

О ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ КРАЙНЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЧАСТИЦЫ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЧЕРЕЗ ПЛАСТИНУ

Г. М. ГАРИБЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Вычислены полные потери энергии крайнерелятивистской частицы при пролете через пластину. Расчеты проведены методом Ландау, обобщенным на случай, когда нельзя произвести замыкание контура верхней полуокружностью. Проанализированы крайние случаи полученной формулы для тонких и толстых пластин.

В работе [1] (см. также [2]) теоретически было показано, что в достаточно тонких пленках вещества, расположенных в вакууме, ионизационные потери энергии заряженных частиц идут без эффекта плотности Ферми.

В дальнейшем этот эффект был экспериментально наблюден в тонких пленках сцинтиллирующего вещества—полистирола [3]. Имеет смысл также отметить, что в ряде экспериментов со вторично-эмиссионными мониторами была также наблюдена логарифмическая зависимость тока вторичной эмиссии от энергии первичных частиц [4, 5]. Надо думать, что эти явления взаимосвязаны [6, 7], так как электроны вторичной эмиссии вырываются из поверхностного слоя эмиттера, а в тонком поверхностном слое поле первичной частицы еще не сильно отличается от поля частицы в вакууме, т. е. ионизационные потери быстрых частиц будут обладать логарифмическим ростом.

Как в работе [1], так и в [2] двойной интеграл, дающий дополнительные потери энергии в пластине, обязанные наличию границ, был проинтегрирован по обеим переменным методом Ландау [8], после того как подынтегральное выражение разлагалось в ряд по толщине пластинки, если сделать предположение, что она мала.

Представляет интерес произвести более детальный анализ указанного эффекта с целью выяснить характер поведения дополнительного члена с ростом толщины пластины. В настоящей работе этот член интегрируется в общем виде, без разложения подынтегрального выражения по толщине пластины, что удастся сделать соответствующим обобщением метода Ландау для крайнерелятивистских частиц.

1. Дополнительные потери энергии заряженной частицы в пластине толщины a , обязанные наличию границ и получающиеся при вычислении работ сил поля излучения над частицей в областях до пластины, в пластине и после нее равны [2]

$$\begin{aligned}
 W = & -\frac{2e^2}{\pi v^2} \int_0^{z_0+\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{x^2 dx d\omega \varepsilon \lambda_0 (\varepsilon - 1)^2}{[2\varepsilon \lambda_0 \cos \lambda a - i(\varepsilon^2 \lambda_0^2 + \lambda^2) \sin \lambda a] \Lambda^2 \Lambda_0^2} \times \\
 & \times \left\{ \left[\left(\frac{\omega^2}{c^2} \beta^2 \lambda_0 + \frac{\Omega_1^2}{\varepsilon^2 \lambda_0} \right) \cos \lambda a - i \left(\frac{\omega^2}{c^2} \beta^2 \frac{\lambda}{\varepsilon} + \frac{\Omega_1^2}{\lambda \varepsilon} \right) \sin \lambda a \right] + \right. \\
 & \left. + \left[- \left(\frac{\omega^2}{c^2} \beta^2 \lambda_0 + \frac{\Omega_1^2}{\varepsilon^2 \lambda_0} \right) \cos \frac{\omega}{v} a - 2i \beta \frac{\omega}{c} \frac{\Omega_1}{\varepsilon} \sin \frac{\omega}{v} a \right] \right\}, \quad (1)
 \end{aligned}$$

где $\Lambda_0 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$, $\Lambda = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon$, $k^2 = x^2 + \frac{\omega^2}{v^2}$, $\lambda_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - x^2$, $\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - x^2$, $\Omega_1 = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon + 1)$ (действительные и мнимые части λ и λ_0 для $\omega > 0$ положительны, а $\lambda(-\omega) = -\lambda^*(\omega)$, $\lambda_0(-\omega) = -\lambda_0^*(\omega)$), величина $\frac{1}{z_0}$ ограничена пределами применимости макроскопического рассмотрения. С точки зрения дальнейших расчетов выражение для W удобно разбить на два члена:

$$W = W_1 + W_2, \quad (2)$$

где W_1 — определяется первой квадратной скобкой, имеющейся в подынтегральном выражении (1), а W_2 — второй.

2. Следуя методу Ландау [8], интегрирование W_1 произведем сначала по ω . Так как λ не обращается нигде в нуль в верхней полуплоскости плоскости комплексного переменного ω , то для того, чтобы

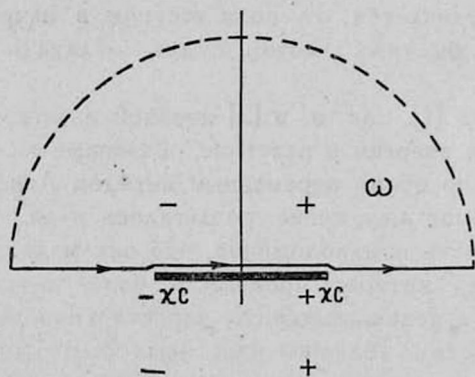


Рис. 1.

исключить двузначность подынтегральной функции, возникающую из-за наличия нулей $\lambda_0 = \lambda'_0 + i\lambda''_0$, необходимо произвести разрез, указанный на рис. 1 жирной линией. Знак λ''_0 выбран положительным в верхней полуплоскости ω и отрицательным — в нижней. Тогда λ'_0 будет иметь знаки, указанные на рис. 1. Интегрирование необходимо производить по верхнему берегу разреза.

Замкнем путь интегрирования по действительной оси верхней полуокружностью бесконечно большого радиуса (рис. 1).

Нетрудно видеть, что подынтегральная функция W_1 на этой полуокружности убывает как $\frac{1}{\omega^3}$ и значением интеграла на ней можно пренебречь. Следовательно искомый интеграл будет равен сумме вычетов подынтегрального выражения в верхней полуплоскости.

Выражение $2\varepsilon\lambda_0 \cos \lambda a - i(\varepsilon^2\lambda_0^2 + \lambda^2) \sin \lambda a = \frac{1}{2}[(\varepsilon\lambda_0 + \lambda)^2 e^{-i\lambda a} - (\varepsilon\lambda_0 - \lambda)^2 e^{i\lambda a}]$ не имеет нулей в верхней полуплоскости ω , в чем можно убедиться используя теорему Руше (см., например, [9]). Следовательно полюса будут находиться в тех точках, где обращаются в нуль Λ_0 и Λ , т. е. будем иметь полюса второго порядка. Вычеты в них будем брать так же, как в работах [1, 2], т. е. превращением полюса второго порядка в два полюса первого порядка и обратным предельным переходом. В результате расчет приводит к следующей формуле

$$W_1 = -\frac{2}{3} \frac{e^2 \sqrt{\sigma}}{c \sqrt{1-\beta^2}}, \quad (3)$$

где $\sigma = \frac{4\pi N e^2}{m}$, N — число электронов в единице объема, m — масса

электрона. При этом мы полагали $\beta = \frac{v}{c} \sim 1$ и отбрасывали члены, убывающие с энергией частицы.

3. Приступая к вычислению W_2 , заметим, что мы не можем в этом случае сразу замкнуть контур интегрирования в плоскости ω бесконечно большой полуокружностью, находящейся в верхней полуплоскости, из-за появления в подынтегральном выражении фактора $\exp\left[-i\left(\frac{\omega}{v} - \lambda\right)a\right]$, расходящегося в верхней полуплоскости. Поэтому замкнем путь интегрирования в верхней полуплоскости контуром S конечного радиуса, но с таким расчетом, чтобы радиус этого контура был бы достаточно большим и подынтегральное выражение на нем максимально упростилось. Опуская для простоты подынтегральное выражение и интеграл по x , запишем это следующим образом:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} d\omega = \int_{-\infty}^{-\alpha} d\omega + \int_{-\alpha}^{+\alpha} d\omega + \int_{+\alpha}^{+\infty} d\omega + 2\pi i \sum \text{Res } s = \int_{C_1} d\omega + 2\pi i \sum \text{Res } s, \quad (4)$$

где α — радиус контура S , а контур C_1 изображен на рис. 2 сплошной линией. В формуле (4) интегралы и вычеты должны быть взяты от полной подынтегральной функции, стоящей в выражении для W_2 (формула (1)). Однако на контуре S (а также C_1) подынтегральное выражение может быть сильно упрощено. Эти упрощения мы произведем следующим образом. Сначала считая, что на контуре S

$$|\omega| \gg \frac{c \sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}}}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (5)$$

произведем приближения везде, кроме выражений, стоящих под знаками тригонометрических функций. Для того чтобы перейти к приближению и под знаками тригонометрических функций, потребуем также чтобы на контуре C имело место

$$\frac{1}{2} \left(x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2} \right) \frac{c}{|\omega|} a \ll 1. \quad (6)$$

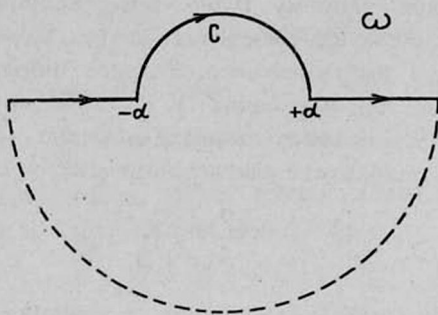


Рис. 2.

В результате для интеграла на контуре C_1 получим выражение

$$\begin{aligned} W'_{2C_1} = & \frac{2e^2}{\pi c} \left(\frac{\sigma}{c^2} \right)^2 \int_0^{x_0} \int_{C_1} \frac{x^2 dx d\omega}{\left[\frac{\omega^2}{c^2} (1-\beta^2) \right]^4} e^{-i \frac{\omega}{v} (1-\beta^2) a} \times \\ & \times \left\{ 1 - 2 \frac{\frac{\sigma}{c^2} + 2x^2}{\frac{\omega^2}{c^2} (1-\beta^2)} - i \frac{c}{\omega} \frac{a}{2} \left(\frac{\sigma}{c^2} + x^2 \right) \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

Последний интеграл запишем в виде

$$W'_{2C_1} = W_{2C_1} + \Delta, \quad (8)$$

где W_{2C_1} определяется главным членом, стоящим в фигурной скобке формулы (7), т. е. единицей, а Δ — двумя следующими членами. Таким образом, входящий в формулу (4) интеграл по контуру C_1 , будет равен W_{2C_1} , если

$$|\Delta| \ll |W_{2C_1}|. \quad (9)$$

Для того чтобы вычислить интегралы по контуру C_1 , аналитически продолжим упрощенное подынтегральное выражение в формуле (7) на всю плоскость комплексного переменного ω . Тогда можем замкнуть контур C_1 бесконечно большой полуокружностью, лежащей в

нижней полуплоскости (рис. 2). Так как интеграл по этой полуокружности равен нулю и единственным полюсом подынтегрального выражения является точка нуль, то получим

$$W_{2C_1} = \frac{e^2}{2 \cdot 7!} x_0^4 a^7 \left(\frac{\sigma}{c^2} \right)^2 (1 - \beta^2)^3. \quad (10)$$

Поступая аналогичным образом при вычислении Δ будем иметь

$$\Delta = -e^2 \left(\frac{\sigma}{c^2} \right)^2 \frac{(1 - \beta^2)^4 x_0^4 a^9}{2^8 \cdot 9!} \left(\frac{7}{2} \frac{\sigma}{c^2} + \frac{5}{3} x_0^2 \right). \quad (11)$$

Условие (9) тогда примет вид

$$a \ll \frac{\sqrt{2 \cdot 8 \cdot 9}}{\sqrt{1 - \beta^2} \sqrt{\frac{7}{2} \frac{\sigma}{c^2} + \frac{5}{3} x_0^2}}. \quad (12)$$

Хотя обычно $x_0^2 \gg \frac{\omega_0^2}{c^2} \sim \frac{\sigma}{c^2}$, ω_0 — средняя атомная частота (см. [8]), мы сохранили в формулах (5), (6), (11) и (12), а также (13)–(15), член $\frac{\sigma}{c^2}$ из соображений, которые будут видны в п. 4.

Обратимся теперь к условиям (5) и (6), связанным с выбором контура C . Условие (5) будет удовлетворено, если на контуре

$$|\omega| = \alpha = \frac{c \sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}}}{\sqrt{1 - \beta^2}} \gamma_1, \quad (13)$$

где $\gamma_1 \gg 1$. Подставляя такое $|\omega|$ в (6), получим

$$a \ll \frac{2\gamma_1}{\sqrt{1 - \beta^2} \sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}}}. \quad (14)$$

Из сравнения (14) и (12) видно, что соответствующим выбором γ_1 можно сделать эти условия эквивалентными, так что достаточно потребовать выполнения одного из них, например (12).

Возвращаясь теперь к формуле (4) заметим, что интеграл по контуру C_1 задается формулой (10), причем между a и x_0 имеется связь, выражаемая неравенством (12). Остается вычислить $2\pi i \sum \text{Res}$, т. е. сумму вычетов подынтегральной функции W_2 в верхней полуплоскости, ограниченной контуром C . Так как радиус контура C определяется формулой (13), а наиболее удаленный полюс, а именно нуль Δ , нахо-

дится [8] в точке $\frac{i\nu \sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}}}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, то ясно, что внутри контура C будут находиться все нули, как Δ , так и Δ_0 .

Производя соответствующие вычисления, получим

$$\begin{aligned}
 W_2 = & \frac{e^2}{\sqrt{1-\beta^2}} \left[\frac{2}{3} \frac{\sqrt{\sigma}}{c} - \frac{x_0^2}{\sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}}} + \frac{4}{3} \frac{c^2}{\sigma} \left(x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2} \right)^{3/2} - \right. \\
 & - 2 \sqrt{x_0^2 + \frac{\sigma}{c^2}} \left. - \frac{e^2 x_0^2 a}{2} + \frac{\sigma e^2 a}{2c^2} \ln \left(1 + \frac{x_0^2 c^2}{\sigma} \right) + \right. \\
 & + \frac{2e^2}{c} a_1 - e^2 \left(\frac{\sigma}{c^2 \left(\sqrt{\frac{\Omega^2}{v^2} + \frac{\sigma}{c^2}} - \frac{\Omega}{v} \right)} + \frac{1}{a} \right) e^{-ax_1} - \\
 & - \frac{\sigma e^2 a}{c^2} \left[\text{Ei}(-ax_1) - \text{Ei} \left(-\frac{a\sigma\sqrt{1-\beta^2}}{2c^2 x_0} \right) \right] + \\
 & + e^2 \left[\frac{1}{a} + \frac{x_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{4}{3} \frac{c^2}{\sigma} \frac{x_0^3}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{6} a x_0^2 \right] e^{-\frac{a\sigma\sqrt{1-\beta^2}}{2c^2 x_0}}, \quad (15)
 \end{aligned}$$

где

$$x_1 = \sqrt{\frac{\Omega^2}{v^2} + \frac{\Omega^2}{c^2}} (\varepsilon(i\Omega) - 1) - \frac{\Omega}{v},$$

$$a_1 = \int_0^{\Omega} \frac{2\sqrt{\varepsilon(i\omega)} e^{\frac{\omega}{v} a} d\omega}{2\sqrt{\varepsilon(i\omega)} \text{ch} \left[\frac{\omega}{v} a \sqrt{1+\beta^2(\varepsilon-1)} \right] + (\varepsilon(i\omega)+1) \text{sh} \left[\frac{\omega}{v} a \sqrt{1+\beta^2(\varepsilon-1)} \right]}, \quad (16)$$

$$\text{Ei}(x) = - \int_{-x}^{\infty} \frac{e^{-u}}{u} du,$$

а Ω есть та частота, начиная с которой можно считать $\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}$. В формуле (15) не записан W_{2c} , определяемый выражением (10). Покажем, что этим членом можно пренебречь.

Действительно, он быстро убывает с ростом энергии и при малых a будет к тому же еще и мал за счет того, что пропорционален a^7 . Что же касается больших a , то в этом случае он будет мал за счет того, что тогда $x_0 \ll \frac{\sqrt{\sigma}}{c}$, как это будет показано ниже.

4. Таким образом, дополнительные потери энергии определяются суммой выражений W_1 и W_2 , задаваемых соответственно формулами (3) и (15), причем в последней формуле толщина пластины a связана неравенством (12) с параметрами среды $\frac{\sqrt{\sigma}}{c}$ и x_0 .

Отметим, что W_1 не зависит от толщины пластинки и дает, следовательно, потери энергии, происходящие на каждой из границ неза-

висимо, т. е. удвоенное переходное излучение на одной границе. С другой стороны, W_2 зависит от толщины пластины и поэтому описывает как взаимное влияние границ на переходное излучение, так и те потери, которые зависят от пройденного частицей пути.

Для проверки полученных формул положим в (15) $\chi_0 \ll \frac{V_\sigma}{c}$. Однако такое допущение означает сильное увеличение минимального прицельного параметра $\rho_0 \sim \frac{1}{\chi_0}$ и соответствует тому, что мы почти выключаем взаимодействие при вычислении W_2 . Нетрудно убедиться, что при этом можно будет пренебречь W_2 по сравнению с W_1 , если $\alpha \gtrsim \frac{c}{V_\sigma} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Таким образом, при толщинах пластин, удовлетворяющих этому последнему условию, т. е. больших или порядка зоны формирования переходного излучения, полные потери энергии оказываются равными

$$W = -\frac{2}{3} \frac{e^2 V_\sigma}{c \sqrt{1-\beta^2}}, \quad (17)$$

что и следовало ожидать [1]. Однако при этом надо иметь в виду, что, согласно (12), толщина пластины должна удовлетворять также условию

$$\alpha \ll 6 \frac{c}{V_\sigma} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (12')$$

которое можно считать совместимым с предыдущим условием для α .

Заметим, что предположение $\chi_0 \ll \frac{V_\sigma}{c}$ не нарушает хода рассуждений п. 3, связанных с выбором контура S и получением формулы (15), что нетрудно проверить, полагая $\chi_0 \ll \frac{V_\sigma}{c}$ в формулах (5), (6), (10)–(14).

Дополнительные потери энергии W описывают влияние макроскопических свойств поля заряженной частицы, не имеющих соответствующего аналога в микрообласти, и поэтому они не должны зависеть от параметра χ_0 . Действительно, при больших α мы имеем формулу (17). Наличие же χ_0 в формуле (15) носит формальный характер и из (15), считая, как обычно, $\chi_0^2 \gg \frac{\sigma}{c^2}$, нетрудно получить

$$W = \frac{2e^2}{c} a_1 - e^2 \left(\frac{\sigma}{c^2 \left(\sqrt{\frac{\Omega^2}{v^2} + \frac{\sigma}{c^2}} - \frac{\Omega}{v} \right)} + \frac{1}{a} \right) e^{-ax_1} + \frac{e^2}{a} - \frac{\sigma e^2 a}{c^2} \left[\text{Ei}(-ax_1) + \ln \frac{2c}{\gamma a V_\sigma \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{2} \right], \quad (18)$$

где $\ln \gamma = C$ — постоянная Эйлера ($\gamma = 1,779$). Однако теперь a уже не произвольно, а ограничено следующим неравенством:

$$a \ll \frac{10}{x_0} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (12'')$$

Произведем анализ формулы (18). Считая a малым и разлагая (18) по a , получим

$$W = -\frac{\sigma e^2 a}{c^2} \left(\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\omega_1 \sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2} \right) + \frac{e^2 a^2}{2c^3} \left(\frac{\sigma^2}{2\Omega} + \int_0^{\Omega} (1 - \varepsilon(i\omega))^2 \omega^2 d\omega \right), \quad (19)$$

причем мы приняли во внимание, что $\Omega \gg \sqrt{\sigma}$, а

$$\ln \bar{\omega}_1 = \frac{\int_0^{\infty} \omega \varepsilon''(\omega) \ln \omega \cdot d\omega}{\int_0^{\infty} \omega \varepsilon''(\omega) d\omega}. \quad (20)$$

Полученная формула в члене, пропорциональном a , полностью совпадает с полученной ранее в [2], а в квадратичном — только отличается коэффициентом 2 в первом члене. В результате в формуле (19) основную роль будет играть первый член, т. е. ионизационные потери будут иметь логарифмический рост при

$$a \ll \frac{2c\sigma \left(\ln \frac{\sqrt{\sigma}}{\omega_1 \sqrt{1-\beta^2}} - \frac{1}{2} \right)}{\frac{\sigma^2}{2\Omega} + \int_0^{\Omega} (1 - \varepsilon(i\omega))^2 \omega^2 d\omega}. \quad (21)$$

Здесь имеет смысл отметить, что условие (21), может быть, является несколько более жестким, чем это требуется на самом деле. Для этого попробуем идентифицировать потери энергии, выражаемые первым членом формулы (19). Если разложить поля излучения в пространствах до и после пластинки (см., например, [10]) по толщине пластинки a , то можно убедиться, что начинаются эти разложения с члена, линейного по a . Так как поток вектора Пойнтинга энергии, излученной на бесконечность, квадратичен по полю, то отсюда следует, что первый член в (19), пропорциональный a , соответствует ионизационным потерям энергии, застревающим в пластинке. Возвращаясь к условию (21), заметим, что для того, чтобы первый член формулы (19) был бы основным дополнительным членом к обычным ионизационным потерям, необходимо, чтобы он был больше не всего квадратичного члена, а лишь той его части, которая соответствует ионизационным потерям, так как, вообще говоря, в квадратичный член входят и потери на излучение, уходящее в бесконечность.

Будем теперь считать α не очень малым, а „средним“, т. е. удовлетворяющим неравенству (12''), но одновременно

$$\alpha \gg \frac{2c\Omega}{\sigma}. \quad (22)$$

Тогда $\alpha x_1 \gg 1$, $\alpha_1 \rightarrow 0$ и в результате

$$W = -\frac{\sigma e^2 \alpha}{c^2} \left[\ln \frac{2c}{\gamma \alpha \sqrt{\sigma} \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{2} \right]. \quad (23)$$

Для того, чтобы одновременно имели место (12'') и (22), необходимо наложить следующее условие на энергию частицы:

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \gg \frac{x_0}{10} \frac{2c\Omega}{\sigma}. \quad (24)$$

Для идентификации дополнительных потерь энергии, задаваемых формулой (23), обратимся к работе [11], где, так же как и в настоящей работе, исследование заоптической части спектра переходного излучения, испускаемого заряженной частицей вперед в пластине произвольной толщины, проводится после интегрирования по всем промежуточным переменным. В упомянутой работе имеется случай 3), соответствующий рассматриваемым сейчас толщинам пластины, формулами которого мы можем воспользоваться. В результате для излученной вперед энергии переходного излучения получим выражение

$$W_{\text{пер.}} \simeq \frac{2}{\pi} \frac{\sigma e^2 \alpha}{c^2} \ln \frac{2c}{\alpha \sqrt{\sigma} \sqrt{1-\beta^2}}. \quad (25)$$

Из последней формулы видно, что потери (23), или по крайней мере часть из них, являются переходным излучением.

Авторы благодарны Г. В. Бадалян и М. М. Мурадян за полезные обсуждения в ходе выполнения настоящей работы.

Институт радиофизики и электроники
АН Армянской ССР

Ереванский физический институт

Поступила 16 марта 1966.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. Г. М. Гарибян, М. П. Лорикян, ДАН АрмССР, 15, 21 (1965).
3. А. И. Алиханян, А. К. Вальтер, Г. М. Гарибян, И. А. Гришаев, М. П. Лорикян, В. А. Петренко, Г. Л. Фурсов. ЖЭТФ, 44, 1122 (1963), 46, 1212 (1964).
4. V. J. Vanhuysse, R. E. Van de Vijver Nucl. Inst. and Meth. 15, 63 (1962).
5. L. C. L. Yuan, Experimental program requirements for a 300–1000 bev Accelerator USA, 1963, ED. L. C. L. Yuan and I. P. Blewett, pp. 97–98.
6. L. C. L. Yuan, Nature of Mattes. USA, 1965, ED. L. C. L. Yuan (русский перевод УФН, 86, 715 (1965)).
7. Фишер и К. Шерф, Приборы для научных исследований 35, № 5, 77 (1964).

8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, гл. XII, М., ГИТТЛ, 1957.
9. М. А. Лаврентьев, Б. В. Шабат, Методы теории функций комплексного переменного, М., "Наука", 1965.
10. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, ЖЭТФ, 35, 1282 (1958).
11. Г. М. Гарибян, Изв. АН СССР, серия физическая, 26, 754 (1962)

**ԳԵՐՈՒԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ
ԹԻԹԵՂԻ ՄԻՋՈՎ ԱՆՑՆԵԼԻՍ**

Գ. Մ. ԳԱՐԻԲՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Հաշվված են թիթեղի միջով անցնող դեր-արագ մասնիկի էներգիայի լրիվ կորուստները: Հաշվումները կատարված են Լանդաուի մեթոդով, ընդհանրացրած այն դեպքի համար, երբ չի կարելի փակել կոնտուրը վերին կիսաշրջանագիծով:

Վերլուծված են ստացված բանաձևեր սահմանային դեպքերը բարակ ու հաստ թիթեղների համար:

Երբ թիթեղը բարակ է, ապա հիմնական դեր խաղում են իոնիզացիոն կորուստները, որոնք ունեն լոգարիթմական աճ: Երբ թիթեղի հաստությունը մեծ է կամ հավասար անցումային ճառագայթման ձևավորման տիրույթին, ապա էներգիայի լրիվ կորուստները հավասար են

$$-\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$

ENERGY LOSS OF THE ULTRA-RELATIVISTIC PARTICLE PASSING THROUGH FILM

by G. M. GARIBIAN, S. S. ELBAKIAN

The full loss of the energy of the ultra-relativistic particle passing through the film is calculated. The calculation has been made by Landau's method generalised for the case when one must not close the contour by a semicircle in the upper half plane.

The extreme cases for the formula for thin and thick films have been considered. In case of the thin film, the ionization losses with logarithmic growth play the main role, while when the thickness of the film is great or equal to the formation zone of transitional radiation, the full loss of the energy is equal to

$$-\frac{2}{3} \frac{e^2}{c} \frac{\sqrt{\sigma}}{\sqrt{1-\beta^2}}.$$