

УДК 537.872.32

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В МАЛОМ ДВУГРАННОМ УГЛЕ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

А. В. Серов

Рассмотрены особенности переходного излучения, возбуждаемого релятивистской частицей в двугранном угле с угловым раствором, соизмеримым с угловой расходимостью переходного излучения. Показано, что в двугранном угле распределение излучения более чувствительно к направлению движения излучающей частицы и к положению точки пересечения поверхности частицей, чем излучение, возбуждаемое при пересечении плоской поверхности. Отмечено, что спектральная плотность излучения в малом двугранном угле выше плотности излучения, возбуждаемого при пересечении плоской поверхности. Эти особенности излучения открывают дополнительные возможности для использования переходного излучения в системах измерения параметров частиц.

В первой работе по теории переходного излучения [1] уже было показано, что переходное излучение релятивистских частиц направлено вперед под малыми углами к скорости частицы. При дальнейших исследованиях [2] было установлено, что потери энергии на излучение пропорциональны энергии частиц. Такие свойства излучения позволили создать детекторы, которые не только регистрируют факт прохождения частицы, но и позволяют измерить некоторые параметры частицы. Обычно в этих детекторах в качестве радиаторов используются плоские поверхности. Чувствительность детекторов можно увеличить (в некоторых случаях значительно), если вместо плоской поверхности для генерации переходного излучения использовать поверхность двугранного угла. В настоящей работе рассматривается изменение спектрально-углового

распределения излучения при изменении величины угла раствора двугранного угла, направления движения частицы, положения точки, в которой релятивистская частица пересекает двугранный угол.

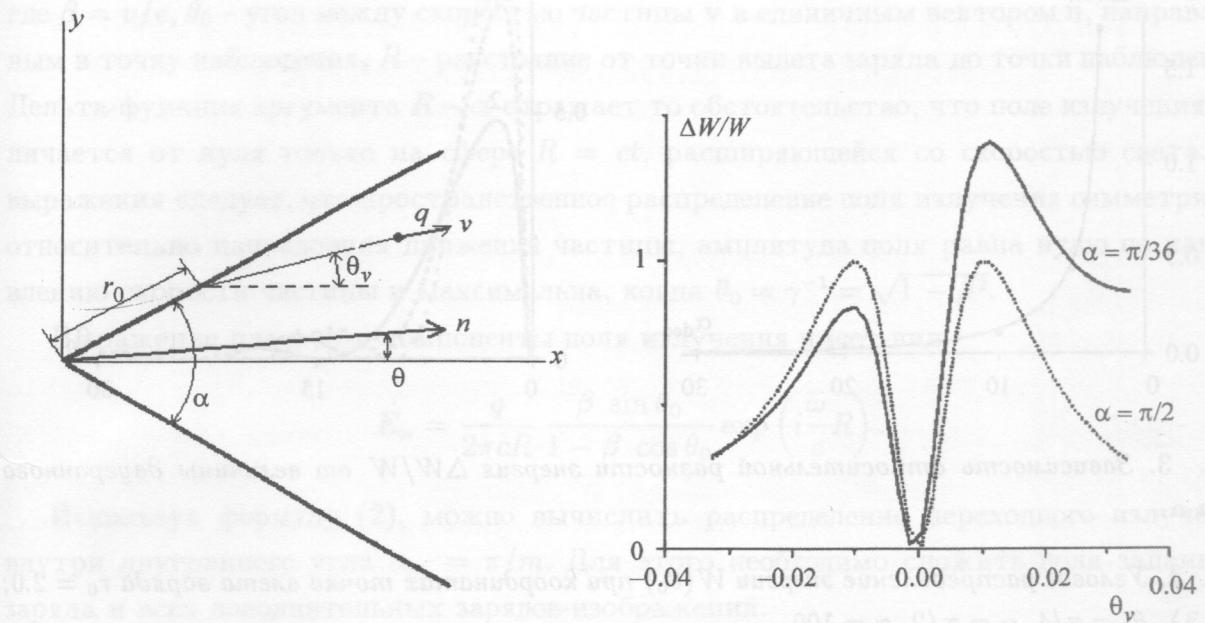


Рис. 1. Геометрия задачи.

Рис. 2. Угловое распределение энергии переходного излучения $W(\theta_0)$. $\alpha = \pi/2, \pi/36, \gamma = 100, \theta_v = 0.01$.

Геометрия задачи представлена на рис. 1. Осью x является биссектриса двугранного угла, а осью z – прямая, по которой пересекаются плоскости, образующие двугранный угол. Раствор двугранного угла равен α . Заряженная частица q вылетает из точки, расположенной на плоскости двугранного угла на расстоянии r_0 от начала координат. Вектор скорости частицы v лежит в плоскости xy и направлен под углом θ_v к оси x . Угол между единичным вектором n , проведенным из начала координат в точку наблюдения, и осью x обозначен как θ .

Для расчетов распределения переходного излучения в двугранном угле использовался метод зеркальных изображений. Этот метод применялся и в работе [1], в которой отмечалось, что переходное излучение частицы, падающей на идеально проводящую поверхность, можно представить как сумму излучений, возникающих при мгновенной остановке заряда и его изображения в точке пересечения плоскости. В работе [3] методом

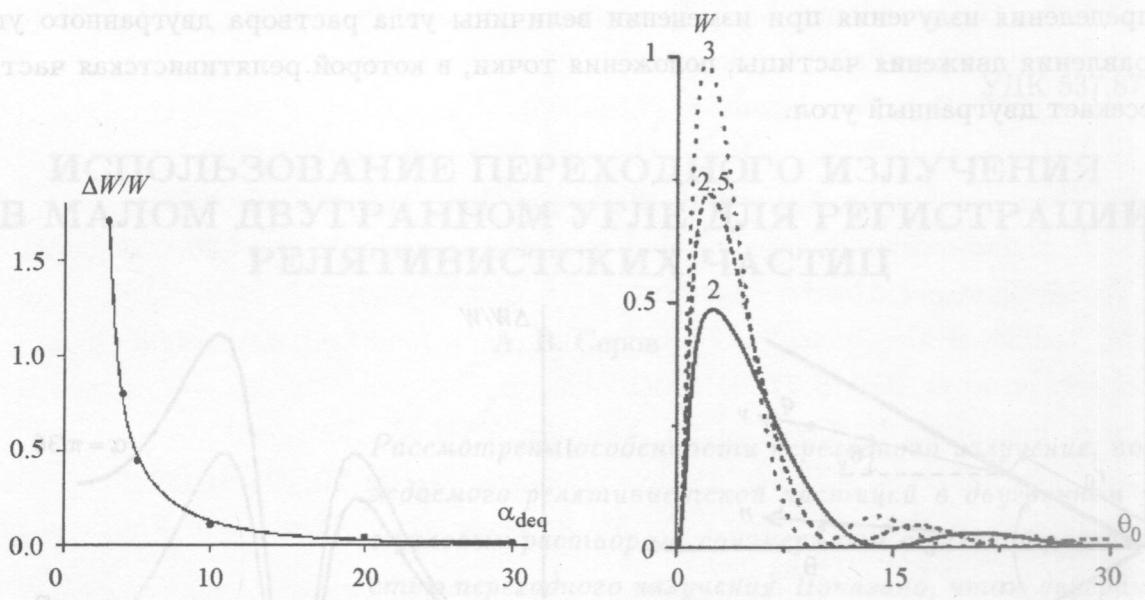


Рис. 3. Зависимость относительной разности энергия $\Delta W/W$ от величины двугранного угла α .

Рис. 4. Угловое распределение энергии $W(\theta_0)$ при координатах точки влета заряда $r_0 = 2.0; 2.5; 3\lambda$. $\theta_v = \pi/4$, $\alpha = \pi/2$, $\gamma = 100$.

изображений описывается переходное излучение в случае, когда идеально проводящие плоскости образуют двугранный угол с раствором $\alpha_m = \pi/m$, где m – целое число.

Согласно методу изображений, при описании поля в угле α_m все пространство делится m плоскостями на $2m$ двугранных углов. Все плоскости пересекаются по одной прямой, а угол между соседними плоскостями равен α_m . Для того чтобы были выполнены граничные условия на всех плоскостях, нужно к заданному заряду q добавить $2m - 1$ знакочередующихся зарядов-изображений $\pm q$. Кроме того, законы движения дополнительных зарядов-изображений должны быть такими, чтобы в любой момент времени все заряды располагались попарно симметрично относительно плоскостей. Поле переходного излучения, возбужденного частицей, вылетающей из проводящей поверхности угла (или, наоборот, налетающей на проводящую поверхность), можно представить в виде суммы полей излучения, возбужденных в свободном пространстве при мгновенном старте (или, наоборот, остановке) самой заряженной частицы и ее изображений.

Поле излучения при мгновенном старте частицы описывается выражением [4]:

$$E(t) = \frac{q}{R} \frac{\beta \sin \theta_0}{1 - \beta \cos \theta_0} \delta(R - ct), \quad (1)$$

где $\beta = v/c$, θ_0 – угол между скоростью частицы \mathbf{v} и единичным вектором \mathbf{n} , направленным в точку наблюдения, R – расстояние от точки вылета заряда до точки наблюдения. Дельта-функция аргумента $R - ct$ отражает то обстоятельство, что поле излучения отличается от нуля только на сфере $R = ct$, расширяющейся со скоростью света. Из выражения следует, что пространственное распределение поля излучения симметрично относительно направления движения частицы, амплитуда поля равна нулю по направлению скорости частицы и максимальна, когда $\theta_0 = \gamma^{-1} = \sqrt{1 - \beta^2}$.

Выражение для фурье-компоненты поля излучения имеет вид

$$E_\omega = \frac{q}{2\pi c R} \frac{\beta \sin \theta_0}{1 - \beta \cos \theta_0} \exp\left(i \frac{\omega}{c} R\right). \quad (2)$$

Используя формулу (2), можно вычислить распределение переходного излучения внутри двугранного угла $\alpha_m = \pi/m$. Для этого необходимо сложить поля заданного заряда и всех дополнительных зарядов-изображений.

Были проведены расчеты углового распределения энергии переходного излучения $W(\theta_0)$, излученной в интервале частот $d\omega$ и в телесном угле $d\Omega$. Расчеты были выполнены при различных углах раствора двугранного угла, различных энергиях и направлениях скорости частицы. На рис. 2 показаны распределения энергии в плоскости xy при $\alpha = \pi/2$ и $\alpha = \pi/36$. Рассматривалось излучение частицы с приведенной энергией $\gamma = 100$, вылетающей из начала координат ($r_0 = 0$) под малым углом $\theta_v = \gamma^{-1} = 0.01$ к оси x .

Видно, что амплитуда поля минимальна в направлении скорости частицы и имеет максимумы под углами $\theta_0 = \pm \gamma^{-1}$. Заметим, что в плоскости xy угол θ_0 (угол между скоростью частицы \mathbf{v} и единичным вектором \mathbf{n}) равен $\theta_0 = \theta - \theta_v$. Сравнение кривых показывает, что при больших углах раствора двугранного угла ($\alpha = \pi/2$, $\alpha \gg \gamma^{-1}$) распределение $W(\theta)$ остается практически симметричным относительно направления движения частицы $\theta_v = 0.01$. При малых углах раствора ($\alpha = \pi/36 = 0.087$) распределение становится асимметричным. Энергия $W_{(\gamma^{-1})}$, излученная под углом $\theta_0 = \gamma^{-1}$, заметно больше энергии $W_{(-\gamma^{-1})}$, излученной под углом $\theta_0 = -\gamma^{-1}$. Расчеты показали, что при заданном угле раствора разность энергий $\Delta W = W_{(\gamma^{-1})} - W_{(-\gamma^{-1})}$ пропорциональна углу между скоростью частицы и осью x , т.е. $\Delta W \sim \theta_v$. Поэтому, измеряя

энергию излучения под углами $\theta_0 = \pm\gamma^{-1}$, вычисляя разность энергий, можно определять направление движения частицы.

(1) Из расчетов следует, что величина ΔW увеличивается с уменьшением угла раствора. На рис. 3 приведена зависимость относительной разности $\Delta W/W$ от величины раствора двугранного угла α . Здесь $W = (W_{(-\gamma^{-1})} + W_{(\gamma^{-1})})/2$. Из рисунка следует, что изменение $\Delta W/W$ происходит особенно резко при малых углах раствора, когда α приближается по величине к угловой расходимости переходного излучения частицы γ^{-1} (при $\alpha \leq 30\gamma^{-1}$).

В малых двугранных углах увеличивается также спектральная плотность переходного излучения W . Как показали расчеты, при уменьшении угла от $15^\circ (\alpha \approx 30\gamma^{-1})$ до $2.5^\circ (\alpha \approx 4\gamma^{-1})$ энергия излучения под углом $\theta_0 = \gamma^{-1}$ увеличивается в 1.36 раза, а суммарная энергия излучения в плоскости xy увеличивается в 1.8 раза.

Другой особенностью переходного излучения в двугранном угле является то, что пространственное распределение излучения меняется при смещении точки влета частицы (при изменении r_0). Таким свойством не обладает излучение частицы на плоской поверхности. На рис. 4 показаны угловые распределения интенсивности излучения частицы с энергией $\gamma = 100$ в угле с раствором $\alpha = \pi/2$. Скорость частицы направлена параллельно одной из граней двугранного угла ($\theta_v = -\pi/4$), а точка влета частицы располагалась на расстояниях $r_0 = 2.0, 2.5, 3.0\lambda$ от ребра двугранного угла, где λ – длина волны наблюдаемого излучения. Из рисунка следует, что при увеличении r_0 меняется энергия, излученная под углами $\theta \approx \gamma^{-1}$, и изменяется распределение излучения, особенно под углами $\theta \approx 10\gamma^{-1}$. Измеряя распределение излучения узкополосным детектором, можно с высокой точностью определить координату частицы.

Автор благодарен Б.М. Болотовскому за обсуждение полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. Л. Гинзбург, И. М. Франк, ЖЭТФ **16**, 15 (1946).
- [2] Г. М. Гарян, ЖЭТФ **37**, 527 (1959).
- [3] А. В. Серов, Б. М. Болотовский, ЖЭТФ **131**, 6, 994 (2007).
- [4] Б. М. Болотовский, Труды ФИАН **140**, 95 (1982).

Поступила в редакцию 26 августа 2008 г.