

Н. А. Корахмзян

Переходное излучение вперед

В работе Г. М. Гарибяна [1], в частности, получено выражение для энергии переходного излучения вперед при перпендикулярном падении заряженной частицы на плоскую границу двух сред. Оказалось, что излучение в основном сконцентрировано в малых углах вокруг траектории и имеет частоты больше оптических.

В связи с этим представляет интерес найти зависимость полного переходного излучения вперед от угла падения заряженной частицы на плоскую границу раздела двух сред.

Методом, примененным в работах [2], [3] в настоящей работе вычислено угловое и частотное распределение переходного излучения вперед для случая наклонного падения частицы на границу раздела двух сред с диэлектрическими постоянными ϵ_2 и ϵ_1 .

Указанный метод применим и здесь, так как формулы работы [2] применимы не только для столкновений заряженных частиц, но и при всяком резком изменении поля движущихся заряженных частиц, что, в частности, и имеет место при переходе частицы через границу раздела двух сред.

Пусть частица с зарядом e и со скоростью V_1 пролетает под углом ψ к перпендикуляру, восстановленному к плоской границе раздела двух сред. Плоскость, определяемая скоростью падающей частицы и перпендикуляром, восстановленным к плоской границе раздела этих сред в точке перехода частицы, примем за плоскость XZ , а оси координат выберем, как указано на фиг. 1 работы [2]. Для определения переходного излучения в единичном телесном угле, в единичном интервале частот $W_\omega(\vartheta, \varphi) = \frac{dS}{d\Omega d\omega}$, в точке $(R_0, \varphi, \vartheta)$ второй (ϵ_1) среды, рассуждаем совершенно аналогичным образом, как и в работе [2]. В отличие от работы [2], здесь ϑ — угол между вектором R_0 и положительным направлением оси Z .

Для вектор-потенциалов поля заряженной частицы непосредственно до и после входа ее во вторую среду (ϵ_1) можем соответственно написать

$$A_1 = \frac{e V_1}{c R_0 \left[1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \frac{n_1 \cdot V_1}{c} \right]} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cdot (1+f), \quad \beta = \frac{V}{c},$$

$$A_2 = \frac{e \cdot V_1}{c R_0 \left[1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \frac{n_2 \cdot V_1}{c} \right]} + \frac{(-e \cdot f) \cdot V_2}{c R_0 \left[1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \frac{n_2 \cdot V_2}{c} \right]}.$$
(1)

Здесь f — коэффициент отражения для волн, отраженных от границы во вторую среду, V_1 — скорость частицы, V_2 — зеркальное изображение вектора V_1 в первой среде, когда частица уже вошла во вторую, n_1 — единичный вектор, имеющий направление луча, исходящего от заряда, который преломляясь на границе раздела двух сред, попадает в точку R_0 , а $n_2 = \frac{R_0}{R_0}$.

Имея в виду, что

$$\begin{aligned} \cos(V_1, X) &= \sin \psi, & \cos(V_2, X) &= \sin \psi, \\ \cos(V_1, Y) &= 0, & \cos(V_2, Y) &= 0, \\ \cos(V_1, Z) &= \cos \psi, & \cos(V_2, Z) &= -\cos \psi, \end{aligned}$$
(2)

$$\begin{aligned} \cos(n_1, X) &= \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}}, & \cos(n_2, X) &= \sin \vartheta \cdot \cos \varphi, \\ \cos(n_1, Y) &= \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}}, & \cos(n_2, Y) &= \sin \vartheta \cdot \sin \varphi, \\ \cos(n_1, Z) &= \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \sin^2 \vartheta}, & \cos(n_2, Z) &= \cos \vartheta, \end{aligned}$$
(3)

и вычисляя компоненты потенциалов A_1 и A_2 из формулы

$$H_m = \frac{1}{2\pi c} \cdot \{ [A_2 n_2] - [A_1 n_1] \}$$
(4)

найдем H_m , а потом по формуле

$$W_m(\vartheta, \varphi) = \sqrt{\varepsilon_1} \cdot c \cdot |H_m|^2 \cdot R_0^2$$
(5)

интересующее нас излучение

$$\begin{aligned} W_m(\vartheta, \varphi) &= \frac{e^2 \cdot V \cdot \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta^2}{4\pi^2 \cdot c} \cdot \left[\sin \vartheta \left[\frac{1+f}{1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \beta \cdot \cos(n_1 V_1)} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} - \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{f}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2 V_2)} - \frac{1}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2 V_1)} \right] \times \right. \\ &\quad \left. \times (i \cdot \sin \varphi \cdot \cos \psi - j \cdot \cos \varphi \cdot \cos \psi - k \cdot \sin \varphi \cdot \sin \psi) + \right. \\ &\quad \left. + j \sin \psi \left[\frac{1+f}{1 - \sqrt{\varepsilon_2} \beta \cos(n_1 V_1)} \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \sin^2 \vartheta} + \frac{f \cdot \cos \vartheta}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \beta \cos(n_2 V_2)} \right] \right] \end{aligned}$$

$$\left[\frac{\cos \vartheta}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \beta \cos(n_2, V_1)} \right] - k \frac{2 \cdot f \cdot \sin \vartheta \cdot \sin \varphi \cdot \sin \psi}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \beta \cos(n_2, V_2)} \Big|^2, \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \cos(n_1, V_1) &= \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \sin \psi \cdot \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} + \cos \psi \cdot \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \vartheta}, \\ \cos(n_2, V_1) &= \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \sin \psi + \cos \vartheta \cdot \cos \psi, \\ \cos(n_2, V_2) &= \sin \vartheta \cdot \cos \varphi \cdot \sin \psi - \cos \vartheta \cdot \cos \psi. \end{aligned} \quad (7)$$

Сравнивая формулу (6) с формулой (9) работы [2] мы видим, что они совпадают, если в одной из них сделать замену β на $-\beta$ и ϑ на $-\vartheta$.

Если нас интересует полное излучение (S) во второй среде при $\psi=0$, $\varepsilon_2=\varepsilon$ и $\varepsilon_1=1$, то воспользовавшись формулой (6) и соотношением

$$1+f = -\frac{2 \cdot \varepsilon_2 \cdot \cos \vartheta}{\varepsilon_2 \cdot \cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon_2 - \varepsilon_1} \sin^2 \vartheta} \quad (8)$$

получим

$$\begin{aligned} S &= \frac{e^2 \cdot \beta^2}{\pi^2 \cdot c} \cdot \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{2\pi} \frac{\sin^2 \vartheta \cdot \cos^2 \vartheta}{(1 - \beta^2 \cdot \cos^2 \vartheta)^2} \cdot d\Omega \times \\ &\times \int_0^{\pi} \left| \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})}{(\varepsilon \cdot \cos \vartheta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})(1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta})} \right|^2 d\omega, \end{aligned} \quad (9)$$

что совпадает с формулой (13) работы М. Г. Гарибяна [1].

Для случая же идеальный проводник—вакуум ($\varepsilon_2=\infty$, $\varepsilon_1=1$) и для любого ψ формула (6) совпадает с формулой (11) работы [2], то есть для такой пары сред распределение и величина излучения в пустоте не зависят от того, входит ли частица из вакуума в идеальный проводник или наоборот*.

Для того, чтобы выяснить вопрос о распределении интенсивности переходного излучения вперед вокруг траектории, удобно формулу (6) написать в системе координат ($X'Y'Z'$), которая получается путем вращения системы (XYZ) вокруг оси Y на угол ψ так, что положительное направление оси Z' совпадает с направлением V_1 . Тогда, воспользовавшись формулами преобразования координат, можем написать (обозначения со штрихами относятся к новой системе)

$$\begin{aligned} \cos(V_1, X') &= 0, & \cos(V_2, X') &= \sin 2\psi, \\ \cos(V_1, Y') &= 0, & \cos(V_2, Y') &= 0, \\ \cos(V_1, Z') &= 1, & \cos(V_2, Z') &= -\cos 2\psi, \end{aligned} \quad (10)$$

* Отметим, что в работе [2] на фиг. 2 радиальные размеры ветви с увеличены в 10 раз.

$$\begin{aligned}
 \cos(n_1, X') &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cdot \cos \vartheta' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi + \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cdot \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \cos^2 \psi - \\
 &\quad - \sin \psi \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \vartheta}, \\
 \cos(n_1, Z') &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cos \vartheta' \cdot \sin^2 \psi + \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi + \\
 &\quad + \cos \psi \sqrt{1 - \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \sin^2 \vartheta}, \\
 \cos(n_1, Y') &= \frac{\sqrt{\varepsilon_1}}{\sqrt{\varepsilon_2}} \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi', \\
 \cos(n_2, X') &= \sin \vartheta' \cos \varphi', \quad \cos(n_2, Y') = \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi', \\
 \cos(n_2, Z') &= \cos \vartheta'.
 \end{aligned} \tag{11}$$

Проведя расчеты в дальнейшем в таком же порядке, что и в системе (XYZ) , получим

$$\begin{aligned}
 W_m(\vartheta', \varphi') &= \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \left| \vec{r} \right| \left\{ \frac{1+f}{1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1)} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi' - \right. \\
 &\quad - \left[\frac{1}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_1)} + \frac{f \cdot \cos 2\psi}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \right] \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi' \Big\} + \\
 &\quad + j \left\{ \left[\frac{1}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_1)} + \frac{f \cdot \cos 2\psi}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \right] \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' + \right. \\
 &\quad + \frac{f \cdot \sin 2\psi}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \cdot \cos \vartheta' - \frac{1+f}{1 - \sqrt{\varepsilon_2} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1)} \cdot \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \times \\
 &\quad \times \left(\cos \vartheta' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi + \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \cos^2 \psi - \sin \psi \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} - \sin^2 \vartheta} \right) \Big\} - \\
 &\quad - k' \cdot \frac{f \cdot \sin 2\psi}{1 - \sqrt{\varepsilon_1} \cdot \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi' \Big|^2. \tag{12}
 \end{aligned}$$

где косинусы в знаменателях определяются по формулам (10) и (11), а

$$\begin{aligned}
 \sin^2 \vartheta &= \sin^2 \vartheta' + \cos^2 \vartheta' \cdot \sin^2 \psi - \sin^2 \vartheta' \cdot \cos^2 \varphi' \cdot \sin^2 \psi + \\
 &\quad + 2 \cdot \sin \vartheta' \cdot \cos \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi, \tag{13}
 \end{aligned}$$

В случае, когда $\varepsilon_2 = \varepsilon$, и $\varepsilon_1 = 1$ формула (12) приобретает вид

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \cdot \left| \vec{r} \right| \left\{ \frac{\sin \vartheta' \cdot \sin \varphi'}{1 - \sqrt{\varepsilon} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1)} \cdot \frac{1+f}{\varepsilon} - \right. \\
 &\quad - \left[\frac{1}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_1)} + \frac{f \cdot \cos 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \right] \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi' \Big\} + \\
 &\quad + j \left\{ \left[\frac{1}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_1)} + \frac{f \cdot \cos 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \right] \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' + \right.
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{f \cdot \sin 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \cdot \cos \vartheta' - \frac{1}{1 - \sqrt{\varepsilon} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1)} \cdot \frac{1+f}{\varepsilon} \times \\
& \times (\cos \vartheta' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi + \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \cos^2 \psi - \sin \psi \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}) \Big| - \\
& - k' \cdot \frac{f \cdot \sin \vartheta' \cdot \sin \varphi' \cdot \sin 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} \Big|^2, \quad (14)
\end{aligned}$$

причем

$$\cos(n_2, V_1) = \cos \vartheta',$$

$$\cos(n_2, V_2) = \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \sin 2\psi - \cos \vartheta' \cdot \cos 2\psi, \quad (15)$$

$$\sqrt{\varepsilon} \cdot \cos(n_1, V_1) = \cos \vartheta' \cdot \sin^2 \psi + \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \sin \psi \cdot \cos \psi + \cos \psi \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}.$$

Для нахождения полного переходного излучения во второй среде, необходимо проинтегрировать выражение (14) по частотам и по углам. Из (14) видно, что при больших энергиях частицы ($\beta \approx 1$), излучение в основном сконцентрировано вокруг траектории частицы в пределах угла $\vartheta' \approx \sqrt{1 - \beta^2}$. При таких ϑ' учитывая

$$\cos \vartheta = \cos \vartheta' \cdot \cos \psi - \sin \vartheta' \cdot \cos \varphi' \cdot \sin \psi \quad (16)$$

из (15) можно написать

$$\sqrt{\varepsilon} \cdot \cos(n_1, V_1) \approx \sin^2 \psi + \cos \psi \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta}, \quad \text{если } \operatorname{tg} \psi \ll \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}},$$

откуда следует, что основной вклад в излучение вносят частоты больше оптических, для которых имеет место

$$\varepsilon = 1 - \frac{\sigma}{\omega^2}, \quad \text{где } \frac{\sigma}{\omega^2} \ll 1.$$

Подставляя значение ε в (15) и разлагая корень в ряд, можем написать

$$1 - \sqrt{\varepsilon} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1) = 1 - \beta \cdot \cos \vartheta' + \frac{\beta \sigma}{2\omega^2} \cdot \frac{\cos \vartheta}{\cos \psi}$$

$$\text{при } \cos^2 \psi \gg \frac{\sigma}{\omega^2} \quad (\text{т. к. } \vartheta \approx \psi).$$

$$\text{Из (16), при } \operatorname{tg} \psi \ll \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \frac{\cos \vartheta}{\cos \psi} \approx \cos \vartheta',$$

$$\text{поэтому } 1 - \sqrt{\varepsilon} \cdot \beta \cdot \cos(n_1, V_1) = 1 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}.$$

При таком ограничении для ψ , формуле (14) можно придать вид

$$\begin{aligned}
W = & \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \left\{ \sin \vartheta' \left[\frac{1}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}} \cdot \frac{1+f}{\varepsilon} - \frac{1+f + (1-f) \cdot \beta \cdot \cos \vartheta'}{1 - \beta^2 \cdot \cos^2 \vartheta'} \right] \times \right. \\
& \times (f' \cdot \sin \varphi' - f' \cdot \cos \varphi') + f' \cdot \frac{\operatorname{tg} \psi}{1 - \beta \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \vartheta'}} \cdot \frac{1+f}{\varepsilon} \cdot \frac{\sigma}{2 \cdot \omega^2} + \Phi \Big|^2, \quad (17)
\end{aligned}$$

$$\text{где } \Phi = -i' \frac{f \cdot \sin \theta' \cdot \sin \varphi' \cdot \cos 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} + i' \frac{f \cdot \sin \theta' \cdot \sin \varphi'}{1 + \beta \cdot \cos \theta'} - \\ - j' \frac{f \cdot \sin \theta' \cdot \cos \varphi'}{1 + \beta \cdot \cos \theta'} + j' \frac{f \cdot \sin \theta' \cdot \cos \varphi' \cdot \cos 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} + \\ + j' \frac{f \cdot \cos \theta' \cdot \sin 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)} + k' \frac{f \cdot \sin \theta' \cdot \sin \varphi' \cdot \sin 2\psi}{1 - \beta \cdot \cos(n_2, V_2)}.$$

Величина Φ мала т. к. при выбранном приближении для ε , $f \approx 0$, а знаменатели далеки от нуля. Действительно, при приближении $\cos(n_2, V_2)$ к единице, V_2 (и V_1) становится параллельным плоскости раздела сред XU , но в этом случае переходное излучение вообще исчезает [2]. Сделав подстановки

$$1+f = \frac{2\varepsilon \cdot \cos \theta}{\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad 1-f = \frac{2\sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}{\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}}, \quad (18)$$

после несложных преобразований вместо (17) получим

$$W = \frac{e^2 \beta^2}{4\pi^2 c} \cdot \left[2 \cdot \sin \theta' \cdot \frac{R + R(\psi)}{(1 - \beta^2 \cdot \cos^2 \theta')(\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})(1 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})} \times \right. \\ \left. \times (i' \cdot \sin \varphi' - j' \cdot \cos \varphi') + j' \cdot \frac{\operatorname{tg} \psi}{1 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \cdot \frac{1+f}{\varepsilon} \cdot \frac{\sigma}{2\omega^2} \right]^2, \quad (19)$$

$$\text{где } R = \cos \theta \cdot (\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}),$$

$$R(\psi) = \beta^2 \cdot \varepsilon \cdot \cos \theta - \beta^2 \cdot \sin^2 \theta' \cdot \cos \theta - \beta \cdot \cos \theta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta'} + \\ + \beta \cdot \cos \theta' \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta} - \beta^2 \cdot \cos \theta' \cdot \sqrt{(\varepsilon - \sin^2 \theta)(\varepsilon - \sin^2 \theta')}, \quad R(\psi=0) = 0. \quad (20)$$

Оценив порядки величин R и $R(\psi)$ получим, что $R \approx \frac{\sigma}{\omega^2}$, а $R(\psi) \approx \frac{\sigma^2}{\omega^4}$, и, следовательно, $R(\psi)$ можно отбросить. Отношение второго члена к первому по порядку величины есть $\operatorname{tg} \psi \cdot \sqrt{1 - \beta^2}$, поэтому при $\operatorname{tg} \psi \ll \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$ второй член в квадратной скобке можно отбросить и тогда получим

$$W = \frac{e^2 \beta^2 \cdot \sin^2 \theta'}{\pi^2 \cdot c} \times \\ \times \left[\frac{\cos \theta}{\varepsilon \cdot \cos \theta + \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta}} \cdot \frac{(\varepsilon - 1)(1 - \beta^2 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})}{(1 - \beta^2 \cdot \cos^2 \theta')(1 - \beta \cdot \sqrt{\varepsilon - \sin^2 \theta})} \right]^2, \quad (21)$$

что совпадает с формулой (9) или с формулой (13) работы [1]. Для ψ мы имеем следующие два условия

$$\cos^2 \psi \gg \frac{\sigma}{\omega^2} \quad \text{и} \quad \operatorname{tg} \psi \ll \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}.$$

Из работы [1] имеем $\frac{\omega_{\text{гр}}}{\sqrt{\sigma}} \approx \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, поэтому первое условие, накладываемое на ψ , влечет за собой второе.

Таким образом, полное переходное излучение вперед есть $S = \frac{e^2 \cdot V \sqrt{\sigma}}{3 \cdot c \cdot V \sqrt{1-\beta^2}}$ (см. работу [1]), и не зависит от угла падения частицы при установленном здесь условии $\cos^2 \psi \gg \frac{\sigma}{\omega^2}$.

Автор выражает глубокую признательность Г. М. Гарибяну и А. Ц. Амагуни за обсуждения и замечания.

Ереванский Государственный
университет

Поступила 31 X 1959

Ե. Ա. Ղորթմազյան

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԴԵՄԻ ԱՌԱՋ

Ա. Մ. Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Ներկա հոդվածում ստացված է բանաձև, որը տալիս է լիցքավորված մասնիկի՝ երկու միջավայրերի սահմանի թեք անցման ժամանակ դեպի առաջ արձակված ճառագայթման ինտենսիվության բաշխումը ըստ անկյունների և ըստ հաճախության:

Յուլյ է տրված, որ ճառագայթումը հիմնականում կենտրոնացված է որակաորիալի շուրջը փոքր՝ $\theta \approx \sqrt{1-\beta^2}$ անկյունների մեջ:

Եթե լիցքավորված մասնիկը $\varepsilon_2 \approx \varepsilon$ թափանցիկ միջավայրից անցնում է վակուում $\varepsilon_1 = 1$, և եթե անկման ψ անկյունը բավարարում է $\cos \psi \gg \frac{\sqrt{\sigma}}{\omega}$ պայմանին, ապա գումար ճառագայթումը դեպի առաջ անկախ է անկման անկյունից: Այստեղ ω -ն ճառագայթման հաճախությունն է, իսկ $\sigma = \frac{4\pi N e^2}{m}$, որտեղ N -ը էլեկտրոնների թիվն է նյութի միավոր ծավալում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Гарибян Г. М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы. ЖЭТФ, **37**, 2(8), 1959.
2. Корхмазян Н. А. Переходное излучение при наклонном падении заряда. Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук **11**, 6, 1958.
3. Корхмазян Н. А. Решение задачи о переходном излучении методом изображений. Изв. АН Арм. ССР, серия физ.-мат. наук, **10**, 4, 1957.
- 10 Известия АН, серия физ.-мат. наук, № 2