

ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ НАКЛОННОМ ПАДЕНИИ НА ПЛАСТИНКУ

В. А. ЕНГИБАРЯН, Б. В. ХАЧАТРЯН

Рассматривается переходное излучение, возникающее при наклонном падении заряженной частицы на пластинку. Получены формулы интенсивности излучения для двух взаимно перпендикулярных поляризаций.

Рассмотрены частные случаи пролета нерелятивистской частицы через тонкую пластинку, а также через идеально проводящую пластинку.

После появления работы Гинзбурга и Франка [1] было опубликовано значительное количество работ (например [2—11]) посвященных дальнейшему развитию теории переходного излучения выяснения его особенностей.

В настоящей работе исследуется переходное излучение, возникающее при пролете заряженной частицы через пластинку, причем для выяснения поляризационных свойств переходного эффекта электрическое и магнитное поля излучения мы будем разлагать на две взаимно перпендикулярные компоненты, первая из которых лежит в плоскости излучения, а вторая перпендикулярна к ней. (Плоскостью излучения мы будем называть плоскость, в которой лежат нормаль к пластинке (n) и направление распространения «кванта»). Соответственно этому разложению мы будем говорить о двух видах поляризации — „продольной“ (электрический вектор лежит в плоскости излучения) и „поперечной“.

§ 1. ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть равномерно движущаяся заряженная частица пересекает пластинку толщиной a , помещенную в среду и ограниченную плоскостями $z = 0$ и $z = a$. Диэлектрическая проницаемость среды равна ϵ_1 , а пластинки ϵ_2 . Скорость частицы, равная по абсолютной величине v , лежит в плоскости (x, z) и составляет с осью z угол ψ . Тогда плотность заряда и тока частицы будут равны

$$\rho = e\delta(\vec{r} - \vec{v}t), \quad \vec{j} = \rho\vec{v}, \quad (1)$$

причем вектор скорости имеет компоненты

$$\vec{v} = \{v \sin \psi, 0, v \cos \psi\}. \quad (2)$$

Суммарное электромагнитное поле в каждой части пространства складывается из поля заряда излучения. Очевидно, что в области перед пластинкой ($z = 0$) поле излучения будет состоять только из отраженных волн (будем отмечать их двумя штрихами сверху), а в области за пластинкой ($z > a$) — из волн, движущихся в положительном направлении оси z будем отмечать одним штрихом). В области же внутри пластинки ($0 < z < a$) будут присутствовать волны обоих типов. Исходными уравнениями при решении поставленной задачи являются уравнения Максвелла

$$\Delta \vec{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} e v \vec{\delta}(\vec{r} - \vec{v}t),$$

$$\Delta \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} e \delta(\vec{r} - \vec{v}t),$$
(3)

причем все величины будем разлагать в четырехкратные интегралы Фурье, например,

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \int \vec{A}(\vec{k}, \omega) e^{i\vec{k} \cdot \vec{r} - i\omega t} d^3k d\omega.$$
(4)

Из уравнений (3) с учетом (1) и (4) получим следующие выражения для полей частицы

$$\vec{E}_{1,2}^0(\vec{k}, \omega) = \frac{ie}{2\pi^2} \left(\frac{\omega}{c^2} \vec{v} - \frac{\vec{k}}{\varepsilon_{1,2}} \right) \frac{\delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2 \varepsilon_{1,2}}},$$

$$\vec{H}_{1,2}^0(\vec{k}, \omega) = \frac{ie}{2\pi^2 c} [\vec{k} \cdot \vec{v}] \frac{\delta(\omega - \vec{k} \cdot \vec{v})}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2 \varepsilon_{1,2}}}.$$
(5)

Индекс 1 относится к среде, индекс 2 — к пластинке. Решение же однородных уравнений (поля излучения) мы представим в виде (например, для поля излучения в области $z < 0$)

$$\vec{E}_1(\vec{k}, \omega) = \vec{E}_1'(\vec{k}, \omega) \delta\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2 \varepsilon_1}\right),$$

и аналогично для других случаев.

Граничные условия на пластинках $z=0$ и $z=a$ — условия непрерывности тангенциальных составляющих полей и нормальных составляющих индукций (мы предполагаем, что магнитные проницаемости $\mu_1 = \mu_2 = 1$) с учетом поперечности полей излучения приводят к следующей системе уравнений для определения Фурье компонент полей излучения (аргументы полей $\vec{k}$ и ω мы будем опускать):

$$\frac{\omega}{c^2} (b_1 - b_2) \vec{v}_x - \left(\frac{b_1}{\varepsilon_1} - \frac{b_2}{\varepsilon_2} \right) \vec{q} + \frac{\vec{E}_{1t}'}{k_{z1}} = \frac{\vec{E}_{1t}' + \vec{E}_{1t}''}{k_{z2}},$$
(6)

$$\frac{\omega}{c^2} (b_2 - b_1) \vec{v}_x e^{iak_x} - e^{iak_x} \left(\frac{b_2}{\varepsilon_2} - \frac{b_1}{\varepsilon_1} \right) \vec{q} + \frac{e^{iak_{z2}} \vec{E}_{2t}' + e^{-iak_{z2}} \vec{E}_{2t}''}{k_{z2}} =$$

$$= \frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}} \vec{E}_{1t}',$$
(7)

$$\frac{\omega v_z}{c^2} (\varepsilon_1 b_1 - \varepsilon_2 b_2) - k_z (b_1 - b_2) + \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} E_{1n}' = \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} (E_{2n}' + E_{2n}''),$$
(8)

$$\frac{\omega v_z}{c^2} (\varepsilon_2 b_2 - \varepsilon_1 b_1) e^{iak_z} - k_z (b_2 - b_1) e^{iak_z} + \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} (E'_{2n} e^{iak_{z2}} + E'_{2n} e^{-iak_{z2}}) =$$

$$= \frac{\varepsilon_1 e^{iak_{z1}}}{k_{z1}} E'_{1n}, \quad (9)$$

$$\frac{1}{c} [\vec{k}v]_t (b_1 - b_2) + \frac{\vec{H}'_{1t}}{k_{z1}} = \frac{1}{k_{z2}} (\vec{H}'_{2t} + \vec{H}'_{2t}), \quad (10)$$

$$\frac{1}{c} [\vec{k}v]_t (b_2 - b_1) e^{iak_z} + \frac{1}{k_{z2}} (e^{iak_{z2}} \vec{H}'_{2t} + e^{-iak_{z2}} \vec{H}'_{2t}) = \frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}} \vec{H}'_{1t}, \quad (11)$$

$$\frac{1}{c} [\vec{k}v]_n (b_2 - b_1) + \frac{\vec{H}'_{1n}}{k_{z1}} = \frac{1}{k_{z1}} (\vec{H}'_{2n} + \vec{H}'_{2n}), \quad (12)$$

$$\frac{1}{c} [\vec{k}v]_n (b_2 - b_1) + \frac{1}{k_{z2}} (e^{iak_{z2}} \vec{H}'_{2n} + e^{-iak_{z2}} \vec{H}'_{2n}) = \frac{e^{iak_{z1}}}{k_{z1}} \vec{H}'_{1n}. \quad (13)$$

Здесь приняты следующие обозначения

$$k_z = \frac{1}{v_z} (\omega - k_x v_x), \quad k_{z1;2} = \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1;2} - q^2},$$

$$b_{1;2} = \frac{ie}{\pi^2 v_z} \left(q^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{1;2} \right)^{-1}, \quad (14)$$

а $\vec{q} = \{k_x; k_y\}$ — тангенциальная составляющая вектора $\vec{k}$.

В уравнениях (10)–(13) выразим компоненты магнитного поля через компоненты электрического поля. Для этого воспользуемся соотношениями

$$\vec{H}'_1 = \frac{c}{\omega} [\vec{q} - \vec{k}_{z1}; \vec{E}'_1], \quad \vec{H}'_2 = \frac{c}{\omega} [\vec{q} - \vec{k}_{z2} \vec{E}'_2], \quad (15)$$

$$\vec{H}'_2 = \frac{c}{\omega} [\vec{q} + \vec{k}_{z2}; \vec{E}'_2], \quad \vec{H}'_1 = \frac{c}{\omega} [\vec{q} + \vec{k}_{z1}; \vec{E}'_1]. \quad (16)$$

Знаки минус в правых частях (15) учитывают тот факт, что для волн, движущихся против оси z , проекция волнового вектора на эту ось отрицательна (при $\omega > 0$). В уравнения (13)–(16) будут теперь входить только нормальные и тангенциальные компоненты электрического поля E_n и $\vec{E}_t$.

Если теперь разложить $\vec{E}'_t$ на соответствующие E_q и E_x , направленные по $\vec{\tau} = \frac{\vec{q}}{q}$ и оси x , то эти уравнения оказываются записанными в двух ортах $\vec{\tau}$ и x . Приравнявая коэффициенты при $\vec{\tau}$ и x друг другу, мы получаем две системы уравнений для определения компонент полей излучения. Опуская длинные, но элементарные вычисления, приведем сразу результат

$$E_{1,x} = \frac{ie}{\omega v_x} \frac{c^2 D_1}{2} \left\{ \left(1 + \frac{k_{z2}}{k_{z1}} \right) (k_{z2} - k_z) e^{-iak_{z2}} - 2 \frac{k_{z1}}{k_{z2}} (k_{z1} - k_z) e^{-iak_z} + \left(1 - \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} + k_z) e^{iak_{z2}} \right\} \times \left(\frac{1}{1 - \frac{k_z^2}{\omega^2} \varepsilon_1} - \frac{k_z^2 - \frac{c^2}{\omega^2} \varepsilon_2}{1} \right) \quad (17)$$

$$E_{1,x} = \frac{ic}{\omega v_x} \frac{c^2 D_1}{2} \left\{ \left(1 - \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} - k_z) e^{iak_{z2}} - \left(1 + \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} + k_z) e^{-iak_z} + \left(1 - \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} + k_z) e^{-iak_{z2}} \right\} \times$$

$$\times \left(\frac{1}{1 - \frac{k_z^2}{\omega^2} \varepsilon_1} - \frac{k_z^2 - \frac{c^2}{\omega^2} \varepsilon_2}{1} \right) e^{-iak_{z1} + iak_z} \quad (18)$$

$$E_{1,q} = \frac{ieq}{k_{z1}} \frac{D}{a_1} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) e^{-iak_{z2}} + F_1 \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) e^{iak_{z2}} - 2 \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} F_2 e^{iak_z} \right\} \times \left(\frac{1}{1 - \frac{k_z^2}{\omega^2} \varepsilon_1} - \frac{k_z^2 - \frac{c^2}{\omega^2} \varepsilon_2}{1} \right)$$

$$\times \left[F_1 \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) e^{-iak_{z2}} + F_1 \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) e^{iak_{z2}} - 2 \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} F_2 e^{iak_z} \right]; \quad (19)$$

$$E_{1,q} = - \frac{ieq}{k_{z1}} \frac{D}{a_1} \left\{ \left(\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} + \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) e^{iak_{z2}} + a_2 \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) e^{-iak_{z2}} + \right.$$

$$\left. + 2 \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} \varrho_2 e^{-iak_z} \right] \times \left(\frac{1}{1 - \frac{k_z^2}{\omega^2} \varepsilon_1} - \frac{k_z^2 - \frac{c^2}{\omega^2} \varepsilon_2}{1} \right)$$

$$\times \left[F_2 \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} - \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) e^{iak_{z2}} + F_2 \left(\frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} + \frac{k_{z1}}{\varepsilon_1} \right) e^{-iak_{z2}} - \right.$$

$$\left. - 2 \frac{k_{z2}}{\varepsilon_2} F_1 e^{-iak_z} \right] e^{-iak_{z1} + iak_z} \quad (20)$$

$$F_1 = k_z - \left(1 - \frac{k_{z2}^2}{k_{z1}^2} \right) \frac{D_1}{Q}, \quad (21)$$

$$Q = \left(1 + \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} - k_z) e^{-iak_{z2}} - 2 \frac{k_{z1}}{k_{z2}} (k_{z1} - k_z) e^{-iak_z} + \left(1 - \frac{k_{z1}}{k_{z2}} \right) (k_{z2} + k_z) e^{iak_{z2}},$$

тае

$$F_2 = k_z + \left(1 - \frac{k_{z2}^2}{k_{z1}^2}\right) \frac{Q_1}{D_1}; \quad (22)$$

$$Q_1 = \left(1 + \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right) (k_{z2} + k_z) e^{-iak_{z2}} - 2 \frac{k_{z2}}{k_{z1}} (k_{z1} + k_z) e^{-iak_z} + \\ + \left(1 - \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right) (k_{z2} - k_z) e^{iak_{z2}}, \\ \left. \begin{aligned} x_1 \\ x_2 \end{aligned} \right\} = \frac{\pm \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \frac{1}{k_{z2}} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} + \frac{\mp \frac{1}{k_{z2}} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2}, \quad (23)$$

$$\left. \begin{aligned} \partial_1 \\ \partial_2 \end{aligned} \right\} = \frac{\mp \frac{1}{k_{z1}} + \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} + \frac{\pm \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{1}{k_{z1}} - \frac{v_z}{\omega}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2}, \quad (24)$$

$$D = \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} + \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)^2 e^{-iak_{z2}} - \left(\frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} - \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}}\right)^2 e^{iak_{z2}} \quad (25)$$

$$D_1 = \left(1 - \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)^2 e^{iak_{z2}} - \left(1 + \frac{k_{z2}}{k_{z1}}\right)^2 e^{-iak_{z2}} \quad (26)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1. Толщина пластинки $a = 0$. Как легко убедиться, поля излучения при $a = 0$ обращаются в нуль.

2. Нормальное падение на пластинку—угол влета $\psi = 0$. Поля $E_{1,x}$ и $E'_{1,x}$ в этом случае обращаются в нуль, а выражения полей $E_{1,q}$ и $E'_{1,q}$ совпадают с результатом работы [10]. Если затем устремить толщину пластинки к бесконечности, то мы приходим к результатам работ [4, 5].

3. Наклонное падение на границу раздела двух сред. Устремляя толщину пластинки к бесконечности, мы приходим к формулам работ [8, 11]. В следующем параграфе, мы вычислим интенсивность излучения различной поляризации („продольная“ и „поперечная“).

С этой целью разложим $\vec{E}_{1t}$ и $\vec{H}_{1t}$ на две компоненты, одна из которых лежит в плоскости излучения $x \sin \varphi - y \cos \varphi$ (φ — угол, составленный плоскостью излучения с плоскостью падения частицы), а другая перпендикулярна к ней.

Все векторы (и их проекции), лежащие в плоскости излучения, снабдим знаком (II) снизу, а перпендикулярные к ней — ($\perp$) снизу. Индексы же (II) и ($\perp$) сверху у отраженных и пройденных через пластинку волн в дальнейшем мы будем опускать, поскольку это теперь не приведет ни к каким недоразумениям. Для того, чтобы отличить отраженные и пройденные волны, мы их будем снабжать индексами (1) и (2) соответственно. Тогда, как легко видеть, мы будем иметь следующие выражения для „продольных“ и „поперечных“ векторов полей

$$\begin{aligned}
\parallel E_{1,2x} &= \cos \varphi (E_{1,2q} + \cos \varphi E_{1,2x}), \\
\parallel E_{1,2y} &= \sin \varphi (E_{1,2q} + \cos \varphi E_{1,2x}), \\
\perp E_{1,2x} &= \sin^2 \varphi E_{1,2x}, \\
\perp E_{1,2y} &= -\sin \varphi \cos \varphi E_{1,2x},
\end{aligned}
\tag{26}$$

$$\begin{aligned}
\parallel H_{1,2x} &= \mp \sin \varphi \cos \varphi \frac{c}{\omega} k_{z1} E_{1,2x} \\
\parallel H_{1,2y} &= \mp \sin^2 \varphi \frac{c}{\omega} k_{z1} E_{1,2x}, \\
\perp H_{1,2x} &= \pm \sin \varphi \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} (E_{1,2q} + \cos \varphi E_{1,2x}), \\
\perp H_{1,2y} &= \pm \cos \varphi \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} (E_{1,2q} + \cos \varphi E_{1,2x}).
\end{aligned}
\tag{27}$$

§ 2. ИНТЕНСИВНОСТЬ ИЗЛУЧЕНИЯ

Вычислив поток вектора Пойнтинга через плоскость, получаем следующее выражение для излученной энергии

$$S = \pi^2 c \operatorname{Re} \int_0^\infty d\omega \left[\vec{E}_l(\vec{q}, k_{z1}, \omega), \vec{H}_l^*(\vec{q}, k_{z1}, \omega) \right] \frac{d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{28}$$

или, если разложить $\vec{E}$ и $\vec{H}^*$ на „поперечные“ и „продольные“ части, то будем иметь формулы

$$S_{1,2}^{\parallel} = \mp \pi^2 c \operatorname{Re} \int_0^\infty \{ \parallel E_{1,2x} \cdot \perp H_{1,2y}^* - \parallel E_{1,2y}^* \cdot \perp H_{1,2x} \} \frac{d\omega d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{29}$$

для „продольно“ поляризованной части излучения и

$$S_{1,2}^{\perp} = \mp \pi^2 c \operatorname{Re} \int \{ \perp E_{1,2x} \cdot \parallel H_{1,2y}^* - \perp E_{1,2y}^* \cdot \parallel H_{1,2x} \} \frac{d\omega d\vec{q}}{k_{z1}^2} \tag{30}$$

для „поперечно“ поляризованной части.

Подставляя (26) и (27) в (29) и (30), найдем следующие окончательные выражения для интенсивностей

$$I_{1,2}^{\parallel} = \frac{dS_{1,2}^{\parallel}}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2 \omega^3 \varepsilon_1^2}{c^2 k_{z1}^3} \cos \vartheta_{1,2} |E_{1,2q} + \cos \varphi E_{1,2x}|^2, \tag{31}$$

$$I_{1,2}^{\perp} = \frac{dS_{1,2}^{\perp}}{d\omega d\Omega} = \frac{\pi^2 \omega \varepsilon_1}{k_{z1}} \cos \vartheta_{1,2} \sin^2 \varphi |E_{1,2x}|^2 \tag{32}$$

($\vartheta_{1,2}$ — углы излучения, отсчитываемые от векторов $-\vec{n}$ и $\vec{n}$ соответственно; $d\Omega$ — элемент телесного угла).

Эти формулы, совместно с (17)–(20), решают задачу интенсивности переходного излучения при наклонном падении заряда на пластинку. Общую формулу ввиду ее громоздкости мы здесь не приводим. Укажем лишь на некоторые следствия, вытекающие из нее.

а) Частица пересекает пластинку перпендикулярно. В этом случае интенсивность „поперечно“ поляризованных волн исчезает, а формула для интенсивности „продольных“ волн совпадает с соответствующими формулами работ [9, 10].

б) Как впервые указал В. Е. Пафомов [12], для всех реальных сред (т. е. если ни одна из двух сред не является идеальным проводником) излучение под углом $\vartheta = \frac{\pi}{2}$ (касательно границе раздела) должно равняться нулю. Нетрудно проверить, что из приведенных выше формул следует, что при $\vartheta = \frac{\pi}{2}$

$$I_{1,2}^{\parallel} = I_{1,2}^{\perp} = 0.$$

в) Излучение, как и следовало ожидать, отсутствует при $\psi = \frac{\pi}{2}$.

Выражения для интенсивности сильно упрощаются в следующих двух случаях

1. Переходное излучение от нерелятивистских электронов в тонких пластинках, помещенных в вакууме и имеющих не очень большую диэлектрическую проницаемость — $\varepsilon_1 = \varepsilon$, $\varepsilon_2 = 1$, $\beta \sqrt{\varepsilon} \ll 1$, $\frac{a}{\lambda} \sqrt{\varepsilon} \ll 1$ (λ — длина волны).

В этом случае имеем следующие формулы для интенсивностей „продольно“ и „поперечно“ поляризованных волн:

$$I_{1,2}^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \left| \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon} \right|^2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \psi \sin^2 \frac{ak_z}{2}, \quad (33)$$

$$I_{1,2}^{\perp} = \frac{e^2 \beta^6}{\pi^2 c} |\varepsilon - 1|^2 \sin^2 \varphi \cdot \sin^2 \psi \cos^4 \psi \cdot \sin^2 \frac{ak_z}{2}. \quad (34)$$

Эти формулы показывают, что

а) интенсивности излучения вперед и назад одинаковы для каждого типа поляризации;

б) при стремлении угла входа ψ к $\frac{\pi}{2}$ переходной эффект исчезает как $\cos^2 \psi$ для „продольно“ поляризованных волн и как $\cos^4 \psi$ для „поперечно“ поляризованных волн. Полная же интенсивность — $I^{\parallel} + I^{\perp}$ исчезает как $\cos^2 \psi$;

в) интенсивности излучения являются периодическими функциями толщины пластинки с периодом, равным

$$\frac{2\pi}{ak_z} = 2\pi\beta \frac{\lambda}{a} \cos \psi; \quad (35)$$

г) $I^{\parallel} \sim \beta^2$, а $I^{\perp} \sim \beta^6$, т. е. при $\beta \ll 1$

$$I^{\perp} \ll I^{\parallel}. \quad (36)$$

809-38

Так как при нормальном падении на пластинку $I^{\perp} = 0$, а интенсивность излучения $I = I^{\perp}$ не зависит от азимутального угла φ , то в свете формулы (36) нетрудно понять, почему в формуле (23) отсутствует зависимость от этого угла (с точностью до высших степеней β).

2. Переходное излучение при входе заряженной частицы из вакуума в идеально проводящую пластинку.

Угловое распределение излучения в этом случае имеет один и тот же вид как для излучения назад, так и для излучения вперед (индексы 1 и 2 опускаем)

$$I^{\parallel} = \frac{e^2 \beta^2 \cos^2 \psi}{\pi^2 c} (\sin \vartheta - \beta \cos \varphi \sin \psi)^2 [1 - \beta (\sin \vartheta \cos \varphi \sin \psi - \cos \vartheta \cos \psi)] \times \\ \times [1 - \beta (\sin \vartheta \cos \varphi \sin \psi + \cos \vartheta \cos \psi)]^{-2}, \quad (37)$$

$$I^{\perp} = \frac{e^2 \beta^2 \cos \psi}{\pi^2 c} \beta^2 \cos^2 \vartheta \sin^2 \varphi \sin^2 \psi [1 - \beta (\sin \vartheta \cos \varphi \sin \psi - \cos \vartheta \cos \psi)] \times \\ \times [1 - \beta (\sin \vartheta \cos \varphi \sin \psi + \cos \vartheta \cos \psi)]^{-2}. \quad (38)$$

При наклонном падении на границу раздела двух сред в [8] получены такие же формулы. Это означает, что при пересечении электроном идеально проводящей пластинки происходит независимое излучение от передней и задней границ раздела и все характерные особенности излучения, имеющие место при косом падении на одну границу раздела [8], в случае пластинки остаются без изменений.

В заключение выражаем благодарность М. А. Тер-Микаеляну за обсуждение.

Объединенная радиационная лаборатория при
АН АрмССР и ЕГУ

Поступила 22 IV—65.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
2. G. Beck, Phys. Rev. 74, 795 (1948).
3. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 10, 29 (1957).
4. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33, 1403 (1957).
5. М. А. Тер-Микаелян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 12, 4 (1959).
6. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
7. Г. М. Гарибян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 11, 7 (1958).
8. Н. А. Корхмазян, Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 15, 115 (1962).
9. В. Е. Пафомов, ЖЭТФ, 33, 1074 (1957).
10. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, ЖЭТФ, 35, 1282 (1958).
11. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 38, 1814 (1960).
12. И. М. Франк, УФН, 75, 231 (1961).

ԱՆՅՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ԹԻԹԵՂԻԿԻ ՎՐԱ ԹԵՔ ԱՆԿՄԱՆ ԴԵՊՊՈՒՄ

Վ. Ա. ԵՆԳԻԲԱՐՅԱՆ, Բ. Վ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկված է անցումային ճառագայթումը, որն առաջանում է, երբ լիցքավորված մասնիկը թեթուքլամբ ընկնում է երկու զուգահեռ հարթությունների միջև գտնվող թիթեղի վրա: Ստացված են ճառագայթման դաշտերի և ինտենսիվության արտահայտու-

թյունները: Անցումային ճառագայթման բեկառցումն ուսումնասիրելու նպատակով ճառագայթման դաշտերը վեր են ածված փոխուղղահայաց բաղադրիչներին՝ մեկը ընկած ճառագայթման հարթության մեջ (հարթության, որը տարված է թիթեղի նորմալով և քվանտի տարածման ուղղությամբ), իսկ մյուսը՝ ուղղահայաց առաջինին:

TRANSITIONAL RADIATION DURING INCIDENCE ON THE FILM

by V. A. ENGIBARIAN, B. V. KCHACHATRIAN

The paper treats of transitional radiation occurring during the incidence of charged particle on the film. The radiation intensity formulas for two mutually perpendicular polarizations are derived. Particular cases of the flight of non-relativistic particle through a thin film as well as through a film of ideal conduction are dealt with.