

УДК 533.916

ФИЗИКА

В. В. ЛИСИТЧЕНКО, В. Н. ОРАЕВСКИЙ

«ПРОСВЕТЛЕНИЕ» ВОЛНОВЫХ БАРЬЕРОВ ДЛЯ ПЛАЗМЕННЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН, СВЯЗАННОЕ С КИНЕТИЧЕСКИМИ ЭФФЕКТАМИ

(Представлено академиком Р. З. Сагдеевым 24 V 1971)

Хорошо известно (см., например, ⁽¹⁾), что гидродинамическая теория распространения волн в плазме предсказывает экспоненциально малое прохождение ленгмюровских и электромагнитных волн через волновые барьеры плотности (области, где частота распространяющейся волны $\omega < \omega_{pe}(x)$, локальной ленгмюровской частоты). Однако гидродинамическое приближение не учитывает ряд эффектов, которые могут существенно увеличить эффективный коэффициент прохождения волны. К таким эффектам следует отнести перенос возмущения резонансными электронами — явление, впервые рассмотренное Л. Д. Ландау ⁽²⁾ при изучении проникновения электрического поля в плазму.

Для простоты рассмотрим нормальное падение плазменной волны на прямоугольный барьер плотности (см. рис. 1). Эта волна вызывает в области I макроскопический ток частиц, который можно разделить на ток тепловых частиц плазмы и ток резонансных частиц. Электрическое поле волны экранируется на расстоянии порядка дебаевского радиуса плазмы в барьере r_d , поэтому в случае барьера с шириной $\Delta > r_d$ поле в области III может возбуждаться только проникающим туда макроскопическим током. Величина этого тока, а, следовательно, и возбуждаемого поля определяются эволюцией функции распределения в фазовом пространстве при прохождении частиц через барьер.

Входящие из области I в барьер частицы с безразмерной энергией ε ($\varepsilon = 1$ соответствуют частицам с тепловой энергией) возбуждают в области II незатухающую часть функции распределения $f_{\omega}^{II}(x, \varepsilon)$:

$$f_{\omega}^{II}(x, \varepsilon) = f_{\omega}^I(-a, \varepsilon) \exp \left\{ i \frac{\omega}{v_T} \frac{x+a}{\sqrt{\varepsilon + \varepsilon_0}} \right\}, \quad (1)$$

где v_T — тепловая скорость частиц, ε_0 — безразмерный прирост энергии в барьере. Функцию распределения входящих из области I в барьер частиц $f_{\omega}^I(-a, \varepsilon)$ (для случая, когда на барьер падает плоская волна, пропорциональная $\exp(ikx)$) можно записать в виде

$$f_{\omega}^I(-a, \varepsilon) \simeq i \frac{e}{m} \frac{2}{v_T^2} E_{\omega}(-a) \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} \left[P \frac{1}{k - \omega/(v_T \sqrt{\varepsilon})} - \pi i \delta \left(k - \frac{\omega}{v_T \sqrt{\varepsilon}} \right) \right], \quad (2)$$

где f_0 — стационарная функция распределения, выбранная в виде распределения Максвелла — Больцмана.

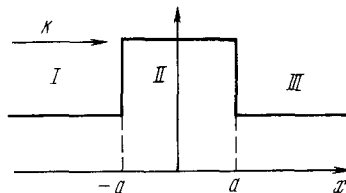


Рис. 1. Профиль плотности электронов. I, III — $n(x) = n_0$, $\omega > \omega_{pe}(x)$; II — $n(x) = n_0 \exp(\varepsilon_2)$, $\omega < \omega_{pe}(x)$

Макроскопический ток внутри барьера $j_\omega(x)$, вызываемый функцией распределения (1), определяется выражением

$$j_\omega(x) = -\frac{en_0}{2} v_T^2 \int_0^\infty d\varepsilon f_\omega^I(-a, \varepsilon) \exp \left\{ i \frac{\omega}{v_T} \frac{x+a}{\sqrt{\varepsilon + \varepsilon_0}} \right\}. \quad (3)$$

Тогда при выполнении условия

$$\Delta > \frac{v_T}{\omega} \sqrt{1 + \varepsilon_0} \quad (4)$$

перемешивание элементов фазового пространства приводит к исчезновению тока тепловых частиц (связанного с главным значением интеграла). Однако вследствие почти монохроматичности резонансных частиц условия (4) еще недостаточно для исчезновения тока резонансных частиц $j_{\omega p}(x)$. Из выражений (2) и (3) получим

$$j_{\omega p}(x) = \frac{\gamma}{4\pi} \omega \frac{d\epsilon}{dk} E_\omega(-a) \exp \left\{ i \frac{k(x+a)}{\sqrt{1 + \varepsilon_0 k^2 v_T^2 / \omega^2}} \right\}, \quad (5)$$

где $k = k_0 + i\gamma$ — корень уравнения $\epsilon(k, \omega) = 0$; $\epsilon(k, \omega)$ — обычный тензор продольной диэлектрической проницаемости в области I . Следовательно, ток резонансных частиц исчезает при условии

$$\Delta > \gamma^{-1} \sqrt{1 + \varepsilon_0 k^2 v_T^2 / \omega^2}. \quad (6)$$

Поэтому при ширине барьера, определенной неравенством

$$\frac{v_T}{\omega} \sqrt{1 + \varepsilon_0} < \Delta < \gamma^{-1} \sqrt{1 + \varepsilon_0 \frac{k^2 v_T^2}{\omega^2}}, \quad (7)$$

в область III будет проникать ток резонансных частиц, возбуждая в ней колебания электрического поля.

Фактически задача сводится к определению электрического поля в полупространстве $x > a$ при заданной на границе функции распределения входящих в это полупространство частиц $f_\omega^{III}(a, \varepsilon)$ (из условий сшивки $f_\omega^{III}(a, \varepsilon) = f_\omega^{II}(a, \varepsilon)$). Вычисления, подобные проведенным в (1) при рассмотрении глубины проникновения поля в плазму, приводят к неоднородному интегральному уравнению для поля в области III с ядром, зависящим от модуля разности аргументов,

$$E_\omega(x) = g(x) + \int_a^\infty r(|x-y|) E_\omega(y) dy, \quad (8)$$

$$r(|x-y|) = \frac{\omega_{pe}^2}{i\omega \sqrt{\pi} v_T} \int_0^\infty d\varepsilon \exp \left\{ -\varepsilon + i \frac{\omega}{v_T} \frac{|x-y|}{\sqrt{\varepsilon}} \right\},$$

$$g(x) = -\frac{2\pi en_0}{i\omega} v_T^2 \int_0^\infty d\varepsilon f_\omega^{III}(a, \varepsilon) \exp \left\{ i \frac{\omega}{v_T} \frac{x-a}{\sqrt{\varepsilon}} \right\}.$$

Решение уравнения (8) можно провести методом Випера — Хонфа. В результате поле в области III с точностью до коэффициента порядка единицы имеет вид

$$E_\omega(x) \simeq i \frac{\gamma}{k} E_\omega(-a) \exp \left\{ i \frac{k\Delta}{\sqrt{1 + \varepsilon_0 k^2 v_T^2 / \omega^2}} + ik(x-a) \right\}; \quad (9)$$

соответственно для коэффициента прохождения волны через барьер получим выражение

$$K = \left| \frac{E_\omega(a)}{E_\omega(-a)} \right|^2 \simeq (\gamma/k)^2 \exp \left[-2 \frac{\gamma\Delta}{\sqrt{1 + \varepsilon_0 k^2 v_T^2 / \omega^2}} \right]. \quad (10)$$

Если плазма находится в продольном магнитном поле $H_0 \parallel ox$, то рассуждения, аналогичные приведенным выше, показывают, что увеличение коэффициента прохождения существует и для затухающей вследствие доплеровского эффекта необыкновенной электромагнитной волны. В отличие от лэнгмюровских волн, где перенос энергии осуществляют резонансные частицы, для которых выполняется условие черенковского поглощения $\sqrt{\epsilon} = \omega/(kv_r)$, в случае электромагнитных волн энергию переносят частицы, для которых $\sqrt{\epsilon} = (\omega - \omega_H)/(kv_r)$. В соответствии с этим качественно результат остается прежним, однако в выражении (10) необходимо заменить ω на $\omega - \omega_H$, а γ и k берутся из дисперсионного уравнения для необыкновенной волны.

Следует отметить также, что существенное увеличение коэффициента прохождения волны вследствие переноса возмущения резонансными частицами имеет место и для барьеров произвольной формы, так как физическая картина эффекта не меняется.

Авторы выражают благодарность Е. Я. Когану за дискуссии, а также С. С. Моисееву, А. А. Водяницкому и Н. С. Ерохину за полезный обмен информацией по вопросам распространения волн в неоднородной плазме.

Киевский государственный университет
им. Т. Г. Шевченко

Поступило
15 V 1971

Институт ядерных исследований
Академии наук УССР
Киев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

¹ В. П. Силин, А. А. Рухадзе, Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, М., 1961. ² Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 16, 574 (1946).