

УДК 537.872.32

## ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НАЗАД НА ДВУХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНО РАСПОЛОЖЕННЫХ РЕШЕТКАХ

Б. М. Болотовский, А. В. Серов

*Рассматривается переходное излучение, возникающее при последовательном пересечении зарядом двух решеток, сделанных из параллельных металлических проводочек. Плоскости решеток параллельны друг другу и перпендикулярны направлению движения заряда. Проводники одной из решеток перпендикулярны проводникам другой решетки. В работе [1] было показано, что переходное излучение на такой системе решеток дает эллиптически поляризованную волну. В указанной работе рассматривалось переходное излучение вперед по отношению к направлению движения заряда. В настоящей работе рассматривается переходное излучение, испускаемое назад. Показано, что интенсивность излучения назад сравнима с интенсивностью излучения вперед, но те же самые параметры поляризации излучения (эллипс поляризации и направление вращения) могут быть получены при значительно меньшем расстоянии между решетками. Это, в частности, позволяет существенно уменьшить размеры установок, генерирующих переходное излучение.*

В работе [1] был рассмотрен способ, позволяющий получить эллиптически поляризованное излучение при прохождении заряженной частицы через систему из двух параллельных решеток. Напомним геометрию рассмотренной задачи. Пусть в плоскости  $x, y$  декартовой системы координат расположена дифракционная решетка. Она состоит из металлических проводочек, параллельных оси  $x$ . На расстоянии  $d$  от этой решетки (при  $z = d$ ) расположена другая плоская решетка, состоящая из проводочек, параллельных

оси  $y$ . Плоскости обеих решеток параллельны друг другу. Заряженная частица движется равномерно и прямолинейно в положительном направлении оси  $z$  со скоростью  $v$  и последовательно пересекает обе решетки. При пересечении зарядом первой решетки возникает линейно поляризованное излучение, причем вектор поляризации параллелен оси  $x$ . При пересечении второй решетки излучается также линейно поляризованная волна, но у этой волны вектор поляризации параллелен оси  $y$ . Заметим, что волна, излученная на одной решетке, свободно проходит через другую решетку, поскольку электрический вектор волны, идущей от одной решетки, перпендикулярен проводникам другой решетки. Суммарное поле дает эллиптически поляризованную волну, причем параметры эллипса поляризации зависят от сдвига фазы волны, излученной на первой решетке, относительно фазы волны, излученной на второй решетке.

В работе [1] рассматривалась поляризация излучения в пространстве  $z > d$ . Если рассматривается излучение вперед, то величина сдвига фаз определяется формулой

$$\alpha = \frac{\omega}{v} d (1 - \beta \cos \theta) = \frac{\pi d}{l_f}, \quad (1)$$

где  $\theta$  – угол между волновым вектором и осью  $z$ ,

$$l_f = \frac{\pi v}{\omega(1 - \beta \cos \theta)}$$

– так называемая длина формирования.

Для получения круговой поляризации излучения необходимо, чтобы амплитуды волн, излученных частицей при пересечении решеток, были равны друг другу, и сдвиг фаз  $\alpha$  был равен  $\pi/2$ . Можно показать [1], что для выполнения последнего условия расстояние между решетками  $d$  по порядку величины должно быть равно длине формирования. Длина формирования при большой энергии частицы и в случае излучения вперед может быть представлена в виде:

$$l_f \approx \lambda \gamma^2, \quad (2)$$

где  $\lambda$  – длина излучаемой волны,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$  – приведенная энергия частицы.

Отсюда следует, что для получения циркулярно поляризованной волны в случае релятивистской частицы расстояние между решетками должно быть достаточно большим (в  $\gamma^2$  раз превышать длину излучаемой волны). Это обстоятельство может вызвать затруднения, т.к. в реальных условиях размеры установок должны быть ограничены.

В настоящей работе рассмотрено излучение назад по отношению к направлению движения заряда и показано, что в этом случае необходимый для генерации излучения размер установки не растет с энергией заряда и сравним с длиной излучаемой волны.

Действительно, если рассматривать излучение назад, т.е. под углами  $\theta' = \pi - \theta$  и  $\theta' \ll 1$ , то волны, возбужденные на первой и второй решетке, будут иметь сдвиг фаз, определяемый следующим выражением

$$\alpha = \frac{\omega}{v}d(1 + \beta \cos \theta'). \quad (3)$$

В релятивистском случае это выражение для сдвига фаз можно переписать в виде

$$\alpha \simeq \frac{\omega}{v}d(1 + \beta) \simeq 2\pi \frac{d}{\lambda}. \quad (4)$$

Для получения циркулярной поляризации эта величина должна быть порядка единицы и, следовательно, расстояние между решетками должно быть того же порядка, что и длина волны.

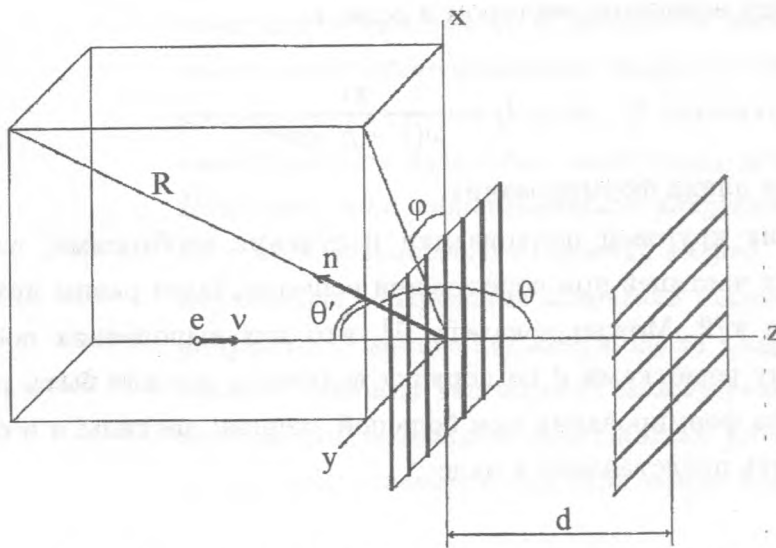


Рис. 1. Геометрия задачи. Заряженная частица движется по оси  $z$ . Пояснения в тексте.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Из рисунка следует, что  $R$  – расстояние от начала координат до точки наблюдения,  $x = R \cos \varphi \sin \theta'$ ,  $y = R \sin \varphi \sin \theta'$ ,  $z = -R \cos \theta'$ ,  $\varphi$  – азимутальный угол. Рассмотрим поле излучения при больших отрицательных значениях  $z$ . Соответствующие выражения для полей излучения могут быть получены из соотношений, приведенных в работе [2]:

$$E_{x\omega} = \frac{q \beta \sin \theta' \cos \theta'}{c 1 - \beta^2 \cos^2 \theta'} \left( \cos \varphi - C \frac{\sin^2 \theta' \sin^2 \varphi \cos \varphi}{1 - \sin^2 \theta' \sin^2 \varphi} \right) \frac{\exp(-i\frac{\omega}{c}R)}{R}, \quad (5)$$

$$E_{y\omega} = \frac{q \beta \sin \theta' \cos \theta'}{c 1 - \beta^2 \cos^2 \theta'} \left( C \sin \varphi - \frac{\sin^2 \theta' \cos^2 \varphi \sin \varphi}{1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi} \right) \frac{\exp(-i\frac{\omega}{c}R)}{R}, \quad (6)$$

$$E_{z\omega} = \frac{q \beta \sin^2 \theta' \cos^2 \theta'}{c 1 - \beta^2 \cos^2 \theta'} \left( \frac{\cos^2 \varphi}{1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi} + C \frac{\sin^2 \varphi}{1 - \sin^2 \theta' \sin^2 \varphi} \right) \times \frac{\exp(-i\frac{\omega}{c}R)}{R}, \quad (7)$$

где

$$C = \exp i\frac{\omega}{v}d(1 + \beta \cos \theta') + \frac{\sin^2 \theta' \cos^2 \varphi}{1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi}.$$

Для малых углов  $\theta' \leq 1/\gamma$  в выражении для  $C$  второе слагаемое много меньше первого, и мы будем пренебрегать этим слагаемым. При этом величина  $C$  дает фазовый сдвиг, определяющий разность фаз излучения от первой решетки по отношению к излучению от второй решетки. Кроме того при малых углах  $\theta'$  будем пренебрегать членами, пропорциональными  $\sin^2 \theta'$ . Выражения (5 - 7) в этом случае переходят в следующие:

$$E_{x\omega} = \frac{q \beta \sin \theta' \cos \theta' \cos \varphi \exp(-i\frac{\omega}{c}R)}{c 1 - \beta^2 \cos^2 \theta' R}, \quad (8)$$

$$E_{y\omega} = \frac{q \beta \sin \theta' \cos \theta' \sin \varphi \exp(-i\frac{\omega}{c}R)}{c 1 - \beta^2 \cos^2 \theta' R} \exp i\frac{\omega}{v}d(1 + \beta \cos \theta'). \quad (9)$$

В дальнейшем мы ограничимся случаем  $\varphi = \pm(\pi/4), \pm(3\pi/4)$ . При этих углах поля  $E_x$  и  $E_y$  равны по величине и сдвинуты по фазе друг относительно друга на величину  $\alpha = (\omega/v)d(1 + \beta \cos \theta')$ . Амплитуды полей при  $\varphi = \pm(\pi/4), \pm(3\pi/4)$  обозначим через  $E_0$ . Введем единичные вектора  $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ , направленные соответственно по осям координат  $x, y$ . Тогда результирующее поле можно записать в виде:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{e}_x E_0 \exp i(kz + \omega t) + \mathbf{e}_y E_0 \exp i(kz + \omega t + \alpha) = \\ &= \mathbf{e}_x E_0 \exp i(kz + \omega t) + \mathbf{e}_y E_0 (\cos \alpha + i \sin \alpha) \exp i(kz + \omega t). \end{aligned} \quad (10)$$

Проводя стандартные преобразования [1], мы можем записать это выражение в виде

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}_1 + i\mathbf{E}_2) \exp i(kz + \omega t), \quad (11)$$

где

$$\mathbf{E}_1 = E_0(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y) \cos \frac{\pi d}{2l_f}, \quad \mathbf{E}_2 = E_0(-\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y) \sin \frac{\pi d}{2l_f}, \quad (12)$$

а длина формирования  $l_f$  описывается выражением

$$l_f = \frac{\pi v}{\omega(1 + \beta \cos \theta')}.$$

Такой же результат можно получить и другим способом. Для этого достаточно в выражениях для поля излучения вперед [2] поменять знак скорости заряда, т.е. заменить  $v$  на  $-v$ .

Поля излучения в направлении вперед и назад имеют один порядок величины. Различие двух случаев – излучение вперед и излучение назад – можно продемонстрировать на примере генерации излучения, поляризованного по кругу. Как видно из выражения (12) круговая поляризация будет наблюдаться в случае, когда

$$\cos \frac{\pi d}{2l_f} = \sin \frac{\pi d}{2l_f}, \quad \text{или} \quad \frac{\pi d}{2l_f} = \frac{\pi}{4}. \quad (13)$$

Для излучения вперед это равенство удовлетворяется при

$$\frac{\pi d \omega(1 - \beta \cos \theta)}{2 \pi v} \simeq \frac{\pi d}{2\lambda\gamma^2} = \frac{\pi}{4}, \quad (14)$$

откуда расстояние между решетками определяется выражением

$$d = \frac{\lambda\gamma^2}{2}. \quad (15)$$

Видно, что эта величина (т.е. размеры установки) быстро растет с энергией излучающей частицы. В случае излучения назад для получения круговой поляризации необходимо выполнять условие

$$\frac{\pi d \omega(1 + \beta \cos \theta')}{2 \pi v} \simeq \frac{2\pi d}{\lambda} = \frac{\pi}{4}, \quad (16)$$

из чего следует, что

$$d = \frac{\lambda}{8}. \quad (17)$$

Заметим, что эта величина практически не меняется с ростом энергии частиц.

Таким образом, если рассматривать излучение релятивистского заряда назад, то для получения излучения с заданными свойствами расстояние между решетками оказывается значительно меньше, чем для излучения вперед, практически при такой же интенсивности.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Болотовский Б. М., Серов А. В. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 7, 29 (2003).
- [2] Болотовский Б. М., Серов А. В. ЖЭТФ, 125, вып. 6, 1269 (2004).
- [3] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля, М., Наука, 1967, глава 6.

Поступила в редакцию 15 декабря 2004 г.