

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦЫ ПРИ НАКЛОННОМ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ПЛАСТИНУ

Г. М. ГАРИБЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Вычислены полные потери энергии релятивистской частицы при наклонном пролете через пластину в предположении малости толщины пластины. Получены условия на толщину пластины и угол влета частицы, при выполнении которых сохраняется логарифмическая зависимость потерь от энергии частицы.

Вопросу о полных потерях энергии частицы при пролете через пластину вещества, расположенную в вакууме, посвящен ряд теоретических работ (см. [1, 2, 3]). В этих работах предполагалось, что заряд пересекает пластинку перпендикулярно. Случай наклонного падения частицы был рассмотрен в последнее время как теоретически, так и экспериментально с точки зрения исследования переходного излучения [4—7].

В настоящей работе основное внимание будет уделено потерям энергии на ионизацию в тонких пластинках при наклонном падении заряда и найдено условие, накладываемое на толщину пластины, при выполнении которого ионизационные потери крайне-релятивистской частицы протекают без эффекта плотности.

1. Пусть равномерно движущаяся частица заряда e пролетает че-

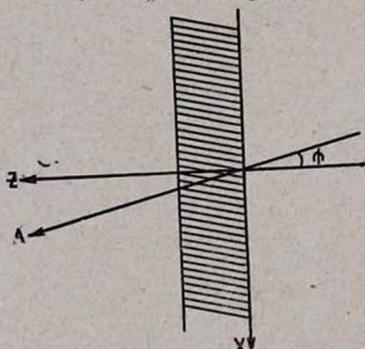


Рис. 1.

рез пластину толщины a , помещенную в вакууме. Будем считать, что скорость частицы, равная по абсолютной величине v , лежит в плоскости (r, z) и составляет с осью z угол ψ (рис. 1). Тогда вектор скорости будет иметь компоненты

$$v_x = v \sin \psi, \quad v_y = 0, \quad v_z = v \cos \psi.$$

Поля излучения, возникающие при пролете заряда через пластинку, будут двух типов: проходящие и отраженные волны (движущиеся

в положительном или отрицательном направлении оси z). Проходящую волну мы будем искать в виде

$$\vec{E}'(\vec{r}, t) = \int \vec{E}'(\vec{k}) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{k} + \lambda z - \omega t)} d\vec{k},$$

где $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k^2$ ($\varepsilon(\omega)$ — диэлектрическая проницаемость среды), $\omega =$

$= \vec{k} \vec{v} = k_x v_x + k_z v_z$, $d\vec{k} = d\lambda dk_z = \lambda d\lambda d\varphi d\frac{\omega}{v_z}$. Отраженная волна, ко-

торую мы будем отмечать двумя штрихами, отличается от проходящей лишь знаком перед λz в экспоненте. Действуя обычным образом (см., напр., [8]), мы для Фурье-компонент полей излучения в областях до и после пластины получим следующие выражения:

$$E'_{1,z}(\vec{k}) = \frac{ie\chi}{2\pi^2 F} \left\{ \left[\alpha \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{-i\lambda a} + \beta \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{i\lambda a} + 2 \frac{\varepsilon}{\lambda} \gamma e^{ik_z a} \right] + \right. \\ \left. + \frac{k_x v_x \omega (\varepsilon - 1)}{\lambda^2 c^2 \Delta_0 \Lambda} \left[A \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{-i\lambda a} + A \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{i\lambda a} - 2 \frac{\varepsilon}{\lambda} B e^{ik_z a} \right] \right\}, \\ E'_{1,x}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\omega^3 v_x}{c^4 \Delta_0 \Lambda} \frac{(\varepsilon - 1)}{F_1} \left\{ (\lambda_0 + \lambda)(k_z - \lambda) e^{-i\lambda a} + 2\lambda(\lambda_0 - k_z) e^{ik_z a} + \right. \\ \left. + (\lambda - \lambda_0)(\lambda + k_z) e^{i\lambda a} \right\},$$

$$E'_{3,z}(\vec{k}) = - \frac{ie\chi}{2\pi^2 F} \left\{ \left[\alpha \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{i\lambda a} + \beta \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{-i\lambda a} + \right. \right. \\ \left. \left. + 2 \frac{\varepsilon}{\lambda} \delta e^{-ik_z a} \right] + \frac{k_x v_x \omega (\varepsilon - 1)}{\lambda^2 c^2 \Delta_0 \Lambda} \left[B \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{i\lambda a} + \right. \right. \\ \left. \left. + B \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right) e^{-i\lambda a} - 2 \frac{\varepsilon}{\lambda} A e^{-ik_z a} \right] \right\} e^{-i\lambda_0 a + ik_z a},$$

$$E'_{3,x}(\vec{k}) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\omega^3 v_x}{c^4 \Delta_0 \Lambda} \frac{(\varepsilon - 1)}{F_1} \left\{ (\lambda_0 - \lambda)(k_z - \lambda) e^{i\lambda a} - (\lambda_0 + \lambda)(k_z + \lambda) e^{-i\lambda a} + \right. \\ \left. + 2\lambda(k_z + \lambda_0) e^{-ik_z a} \right\} e^{-i\lambda_0 a + ik_z a}, \quad (2)$$

где

$$A = k_z - (\lambda_0^2 - \lambda^2) \times \\ \times \frac{(\lambda_0 + \lambda)(\lambda - k_z) e^{-i\lambda a} - 2\lambda(\lambda_0 - k_z) e^{ik_z a} + (\lambda_0 - \lambda)(\lambda + k_z) e^{i\lambda a}}{\lambda_0 F_1}, \\ B = k_z + (\lambda_0^2 - \lambda^2) \frac{(\lambda_0 + \lambda)(\lambda + k_z) e^{-i\lambda a} - 2\lambda(\lambda_0 + k_z) e^{-ik_z a} + (\lambda_0 - \lambda)(\lambda - k_z) e^{i\lambda a}}{\lambda_0 F_1}$$

$$F = \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0} \right)^2 e^{-i\lambda a} - \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0} \right)^2 e^{i\lambda a}, \quad F_1 = (\lambda_0 - \lambda)^2 e^{i\lambda a} - (\lambda_0 + \lambda)^2 e^{-i\lambda a},$$

$$\left. \begin{array}{l} \alpha \\ \beta \end{array} \right\} = \frac{\pm \frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \frac{\mp \frac{1}{\lambda} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon}; \quad \left. \begin{array}{l} \gamma \\ \delta \end{array} \right\} = \frac{\mp \frac{1}{\lambda_0} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} + \frac{\pm \frac{1}{\varepsilon \lambda_0} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon};$$

$$\Delta_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}, \quad \Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon, \quad k^2 = k_z^2 + x^2, \quad k_z = \frac{1}{v_z} (\omega - k_x v_x),$$

$$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2, \quad \lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - x^2, \quad x = \{k_x, k_y\} - \text{тангенциальная составляющая}$$

вектора \vec{k} . E_z и E_x — составляющие полей, направленные соответствен-

но по $\vec{r} = \frac{\vec{x}}{x}$ и оси \vec{x} . Индекс 1 относится к области до пластины ($z < 0$), индекс 3—за пластиной ($z > a$). Эти выражения отличаются от соответствующих выражений, полученных в [4], множителем $\frac{2\lambda_0}{v_z}$ из-за различия в определении Фурье-компонент. Для Фурье-компонент полей излучения внутри пластины получим следующие выражения:

$$E_{2,x}^{\rightarrow}(k) = \frac{ie^x}{2\pi^2 F} \left\{ \left[-\left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right) \delta e^{-i\lambda a} + \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right) \gamma e^{ik_z a} \right] + \right. \\ \left. + \frac{k_x v_x}{\lambda^2} \frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2 \Lambda_0 \Lambda} \left[A \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right) e^{-i\lambda a} - B \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right) e^{ik_z a} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$E_{2,x}^{\leftarrow}(k) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\omega^3 v_x}{c^4 \Lambda_0 \Lambda} \frac{(\varepsilon-1)}{F_1} \left\{ (\lambda_0 + \lambda)(\lambda_0 + k_z) e^{-i\lambda a} + \right. \\ \left. + (\lambda_0 - \lambda)(k_z - \lambda_0) e^{ik_z a} \right\},$$

$$E_{2,z}^{\rightarrow}(k) = \frac{ie^x}{2\pi^2} \frac{1}{F} \left\{ \left[-\left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right) \delta e^{i\lambda a} + \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right) \gamma e^{ik_z a} \right] + \right. \\ \left. + \frac{k_x v_x}{\lambda^2} \frac{\omega(\varepsilon-1)}{c^2 \Lambda_0 \Lambda} \left[A \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_0}\right) e^{i\lambda a} - B \left(\frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{1}{\lambda_0}\right) e^{ik_z a} \right] \right\},$$

$$E_{2,z}^{\leftarrow}(k) = \frac{ie}{2\pi^2} \frac{\omega^3 v_x}{c^4 \Lambda_0 \Lambda} \frac{(\varepsilon-1)}{F_1} \left\{ (\lambda - \lambda_0)(k_z + \lambda_0) e^{i\lambda a} - (\lambda_0 + \lambda)(k_z - \lambda_0) e^{ik_z a} \right\}.$$

2. Дополнительные потери энергии заряженной частицы в пластине, обуславливаемые наличием границ, будут складываться из работы полей излучения над зарядом как в пространствах вне пластины, так и внутри нее. Эта работа, разложенная в ряд по степеням толщины пластины a , будет равна $W = W_{(1)} + W_{(2)}$, где

$$W_{(1)} = \frac{ie^2 a}{2\pi^2 v_z^2} \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{x_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{x^3 \omega (1-\varepsilon)^2}{\varepsilon \Lambda_0^2 \Lambda} \left(\frac{k_z v_z}{\omega} \Lambda - \frac{\omega^2 v_z^2}{c^4} \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{x\omega(1-\varepsilon)k_x v_x k_z v_z}{\Lambda_0^2 c^2} - \frac{x\omega(1-\varepsilon)k_x v_x k_z v_z}{\varepsilon \Lambda_0 \Lambda c^2} + \frac{x\omega^3(1-\varepsilon)v_x^2}{c^4 \Lambda_0 \Lambda} - \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{x\omega^3(1-\varepsilon)v_x^2}{c^4 \Lambda_0^2} \right] dx d\omega d\varphi \right\}, \quad (4)$$

$$W_{(2)} = -\frac{e^2 a^2}{2\pi^2 v_z^2} \left\{ \int_0^{2\pi} \int_0^{x_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{x^3 \omega (1-\varepsilon)^2 \lambda_0 k_z v_z}{2\Lambda_0^2} \frac{1}{\omega} \left[1 + \frac{1}{\varepsilon^2 \lambda_0^2} \left(k_z^2 - 2 \frac{\omega^2}{c^2} + \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{\omega^2}{c^4} v_z^2 \frac{\omega}{k_z v_z} \right) \right] - \frac{x^3 \omega^3 (1-\varepsilon)^2 \lambda_0 k_x v_x k_z v_z}{2c^4 \Lambda_0^2 \Lambda^2} - \frac{x^3 \omega^3 (1-\varepsilon)^2 \lambda_0 k_x v_x k_z v_z}{2c^4 \Lambda_0^2 \Lambda \lambda^2} + \right. \\ \left. + \frac{x\omega^3 (1-\varepsilon) v_x^2}{c^4 \Lambda_0^2} - \frac{x\omega^3 (1-\varepsilon) v_x^2}{c^4 \Lambda_0 \Lambda} \right] dx d\omega d\varphi \right\}.$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{x^3 \omega (1 - \varepsilon) k_x v_x k_z v_z}{2c^2 \Lambda_0^2 \lambda_0} \left(1 - \varepsilon + \frac{1}{\varepsilon^2} - \frac{\lambda^2}{\lambda_0^2} - \frac{\lambda^2}{\varepsilon \lambda_0^2} + \frac{\lambda_0^2}{\lambda^2} \right) - \\
 & - \frac{x \omega^3 v_x^2 (1 - \varepsilon)}{c^4 \Lambda_0} + \frac{x \omega^3 v_x^2 (1 - \varepsilon) \Lambda}{2c^4 \lambda_0 \Lambda_0^2} - \frac{x \omega^5 (1 - \varepsilon)^2 k_x v_x k_z v_z}{2c^8 \lambda_0^3 \Lambda_0^2} \Big] dx d\omega dz \Big\}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

где $k_x = \kappa \cos \varphi$, φ — угол между \vec{x} и осью \vec{x} . Действительные и мнимые части λ и λ_0 для $\omega > 0$ положительны, а $\lambda(-\omega) = -\lambda^*(\omega)$, $\lambda_0(-\omega) = -\lambda_0^*(\omega)$. При $\psi = 0$ эти формулы переходят в соответствующие формулы работы [2].

Интегрирование выражений $W_{(1)}$ и $W_{(2)}$ будем производить методом Ландау [9]. Следуя этому методу произведем интегрирование сначала по частотам, для чего перейдем в плоскость комплексного переменного ω . Так как λ не обращается нигде в нуль в верхней половине плоскости комплексного переменного ω , то для того, чтобы исключить двузначность подынтегральной функции, возникающую из-за наличия нулей λ_0 и λ_0^3 , необходимо произвести в плоскости ω разрез по действительной оси от $-\kappa c$ до $+\kappa c$ (см. [3]). Замкнем путь интегрирования по действительной оси верхней полуокружностью бесконечно большого радиуса (интегрирование необходимо производить по верхнему берегу разреза). Нетрудно видеть, что подынтегральная функция в $W_{(1)}$ и $W_{(2)}$ на полуокружности бесконечно большого радиуса стремится к нулю и значениями интегралов на ней можно пренебречь. Искомые интегралы будут равны суммам вычетов в полюсах подынтегрального выражения в верхней полуплоскости. Функция $\varepsilon(\omega)$ не имеет полюсов и нулей в верхней полуплоскости; поэтому искомыми полюсами могут быть только нули выражений Λ_0 и Λ .

В верхней полуплоскости плоскости ω величина Λ_0 имеет один нуль, в чем легко убедиться, решив уравнение $\Lambda_0 = 0$.

Рассмотрим нули $\Lambda = - \left[\omega^2 \left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} - \frac{1}{v^2 \cos^2 \psi} \right) + \frac{2\omega}{v} \frac{\Phi}{\cos \psi} x - x^2 (1 + \Phi^2) \right]$, где $\Phi = \cos \varphi \operatorname{tg} \psi$. Можно показать аналогично тому, как

это сделано в § 85 [9], что при всяком значении положительного вещественного числа $x^2 (1 + \Phi^2)$ выражение Λ обращается в нуль только при одном значении ω . В качестве функции $f(\omega)$, используемой в § 85 книги [9], надо взять $f(\omega) = \omega^2 \left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} - \frac{1}{v^2 \cos^2 \psi} \right) + \frac{2\omega}{v} \frac{\Phi x}{\cos \psi}$. Однако

в отличие от случая перпендикулярного падения теперь этот единственный корень уравнения $f(\omega) - x^2 (1 + \Phi^2) = 0$ не будет чисто мнимым, а будет в общем случае комплексным (только при $x = 0$ корень находится на мнимой оси). Взяв вычеты, обязанные нулям Λ и Λ_0 , заменим затем интегрирование по x интегрированием по $\omega(x)$ (см. [9]), рассматривая ω как функцию от x , определяемую равенством

$$\omega^2 \left(\frac{\varepsilon(\omega)}{c^2} - \frac{1}{v^2 \cos^2 \psi} \right) = -\frac{2\omega}{v} \frac{\Phi}{\cos \psi} \kappa + \kappa^2 (1 + \Phi^2). \quad (6)$$

Определим пределы интегрирования по $\omega(\kappa)$. Нетрудно видеть, что большим значениям κ соответствуют большие по абсолютной величине корни уравнения (6) (для углов влета ψ не близких к $\pi/2$). Воспользовавшись соответственно этому выражением для $\varepsilon(\omega)$

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}, \quad (7)$$

где $\sigma = \frac{4\pi N e^2}{m}$ есть квадрат плазменной частоты (N — число электронов в 1 см^3), найдем для верхнего предела интегрирования

$$\omega(\kappa_0) = \frac{v \kappa_0 \cos \psi \left[\Phi + i \sqrt{1 - \beta^2 \cos^2 \psi (1 + \Phi^2) + \frac{\sigma}{c^2 \kappa_0^2} (1 - \beta^2 \cos^2 \psi)} \right]}{1 - \beta^2 \cos^2 \psi}, \quad (8)$$

где $\beta = \frac{v}{c}$.

Для нахождения нижнего предела интегрирования $\omega(0)$ надо рассмотреть два случая. Первый, когда $v^2 \cos^2 \psi < \frac{c^2}{\varepsilon_0}$, где $\varepsilon_0 = \varepsilon(0)$ — электростатическое значение диэлектрической проницаемости. Уравнение (6) при $\kappa = 0$ дает $\omega(0) = 0$. Считая, как обычно, $\frac{\sigma}{c^2 \kappa_0^2} \ll 1$, получим следующее выражение для $W_{(1)}$, проинтегрированное по всем переменным (ω, κ, φ):

$$W_{(1)} = -\frac{\sigma e^2 a}{2 v^2 \cos^2 \psi} \cdot \frac{4 + (2 + \text{tg}^2 \psi)^2 - 4 \text{tg}^2 \psi (1 - \beta^2)}{4 (1 + \text{tg}^2 \psi)^{3/2}} \ln \frac{\bar{\omega}}{\omega_1}, \quad (9)$$

где

$$\ln \bar{\omega} = \frac{\int_0^{\infty} \omega \eta''(\omega) \ln \omega d\omega}{\int_0^{\infty} \omega \eta''(\omega) d\omega}, \quad (10)$$

$$\ln \bar{\omega}_1 = \frac{\int_0^{\infty} \omega \varepsilon''(\omega) \ln \omega d\omega}{\int_0^{\infty} \omega \varepsilon''(\omega) d\omega}, \quad (11)$$

а $\eta''(\omega) = -\frac{\varepsilon''}{|\varepsilon|^2} < 0$ (ε'' — мнимая часть $\varepsilon(\omega)$).

Итак, в этом случае потери в пластине определяются в основном только полем заряда частицы, так как потери (9) малы по сравнению

с ними. Таким образом, потери энергии [9] задаются формулой без эффекта плотности, если $v < \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}$ (рис. 2а), и формулой с эффектом плотности, если $v > \frac{c}{\sqrt{\epsilon_0}}$ (рис. 2б).

Обратимся ко второму случаю, когда $v^2 \cos^2 \psi > \frac{c^2}{\epsilon_0}$. Уравнение (6) в этом случае при $x=0$ обращается в нуль дважды — при $\omega = 0$ и при $\omega = i\xi$, где ξ определяется равенством

$$\epsilon(i\xi) = \frac{c^2}{v^2 \cos^2 \psi}. \quad (12)$$

Выражение в левой части уравнения (6) в интервале между 0 и $i\xi$ отрицательно, а при $|\omega| > \xi$ на мнимой оси принимает все положительные

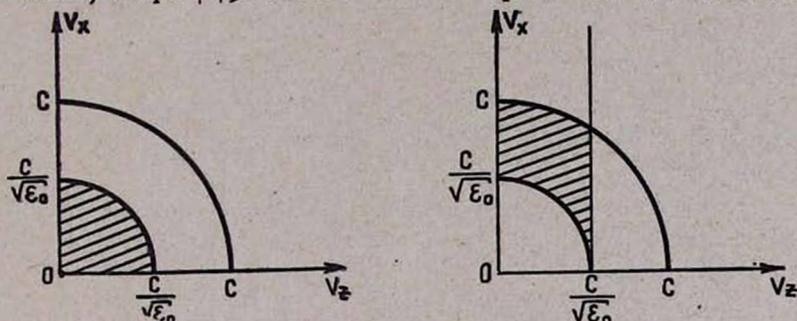


Рис. 2 а, б.

значения от 0 до $+\infty$. Поэтому при $x=0$ корень уравнения (6) равен значению $i\xi$, которое определяется из (12).

Если угол ψ будет велик, но не близок к $\pi/2$, так что, например, $\cos \psi \sim \frac{1}{2}$, то при $v \sim c$ уравнение (12) либо вообще не будет иметь

корня, либо корень будет порядка или много меньше атомных частот. Тогда можно считать $\omega(0) = 0$. Это означает, что дополнительные потери определяются формулой (9), не снимающей эффект плотности, в то время как основные потери уже обладают эффектом плотности.

Таким образом, при не малых углах пролета частицы через пластину, как бы она не была тонка, но, конечно, в рамках применимости макроскопического описания явления, эффект плотности всегда будет иметь место.

Рассмотрим теперь случай $\psi \ll 1$. Тогда вместо (12) имеем

$$\epsilon(i\xi) = \frac{c^2}{v^2} (1 + \psi^2). \quad (12')$$

Здесь надо различать две возможности. Если величина ξ , определяемая из (12'), оказывается много меньше атомных частот, то мы опять приходим к случаю, когда $\omega(0) = 0$. Если же ξ оказывается много больше атомных частот, что, как это видно из (12'), при $v \rightarrow c$ в кон-

це концов с ростом энергии частицы обязательно произойдет, то в этом случае имеем

$$\xi \equiv \omega(0) = \frac{\sqrt{\sigma} \beta \left(1 - \frac{\psi^2}{2}\right)}{\sqrt{1 - \beta^2 + \beta^2 \psi^2}}. \quad (13)$$

Таким образом, полагая в формуле (4) $\psi \ll 1$ и произведя интегрирование, причем в качестве нижнего предела интегрирования по $\omega(x)$ берем (13), а верхнего (8), разложенное по малым ψ , получим:

$$W_{(1)} \approx -\frac{\sigma e^2 a}{v^2} \left[\ln \frac{\sqrt{\sigma} \beta}{\omega_1 \sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{1}{2} \beta^2 \right] \quad (14)$$

при $\beta^2 \cdot \psi^2 \ll 1 - \beta^2$,

и

$$W_{(1)} \approx -\frac{\sigma e^2 a}{v^2} \left[\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\psi \omega_1} + \frac{1}{8} \right] \quad (15)$$

при $1 - \beta^2 \ll \beta^2 \psi^2 \ll 1$.

Как видно из (14), выражение для $W_{(1)}$ только при $\beta^2 \psi^2 \ll 1 - \beta^2$ не отличается от соответствующего выражения при перпендикулярном падении.

Для нахождения условия, накладываемого на толщину пластинки, необходимо вычислить $W_{(2)}$. Расчеты приводят к следующему выражению для $W_{(2)}$ при одном только условии $\psi \ll 1$:

$$W_{(2)} \approx \frac{\pi e^2 \sigma^2 a^2}{4v^3 \bar{\Omega}}, \quad (17)$$

где $\bar{\Omega}$ дважды усредненная частота, определяемая следующей формулой [10]:

$$\bar{\Omega} = \frac{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} xy \varepsilon''(x) \varepsilon''(y) dx dy}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \frac{xy}{x+y} \varepsilon''(x) \varepsilon''(y) dx dy} \quad (18)$$

Условие малости толщины пластинки имеет следующий вид:

$$\alpha \ll \frac{4c\bar{\Omega}}{\pi\sigma} \left(\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\omega_1 \sqrt{1 - \beta^2}} - \frac{1}{2} \right), \quad (19)$$

при $\beta^2 \psi^2 \ll 1 - \beta^2$, и

$$\alpha \ll \frac{4c\bar{\Omega}}{\pi\sigma} \left(\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\psi \omega_1} + \frac{1}{8} \right), \quad (20)$$

при $1 - \beta^2 \ll \beta^2 \psi^2 \ll 1$. Из формул (14), (15) и (19), (20) видно, что с ростом угла влета частицы ψ (но при $\psi \ll 1$) и уменьшением толщины пластины логарифмическая зависимость от энергии не восстанавливается.

3. Таким образом, проведенные выше расчеты показывают, что наклонный пролет частицы через пластину весьма чувствителен к углу пролета. Только при $\psi \ll \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$ получается такой же эффект, как и при перпендикулярном пролете. Если же $\psi \gg \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{\beta}$, то в пределах применимости макроскопического эффекта плотности не может быть устранен.

Такая зависимость эффекта от угла влета сильно отличается от аналогичной зависимости при образовании переходного излучения. В работе [11] было показано, что образование переходного излучения ультрарелятивистской частицы в заоптической области частот почти не зависит от угла влета. Переходное излучение формируется в областях пространства вдоль траектории частицы под углами $\theta \lesssim \sqrt{1-\beta^2}$ и расстояниях $\sim \frac{c}{V \sigma \sqrt{1-\beta^2}}$, т.е. в этом случае существенны большие продольные расстояния, которые не затрагиваются при наклонном пролете частицы.

Что же касается потерь на ионизацию в той ее части, которая обязана отсутствию эффекта плотности, то в этом случае существенны, как известно [12], большие поперечные расстояния $\sim \frac{v}{\omega_0 \sqrt{1-\beta^2}}$, где ω_0 — средняя атомная частота.

Из рис. 3а и 3б видно, что даже при не очень больших значениях угла ψ поле частицы на одном и том же расстоянии от пластины

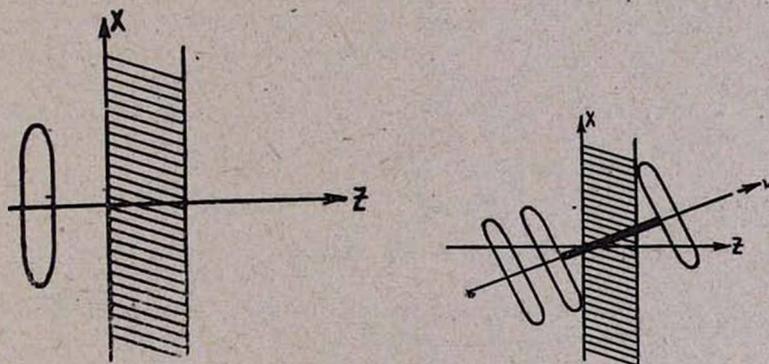


Рис. 3, а, б.

при перпендикулярном и наклонном пролетах будет находиться в различных физических условиях. При наклонном пролете имеет смысл ввести понятие эффективной толщины пластины как пути, на котором наличие пластинки оказывает влияние на поле частицы в области максимальных прицельных параметров (на рис. 3б этот путь отмечен жирной линией). Учитывая приведенное выше выражение для максимального прицельного расстояния, на котором частица может ионизировать атомы среды (без учета поляризации среды), нетрудно получить, что

$$a_{\text{эфф.}} = \frac{a}{\cos \psi} + 2 \frac{v}{\omega_0} \frac{\text{tg } \psi}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (21)$$

Коэффициент 2 во втором члене учитывает выход частицы из пластины. Из последней формулы видны те особенности эффекта, которые были отмечены в предыдущем пункте. Действительно, если угол ψ не мал, то даже устремляя a к нулю, мы не можем избавиться от влияния пластинки на поле частицы. Если же ψ мало, то

$$a_{\text{эфф.}} = a + 2 \frac{c}{\omega_0} \frac{\psi}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (22)$$

Отвлекаясь от энергетической зависимости и интересуясь только порядком величины, можно считать, согласно (19), что при перпендикулярном падении эффект плотности отсутствует, если $a \sim \frac{c}{\omega_0}$. Если же частица пролетает через пластину под небольшим углом наклона, то эффект плотности будет отсутствовать, если $a_{\text{эфф.}} \sim a \sim \frac{c}{\omega_0}$. Из формулы (22) видно, что для этого требуется, чтобы $\psi \ll \sqrt{1-\beta^2}$, в согласии с тем, что мы получили в п. 2.

Ереванский физический институт

Поступила 15.XI.1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, ДАН АрмССР, 15, 21 (1965).
3. Г. М. Гарибян, С. С. Элбакян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 279 (1966).
4. В. А. Еншибарян, Б. В. Хачатрян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 11 (1966).
5. L. S. Gram and E. T. Akaoka, Phys. Rev., 153, 455 (1967).
6. Л. А. Ананова, Ф. Р. Арутюнян, Р. А. Оганесян, Ж. В. Петросян, ДАН АрмССР, 43, 87 (1966).
7. I. C. Ashley, Phys. Rev., 155, 208 (1967).
8. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 12, 49 (1959).
9. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, гл. XII, М., ГИТТЛ, 1957.
10. Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966).
11. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 38, 1814 (1960).
12. Э. Ферми, Ядерная физика. ИЛ, М., 1951.

ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ԹԻԹԵՂԻ ՎՐԱ ԹԵՔ
ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ԴԱՐԻԲՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Հաշված են ուղղաձիգի մասնիկի էներգիայի լրիվ կորուստները բարակ թիթեղի վրա թեք անկման դեպքում: Ստացված են պայմաններ թիթեղի հաստության և անկման անկյան համար, որոնց դեպքում պահպանվում է լրիվ էներգիայի կորուստի լոգարիթմական կախումը մասնիկի էներգիայից:

ENERGY LOSS OF PARTICLE PASSING UNDER AN OBLIQUE ANGLE THROUGH A PLATE

G. M. GARIBIAN and C. C. ELBAKIAN

The total energy losses of relativistic particle passing through a plate under an oblique angle is calculated. It is obtained conditions for the thickness of the plate and for the particle incident angle, in the case of the realization of which the logarithmic dependence of the losses upon the particle energy will be conserved.