

УДК 538.3

Р. А. Багиян

**К теории переходного излучения при условии
 излучения Вавилова-Черенкова**

(Представлено академиком НАН Армении М. Л. Тер-Микаеляном 1/ХІ 1995)

Для объяснения ряда явлений, происходящих при прохождении заряженных частиц через шероховатые границы раздела сред с различными диэлектрическими проницаемостями (см., например, (1)), весьма важно детальное исследование самих формул переходного излучения для плоских поверхностей раздела.

В настоящей заметке проведено исследование обычных выражений для переходного излучения в случае нормального падения заряда на мишень* при выполнении условия излучения Вавилова-Черенкова и из них впервые получена формула излучения Вавилова-Черенкова в прозрачной среде.

Для простоты и наглядности рассмотрим формулы Гинзбурга-Фраунка. Перепишем в удобном для нас виде выражения для энергии переходного излучения в интервале частот $d\omega$ и интервале телесного угла $d\Omega$ при прохождении заряда со скоростью \bar{v} вдоль оси Z декартовой системы координат XYZ через плоскую границу раздела $Z=0$, из первой среды с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , во вторую среду с диэлектрической проницаемостью ϵ_2 (см., например, (2)):

$$dI_{1,2} = \frac{e^2 \beta^2}{\pi^2 c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \sin^2 \theta_{1,2} \cos^2 \theta_{1,2} \left| \frac{F_{1,2}}{1 - \beta^2 \epsilon_{1,2} \cos^2 \theta_{1,2}} \right|^2 d\omega d\Omega; \quad (1)$$

$$F_{1,2} = \frac{(\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2}) \left(1 - \beta^2 \epsilon_{1,2} \pm \beta \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}} \right)}{\left(\epsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}} \right) \left(1 \pm \beta \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}} \right)},$$

* Результаты по исследованию при наклонном падении заряда на мишень составляют содержание отдельной работы автора, которая подготовлена к печати.

где e — заряд электрона; $\beta = \frac{v}{c}$, c — скорость света в вакууме, $\theta_{1,2}$ — углы излучения, причем θ_1 отсчитывается от отрицательного направления оси Z , а θ_2 — от положительного направления оси Z . Верхние знаки и первые индексы определяют энергию излучения в первой среде (излучение "назад"), а нижние знаки и вторые индексы — энергию излучения во второй среде (излучение "вперед").

Проведем анализ выражений (1) при выполнении условия излучения Вавилова-Черенкова (см., например, (2))

$$\cos \theta_{1,2} = \frac{1}{\beta \sqrt{\epsilon_{1,2}}} . \quad (2)$$

При выполнении этого условия знаменатели формул (1) обращаются в нуль в прозрачной среде. Это не должно вызывать удивления, поскольку формулы (1) помимо переходного излучения должны описывать также излучение Вавилова-Черенкова. Действительно, переходное излучение и излучение Вавилова-Черенкова возникают при равномерном и прямолинейном движении заряженной частицы, так что в этом смысле их нельзя считать принципиально различными и их разделение носит несколько условный характер.

Для получения формул Вавилова-Черенкова из выражений (1) воспользуемся одним из представлений δ -функции Дирака (см., например, (3))

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\alpha}{x^2 + \alpha^2} . \quad (3)$$

Умножив числитель и знаменатель выражений (1) под знаком модуля на множитель

$$\frac{\alpha}{x_{1,2}^2 + \alpha^2} , \quad (4)$$

где $x_{1,2} = 1 - \beta \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2}$, представим (1) в следующем виде:

$$dI_{1,2} = \frac{e^2 \beta^2}{c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \sin^2 \theta_{1,2} \cos^2 \theta_{1,2} |\delta(x_{1,2})|^2 \times \\ \times \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left| \frac{(x_{1,2}^2 + \alpha^2) F_{1,2}}{\alpha x_{1,2} (1 + \beta \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2})} \right|^2 d\omega d\Omega . \quad (5)$$

Далее, умножая числитель и знаменатель $F_{1,2}$ на сопряженный множитель

$$1 \mp \beta \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2}} \sin^2 \theta_{1,2} \quad (6)$$

и принимая во внимание условие (2), из (5) имеем

$$dI_{1,2} = \frac{e^2 \beta^2}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \sin^2 \theta_{1,2} |\delta(x_{1,2})|^2 \left| \frac{\varepsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} \mp \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}}{\varepsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}} \right|^2 \times$$

$$\times \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left| \frac{x_{1,2}^2 + \alpha^2}{2\alpha x_{1,2}} \right|^2 d\omega d\Omega. \quad (7)$$

Учитывая, что

$$\delta(x_{1,2}) = \delta(1 - \beta \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2}) = \omega \delta(\omega - k_{1,2} v \cos \theta_{1,2}), \quad (8)$$

где $k_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}}$, заменяя одну δ -функцию на $\frac{T}{2\pi}$, где T — полное время пролета частицы, и полагая $x_{1,2} \sim \alpha$, получаем

$$dI_{1,2} = dI_{1,2}^{B-\text{Ч}} \text{ (в ед. времени)} T \left| \frac{\varepsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} \mp \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}}{\varepsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}} \right|^2, \quad (9)$$

где

$$dI_{1,2}^{B-\text{Ч}} \text{ (в ед. времени)} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi c} \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \omega^2 \sin^2 \theta_{1,2} \delta(\omega - k_{1,2} v \cos \theta_{1,2}) d\omega d\Omega$$

— энергия излучения Вавилова-Черенкова в единицу времени. Величина, описывающая квадрат модуля в выражениях (9), представляет коэффициент Френеля (4).

Таким образом, выражения (9) определяют интенсивность излучения Вавилова-Черенкова, испущенного за время T и отразившегося от границы раздела.

При $\theta_{1,2} = 0$ энергия излучения $dI_{1,2}$ обращается в нуль. Это обусловлено порогом возникновения излучения (2). $dI_{1,2}$ исчезает также при условии генерации излучения Вавилова-Черенкова под углом Брюстера

$$\beta^2 \varepsilon_1^2 = \varepsilon_1 + \varepsilon_2, \quad (10)$$

которое находим из закона преломления, учитывая, что при падении волны на границу раздела под углом Брюстера отраженный луч составляет с преломленным прямой угол (4). Действительно, из оптики известно, что интенсивность отраженной волны, электрический вектор которой лежит в плоскости падения, оказывается равной нулю (4), а излучаемые в данном случае волны имеют именно такую поляризацию.

Где-то в промежутке между $\theta_{1,2} = 0$ и $\theta_{1,2} = \frac{\pi}{2}$ в зависимости от соотношения между ε_1 и ε_2 энергия излучения достигает максимального значения.

При $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, т.е. когда граница раздела отсутствует, получается формула излучения Вавилова-Черенкова в безграничной среде

$$dI^{B-C} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi c} \sqrt{\epsilon} \omega^2 \sin^2 \theta T \delta(\omega - kv \cos \theta) d\omega d\Omega. \quad (11)$$

В заключение отметим, что получение формул излучения Вавилова-Черенкова из выражений для переходного излучения, особенно из общих выражений в случае наклонного прохождения заряда через шероховатые границы раздела сред, проясняет аномалии (например, неполяризованное излучение довольно большой интенсивности), возникающие при скользящем падении заряженных частиц на поверхности мишеней.

Автор выражает благодарность академику НАН Армении М.Л.Тер-Микаеляну за обсуждение полученных в работе результатов. Работа проведена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант №RY 6000).

Институт физических исследований НАН Армении

Բ. Ա. ԲԱՂԻՅԱՆ

Վավիլով-Չերենկովի ճառագայթման պայմանի դեպքում անցումային ճառագայթման տեսության վերաբերյալ

Աշխատանքում ուսումնասիրվում է Վավիլով-Չերենկովի ճառագայթման պայմանի դեպքում անցումային ճառագայթման արտահայտությունները ϵ_1 և ϵ_2 դիէլեկտրիկական հաստատուններով միջավայրերը բաժանող սահմանի վրա լիցքավորված մասնիկների նորմալ (ուղղահայաց) ընկման դեպքում:

Այդ արտահայտություններից առաջին անգամ ստացված է Վավիլով-Չերենկովի ճառագայթման բանաձևը թափանցիկ միջավայրում, որը պարզաբանում է մի շարք երևույթների միջավայրերը բաժանող անհարթ սահմանների դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА-ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ R.A.Bagiyal, Acta Physicae Superficerum, v.2, p.13-23 (1990). ² М.Л.Тер-Микаелян, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1969; M.L.Ter-Mikaelian, High energy electromagnetic processes in condensed media. N.Y., John Wiley and Sons. Inc., 1972. ³ В.В.Батыгин, И.Н.Топтыгин, Сб. задач по электродинамике, М., Наука, 1970. ⁴ Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред. Изд-во техн.-теоретической лит., 1957.