых значений u ($u \leq 0.1$) полные нормированные потери энергии медленно нарастают с увеличением угла α . С ростом параметра u зависимость потерь энергии от угла становится более слабой, т.е. уменьшается интервал изменения потерь энергии.

Представляет интерес сравнить потери энергии в диапазонах частот нижнего гибридного резонанса $u \geq w > 0$, $\Pi_{lg} = \Pi_1 + \Pi_2$ и верхнего гибридного резонанса $w_3 > w > 1$, $\Pi_{hg} = \Pi_3 + \Pi_4$. На Рис.4 представлены указанные зависимости от параметра u при различных углах α движения частиц. Для относительно малых углов $\alpha < \pi/4$ доминирующими являются потери энергии на возбуждение нижнегибридных колебаний плазмы для всех значений параметра u в интервале $0 < u \leq 1$. С увеличением угла α ($\pi/2 \geq \alpha \geq \pi/4$) при малых значениях $u \ll 1$ определяющий вклад в полные потери энергии вносят верхнегибридные колебания, а при $u \leq 1$ – нижнегибридные. С ростом угла α значение u , при котором происходит изменение определяющего вклада нижнегибридных и верхнегибридных колебаний, увеличивается.

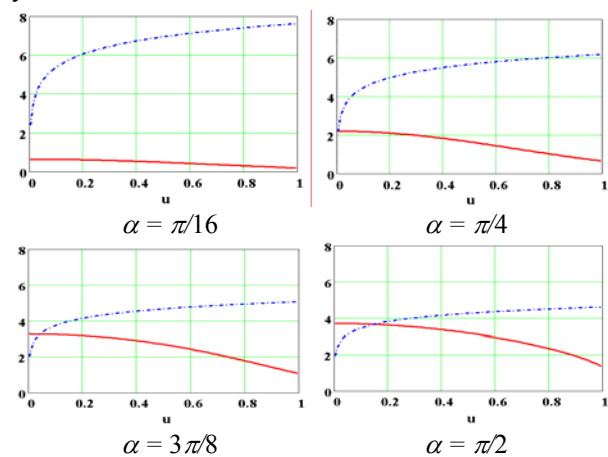


Рис.4. Зависимости безразмерных парциальных потерь энергии от параметра u . $\Pi_{lg} = \Pi_1 + \Pi_2$ – безразмерные парциальные потери энергии на возбуждение нижнегибридных колебаний (пунктирная линия), $\Pi_{hg} = \Pi_3 + \Pi_4$ – безразмерные парциальные потери энергии на возбуждение верхнегибридных колебаний (сплошная линия)

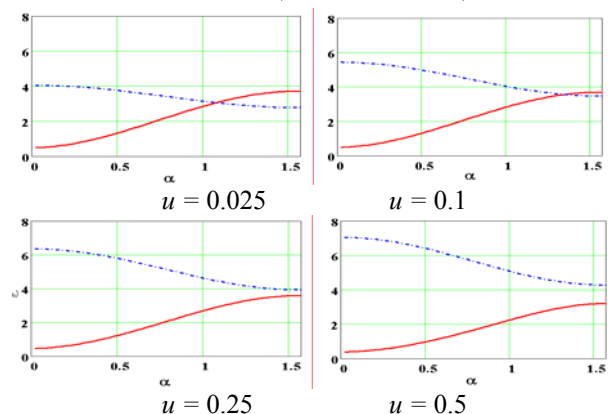


Рис.5. Зависимости безразмерных парциальных потерь энергии от угла α

На Рис.5 изображены зависимости нормированных потерь энергии Π_{ig} и Π_{hg} от угла α при различных значениях параметра u . При малых значениях u ($u=0,025$) в области углов $\alpha < 1,1$ основной вклад в полные потери дает возбуждение колебаний, соответствующих нижнегибридному резонансу. Для углов $\alpha > 1,1$ определяющими являются потери на возбуждение верхнегибридных колебаний. Для относительно больших значений u ($u > 0,025$) и всех значений углов α преобладают потери энергии на возбуждение нижнегибридных плазменных колебаний.

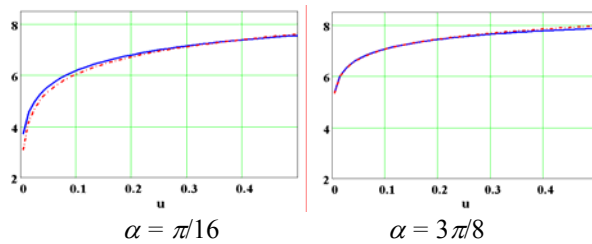


Рис.6. Сравнение точных (Π – сплошная линия) и приближенных (Π_{approx} – пунктирная линия) зависимостей полных безразмерных потерь энергии от параметра u

Выше в разделе 3 приведены приближенные формулы для парциальных и полных потерь энергии частицы в плазме, справедливые в области параметров плазмы, где $u \ll 1$. Представляет интерес сравнить точные в рамках модели выражения для потерь энергии (14) с приближенными (15), (16) и таким образом количественно определить область применимости приближенных формул. На Рис.6 представлены зависимости полных нормированных потерь энергии $\Pi(u, \alpha)$ от параметра u , вытекающие из точных соотношений (14) (сплошная кривая) и приближенных (16) (пунктирная кривая) для различных углов α . Из этого рисунка видно, что в рассмотренном интервале изменения параметра u ($0.5 \geq u \geq 0$) приближенные и точные выражения для полных значений потерь энергии хорошо согласуются.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в статье заложены основы электродинамической теории потерь энергии заряженных частиц при их прохождении через плазму, помещенную в магнитное поле. В рамках модели безграничной плазмы получены и исследованы точные выражения для потерь энергии частицы, движущейся под произвольным углом к магнитному полю. С ростом параметра u (тока пучка при фиксированном значении напряженности магнитного поля) потери энергии возрастают для всех значений углов движения частицы. С уменьшением магнитного поля при фиксированной плотности плазмы потери энергии также возрастают. В области малых значений параметра u имеет место рост потерь, с увеличением угла α потери энергии увеличиваются. Определены вклады черенковских и поляризационных потерь энергии частицы на возбуждение плазменных и верхнегибридных колебаний плазмы в полные потери. Приведен численный пример: для тока пучка $I_b = 5$ А, напряженности магнитного поля 5 кЭ, радиуса пучка 0,5 см, скорости заряженной частицы 10^7 см/с потери энергии составляют 18 мэВ/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.И. Будкер // *Атомная энергия*. 1967, т.22, с.346.
2. В.В. Пархомчук, А.Н. Скринский. Электронное охлаждение – 35 лет развития // *УФН*. 2000, т.170, №5, с.474.
3. Л.И. Меньшиков. Новые направления в теории электронного охлаждения // *УФН*. 2008, т.178, №7, с.674.
4. А.Г. Ситенко, К.Н. Степанов // *Труды физ.-мат. факультета ХГУ*. 1958, т.7, с.5.
5. А.И. Ахиезер, Я.Б. Файнберг // *Теория и расчет линейных ускорителей*. М.: «Госатомиздат». 1962, с.320.
6. И.А. Ахиезер // *ЖЭТФ*. 1961, т.40, с.320.
7. А.Б. Киценко // *ДАН СССР*. 1962, т.145.
8. А.Г. Ситенко, В.Н. Радзиевский // *ЖТФ*. 1965, т.35, с.1165.
9. А.И. Ахиезер, И.А. Ахиезер, Р.В. Половин и др. // *Электродинамика плазмы*. М.: «Наука». 1974, с.719.

Статья поступила в редакцию 22.09.2009 г.

ENERGY LOSSES OF THE CHARGED PARTICLES IN MAGNETOACTIVE PLASMA

V.A. Balakirev, V.I. Miroshnichenko, V.E. Storizhko, A.P. Tolstoluzhsky

The energy losses of the charged particle are determined in cold plasma, placed in the external magnetic field. Exact and approximate expressions for the energy losses of particle are obtained. A contribution is determined to the complete energy losses of highhybrid and lowhybrid oscillations of plasma. Dependencies of energy losses are investigated versus the angle of particle motion in respect of the external magnetic field and its strength.

ВТРАТИ ЕНЕРГІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК В МАГНІТОАКТИВНІЙ ПЛАЗМІ

В.А. Балакіреєв, В.І. Мірошніченко, В.Ю. Сторіжко, О.П. Толстолужський

Визначені втрати енергії зарядженої частинки в холодній плазмі, поміщеній в зовнішнє магнітне поле. Отримані точні і наближені вирази для втрат енергії частинки. Визначений внесок в повні втрати енергії верхньогібридних і нижньогібридних коливань плазми. Досліджені залежності втрат енергії від кута руху частинки щодо зовнішнього магнітного поля і його напруженості.