Изв. АН Армянской ССР, Физика, 10, 33—36 (1975)

ОБ ОТСУТСТВИИ ЭФФЕКТА ПЛОТНОСТИ В СЛОИСТОЙ СРЕДЕ

В. А. АРАКЕЛЯН

В работе рассмотрены условия, при которых в каждой из двух тонких пластин, находящихся на некотором расстоянии друг от друга, ионизационные потери будут происходить независимо.

В работе [1] теоретически было установлено и в дальнейшем экспериментально подтверждено [2, 3] отсутствие эффекта плотности Ферми в тонкой пленке вещества. Согласно работе [1], ионизационные потери в тонкой пленке вещества растут логарифмически с ростом энергии релятивистского заряда и не насыщаются. Однако эти потери малы по абсолютной величине и детектирование частиц высоких энергий путем их измерения представляется весьма затруднительным.

Большой интерес представляет вопрос об ионизационных потерях в структурах с большим числом тонких пластин. В работах [4, 5] рассмотрены потери энергии заряда в пластинке, состоящей из двух и из трех слоев различных веществ, и показано, что в каждом слое ионизационные потери протекают без эффекта плотности только тогда, когда области собственных частот этих слоев находятся далеко друг от друга. В работе [6] рассмотрено прохождение заряженных частиц через стопку, состоящую из произвольного числа одинаковых пластин, разделенных вакуумом, и получена формула ионизационных потерь в стопке в виде интеграла. Пользуясь этой формулой, мы в настоящем сообщении рассмотрим те условия, при которых эффект плотности отсутствует в случае двух тонких и одинаковых пластин, находящихся на некотором расстоянии друг от друга.

Разложим подынтегральное выражение формулы (26) работы [6] при $N=2$ в ряд по толщине пластин. После некоторых преобразований получим следующее выражение для линейного члена этого ряда:

$$W(a,\,2)=2\,\frac{i\,e^2\,a}{\pi\,v^2}\int\limits_0^{\varkappa_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{\varkappa^3\,\omega\,d\varkappa\,d\omega\,(1-\varepsilon)^2\left(\Lambda-\dfrac{\omega^2}{c^2}\,\beta^2\right)}{\varepsilon\Lambda_0^2\Lambda}\,, \tag{1}$$

где a — толщина каждой пластины, $\varkappa_0$ — величина, которая определяется пределом применимости макроскопического рассмотрения, $\Lambda_0=k^2-\omega^2/c^2$, $\Lambda=k^2-\omega^2\varepsilon/c^2$, $k^2=\omega^2/v^2+\varkappa^2$.

Как видно из формулы (1), линейный по a член разложения потерь в стопке из двух пластин не зависит от расстояния b между пластинами и вдвое больше, чем соответствующий член для одной пластины, т. е.

$$W(a,\,2)=2\,W(a,\,1). \tag{2}$$

Так как потери $W(a,\,1)$ вместе с потерями, обязанными полю заряда частицы [7], имеют логарифмическую зависимость от энергии первичного заряда (см., напр., [8] и [4]), то из формулы (2) следует, что для двух пластин такая зависимость не нарушается.

Для законности удержания только двух членов в разложении потерь по толщине пластины необходимо потребовать малость квадратичного члена ($W(a^2, 2)$) по сравнению с линейным ($W(a, 2)$). Квадратичный член по a разложения имеет вид

$$W(a^2, 2) = W' + \Delta, \tag{3}$$

где

$$W' = -\frac{e^2a^2}{\pi v^2}\int\limits_0^{x_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{x^3\,\omega\lambda_0\,dx d\omega\,(1-\varepsilon)^2\left|\,1+\left(\dfrac{\omega}{v}\,\dfrac{1-\beta^2}{\varepsilon\lambda_0}\right)^2\right|}{\Lambda_0^2}, \tag{4}$$

$$\Delta = \frac{e^2a^2}{2\,\pi v^2}\int\limits_0^{x_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{x^3\omega\lambda_0 dx d\omega\,(1-\varepsilon)^2}{\Lambda_0^2}\times$$

$$\times\left\{e^{i\left(\lambda_0+\frac{\omega}{v}\right)b}\left|1+\frac{\omega}{v}\,\frac{1-\beta^2}{\varepsilon\lambda_0}\right|^2+e^{i\left(\lambda_0-\frac{\omega}{v}\right)b}\left|1-\frac{\omega}{v}\,\frac{1-\beta^2}{\varepsilon\lambda_0}\right|^2\right\}. \tag{5}$$

Из формулы (5) следует, что если

$$\left|\lambda_0-\frac{\omega}{v}\right|b\gg 1, \tag{6}$$

то подынтегральное выражение в Δ сильно осциллирует и вкладом Δ в величину $W(a^2, 2)$ можно пренебречь. В результате имеем

$$W(a^2, 2) = W' = 2\,W(a^2, 1), \tag{7}$$

где $W(a^2, 1)$ задается формулой (3) работы [8].

Из формул (2) и (7) следует, что если расстояние b между пластинками намного превышает длину зоны формирования излучения, то в каждой из них потери растут логарифмически и на толщину каждой пластинки накладывается то же условие, что и в случае изолированной пластинки.

Однако требование (6), как мы увидим ниже, является завышенным. Считая скорость v первичного заряда близкой к скорости света c, формулу (5) можно записать в следующем виде:

$$\Delta = \Delta_1 - 2\,\Delta_2, \tag{8}$$

где

$$\Delta_1 = -\frac{e^2a^2}{\pi v^2}\int\limits_0^{x_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{x^3\omega\lambda_0 dx d\omega\,(1-\varepsilon)^2\,e^{i\lambda_0 b}}{\left[\,x^2+\dfrac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2)\right]^2}, \tag{9}$$

$$\Delta_2 = -\frac{e^2a^2}{\pi v^2}\int\limits_0^{x_0}\int\limits_{-\infty}^{+\infty}\frac{x^3\omega\lambda_0 dx d\omega\,(1-\varepsilon)^2\,e^{i\lambda_0 b}\,\sin^2\dfrac{\omega b}{2v}}{\left|\,x^2+\dfrac{\omega^2}{v^2}(1-\beta^2)\right|^2}. \tag{10}$$

Для вычисления величины Δ_1 применим обычный метод интегрирования Ландау [7], т. е. замкнем путь интегрирования по действительной оси ω верхней полуокружностью бесконечно большого радиуса. Неоднозначность подынтегральной функции, возникающую из-за корня $\lambda_0 = \sqrt{\omega^2/c^2 - \varkappa^2}$, исключаем с помощью разреза вдоль действительной оси ω от $-\infty$ до $-c\varkappa$ и от $+c\varkappa$ до $+\infty$ и интегрирование производим по верхнему берегу этого разреза.

В результате интегрирования получаем

$$\Delta_1 = \frac{e^2 a^2}{2 v^3} \int\limits_0^{\frac{v \varkappa_0}{\sqrt{1-\beta^2}}} \omega^2 \left[1 - \varepsilon(i\omega)\right]^2 \left[1 - \frac{\omega b}{2 v}(1-\beta^2)\right] e^{-\frac{\omega}{v} b}. \tag{11}$$

Величина Δ_1 быстро убывает при

$$b \gg \frac{v}{\omega_s}, \tag{12}$$

где ω_s — та минимальная частота, соответствующий которой квант еще может ионизовать атом данной среды.

Что касается величины Δ_2, то она отличается от Δ_1 подынтегральным положительным множителем $\sin^2 \frac{\omega b}{2 v}$, мажорируя который единицей получим

$$|\Delta| \sim |\Delta_1|. \tag{13}$$

Но поскольку Δ_1 быстро убывает при условии (12), то из (3) и (13) следует, что уравнение (3) опять переходит в уравнение (7).

Таким образом, в стопке из двух тонких пластин ионизационные потери растут логарифмически, если расстояние между пластинами удовлетворяет условию (12), а толщина каждой из них ограничена условием, при котором отсутствует эффект плотности на изолированной пластине.

Автор выражает благодарность Г. М. Гарибяну за обсуждение результатов и постоянное внимание к работе.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 28.VI.1974

ЛИТЕРАТУРА

1. *Г. М. Гарибян.* ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. *А. И. Алиханян* и др. ЖЭТФ, 44, 1122 (1963); 46, 1212 (1964).
3. *Л. С. Л-Юан.* УФН, 86, 715 (1965).
4. *Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966).
5. *М. М. Мурадян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 343 (1967).
6. *В. А. Аракелян, Г. М. Гарибян, Э. А. Нальян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287 (1969).
7. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Электродинамика сплошных сред, ГИТТЛ, М., 1957.
8. *Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян.* ДАН АрмССР, 40, 21 (1965).

ՇԵՐՏԱՎՈՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԽՏՈՒԹՅԱՆ ԷՖԵԿՏԻ ԲԱՑԱԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Հ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Դիտարկված են այն պայմանները, որոնց առկայության դեպքում երկու բարակ և միատեսակ թիթեղներից յուրաքանչյուրի մեջ իոնիզացիոն կորուստները կընթանան անկախ կերպով։

ON THE ABSENCE OF DENSITY EFFECT IN LAYERED MEDIUM

V. A. ARAKELYAN

The condition on the spacing between two thin plates is obtained under which the ionization losses in each plate are independent and grow logarithmically with the energy of incident charge.