

УДК 530.145:538.3

О ПРОСТРАНСТВЕННОЙ АСИММЕТРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

В. М. Захарцов, Ю. М. Лескутов, Б. А. Лысов

*(кафедра общей физики для физического факультета;
кафедра квантовой теории и физики высоких энергий;
кафедра теоретической физики)*

Переходное излучение, возникающее при движении зарядов в неоднородной среде, впервые предсказанное в работе [1], является объектом исследований в различных областях физики. Квантовая феноменологическая теория этого явления [2] позволяет учесть спиновые свойства излучающих частиц и квантовый характер процесса излучения. В работах [3, 4] показано, что основным квантовым эффектом в переходном излучении является нарушение его классической линейной поляризации. Согласно квантовой теории, излучение, испускаемое в произвольном направлении, должно быть частично поляризованным, причем степень поляризации должна зависеть от направления излучения. Если излучающий электрон продольно поляризован, то степень линейной поляризации переходного излучения не зависит от спиральности электрона. Однако степень круговой поляризации излучения пропорциональна спиральности, так что поляризационная матрица излучения зависит от спиральности электрона.

При нормальном падении продольно поляризованных электронов на границу среды процесс излучения обладает аксиальной симметрией и поляризационная матрица излучения инвариантна относительно вращений вокруг направления движения электронов. В работах [3, 4] предполагалось, что поперечная поляризация электронов может нарушать эту симметрию.

В настоящей работе рассмотрено переходное излучение, возникающее при нормальном падении поперечно поляризованных электронов на плоскую границу идеально проводящей среды, заполняющей полупространство. В первом порядке теории возмущений рассматриваемый процесс заключается в переходе электрона из начального состояния с определенными энергией E , импульсом p и поляризацией $\lambda = \pm 1$ в конечное состояние (E', p', λ') с образованием однофотонного состояния электромагнитного поля. Поперечная поляризация задается единичным вектором $s \perp p$ так, что волновая функция ψ электрона удовлетворяет уравнению:

$$[\rho_3(\sigma s) - \lambda]\psi = 0,$$

где ρ_3, σ — известные матрицы Дирака и Паули.

С учетом граничных условий каждое однофотонное состояние электромагнитного поля является суперпозицией двух плоских волн, распространяющихся в направлении от границы среды и к границе. Пусть k — единичный вектор нормали к фронту волны, распространяющейся от границы среды, а θ — угол между внешней нормалью n к границе среды и вектором k . Векторы k и n определяют плоскость, которую далее будем называть «главной плоскостью».

Для описания поляризации излучаемых волн введем двумерную систему координат $(\xi, \eta) \perp k$, где ось ξ перпендикулярна главной плоскости, а ось η лежит в главной плоскости.

После суммирования по квантовым числам конечного состояния электрона спектрально-угловое распределение переходного излучения в телесный угол $d\Omega$ в энергетическом интервале $\hbar d\omega$ с учетом его поляризации может быть представлено в следующем виде:

$$dW_{\xi, \eta, l} = \frac{\alpha \beta^2}{\pi^2} \left[1 - 2 \frac{\hbar \omega}{E \beta^2} + \left(\frac{\hbar \omega}{E \beta} \right)^2 \cos^2 \theta \right]^{-1/2} \frac{F_{\xi, \eta, l}}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \hbar d\omega d\Omega, \quad (1)$$

где

$$F_{\xi} = \frac{1}{4} \left(\frac{\hbar \omega}{E \beta} \right)^2 \left(1 - \frac{\hbar \omega^1}{E \beta^2} \right) \cos^2 \theta, \quad (2)$$

$$F_{\eta} = F_{\xi} + \left[1 - 2 \frac{\hbar \omega}{E \beta^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\hbar \omega}{E \beta^2} \right)^2 (1 + \beta^2 \cos^2 \theta)^2 \right] \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}, \quad (3)$$

$$F_l = \frac{1}{2} (F_{\xi} + F_{\eta}) - \frac{1}{2} (ks) \lambda \frac{(pn)}{p} \sqrt{1 - \beta^2} \frac{\hbar \omega}{E \beta} \times \\ \times \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\hbar \omega}{E \beta^2} (3 + \beta^2 \cos^2 \theta) + \left(\frac{\hbar \omega}{E \beta} \right)^2 \cos^2 \theta \right] \frac{\cos \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta}. \quad (4)$$

Здесь индексы ξ, η относятся к линейной, а $l = \pm 1$ — к круговой поляризации излучения, α — постоянная тонкой структуры, \hbar — постоянная Планка, $\beta = pc/E$, c — скорость света.

Расчет показывает, что симметричная часть поляризационной матрицы излучения, определяемая степенью линейной поляризации, диагональна в координатах (ξ, η) и не зависит от поперечной поляризации электрона. Из выражений (1) — (4) следует, что антисимметричная часть поляризационной матрицы, определяемая степенью круговой поляризации излучения, пропорциональна (ks) и имеет порядок $\sqrt{1 - \beta^2} \hbar \omega / E \beta$ по отношению к симметричной части. Степень круговой поляризации изменяется от нулевого значения, когда единичный вектор поляризации электрона s перпендикулярен главной плоскости, до максимального значения, когда s лежит в главной плоскости.

Таким образом, переходное излучение поперечно поляризованных электронов обладает пространственной асимметрией, проявляющейся в изменении поляризационной матрицы при вращениях относительно направления движения электронов. Как и следовало ожидать, эта зависимость существует лишь для степени круговой поляризации, так как при однофотонных процессах возможна корреляция псевдовектора поперечной поляризации электрона и псевдовектора спина фотона.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гинзбург В., Франк И. ЖЭТФ, 1946, 16, № 1, с. 15. [2] Гарибян Г. М. ЖЭТФ, 1960, 39, № 6, с. 1630. [3] Захарцов В. М., Лоскутов Ю. М. Деп. ВИНТИ № 3455—81 Деп. [4] Захарцов В. М., Лоскутов Ю. М. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1982, 23, № 1, с. 112.

Поступила в редакцию
03.09.82