Доклады Академии наук СССР
1988. Том 299, № 6

УДК 539.1 ФИЗИКА

В.Г. БАРЫШЕВСКИЙ

ПОВЕРХНОСТНОЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

(Представлено академиком И.М. Франком 28 XI 1986)

Явление параметрического излучения, возбуждаемого частицей, равномерно движущейся в пространственно-периодической среде, в настоящее время хорошо изучено теоретически и обнаружено экспериментально [1–3].

Ниже показано, что при пролете частицы в вакууме вблизи поверхности пространственно-периодической среды возникает новый вид параметрического излучения, сопровождающийся возбуждением поверхностной волны. Явление возникает вследствие некомпланарной поверхностной дифракции [4], при которой эффективный показатель преломления электромагнитной волны может стать больше единицы. Рассматриваемый эффект следует отличать от известного эффекта излучения Смита—Перселла, при котором фотоны образуются вследствие дифракционного отражения назад от поверхности тела с пространственно-периодической вдоль движения частицы диэлектрической проницаемостью (направление скорости совпадает с направлением вектора обратной решетки). В этом случае поверхностная волна не образуется, волновое поле состоит из двух волн, распространяющихся в противоположных направлениях, в отличие от некомпланарной поверхностной дифракции, в которой участвует минимум три волны, направления распространения которых составляют угол, отличный от π (скорость частицы направлена под некоторым отличным от нуля углом относительно векторов обратной решетки).

Итак пусть в вакууме параллельно плоской поверхности тела, диэлектрическая проницаемость которого периодична в пространстве (кристалл, жидкий кристалл, дифракционная решетка и т.п.), движется релятивистская частица.

Спектрально-угловое распределение числа излученных квантов может быть найдено при помощи общего выражения, полученного нами ранее (см., например, [5]):

$$(1)\qquad \frac{d^2 N_S}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\,\omega}{(2\pi)^2 \hbar c^3} \left| \int dt\,\mathbf{v}(t)\,\mathbf{E}^{(-)}_{\mathbf{k}s}(\mathbf{r}(t),\omega)\,e^{-i\omega t} \right|^2,$$

где e — заряд частицы, $\mathbf{v}(t)$ — скорость частицы в момент времени t, $\mathbf{r}(t)$ — радиус-вектор частицы, $\mathbf{E}^{(-)}_{\mathbf{k}s}$ — поле излучения, являющееся точным решением однородных уравнений Максвелла, описывающее рассеяние на мишени плоской волны $\mathbf{e}_s \exp(i\mathbf{kr})$ ($\mathbf{e}_s$ — вектор поляризации фотона) и имеющее на больших расстояниях асимптотику типа падающая волна плюс сходящаяся сферическая волна. Это решение связано с обычным решением, содержащим на бесконечности расходящуюся сферическую волну $\mathbf{E}^{(+)}_{\mathbf{k}s}$, соотношением $\mathbf{E}^{(-)}_{\mathbf{k}s} = (\mathbf{E}^{(+)}_{-\mathbf{k}s})^*$.

Явление некомпланарной поверхностной дифракции и решение $\mathbf{E}^{(+)}_{\mathbf{k}s}$, ее описывающее, впервые найдено в работе [4], в которой показано, что поверхностная дифракция в двухволновом случае характеризуется двумя критическими углами полного отражения (несколькими в многоволновом случае [6]). Оказалось также (см. обзор [8]), что найденное в [4] решение содержит в себе компоненту, описывающую состояние, затухающее при отклонении от поверхности среды как внутрь вещества, так и в вакуум и описывающее поверхностную волну, т.е. волну, поток энергии в которой направлен вдоль границы поверхности пространственно-периодического тела. В соответствии с [4] интересующее нас решение имеет в вакууме вид

$$\mathbf{E}^{(+)}_{\mathbf{k}s} = \mathbf{e}_s e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} + \mathbf{A}_s(\mathbf{k}(\omega)) e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}} + \mathbf{B}_s(k(\omega)) e^{i\mathbf{k}_2\mathbf{r}}, \tag{2}$$

где волновой вектор фотона в вакууме $\mathbf{k} = (\mathbf{k}_t, \mathbf{k}_\perp)$, $\mathbf{k}_1 = (\mathbf{k}_t, -\mathbf{k}_\perp)$, $\mathbf{k}_2 = (\mathbf{k}_{2t}, -\mathbf{k}_{2\perp})$, $\mathbf{k}_{2t} = \mathbf{k}_t + 2\pi\tau_t$, $|\mathbf{k}_{2\perp}| = \sqrt{k^2 - k^2_{2t}}$, $\mathbf{k}_t$ — компонента волнового вектора, параллельная поверхности, $\mathbf{k}_\perp$ — компонента волнового вектора, перпендикулярная поверхности, $2\pi\tau_t$ — компонента вектора обратной решетки, параллельная поверхности; явный вид коэффициентов $\mathbf{A}_s$ и $\mathbf{B}_s$ приведен в [4], ω — частота фотона.

После подстановки (2) в (1) имеем

$$\frac{d^2N_s}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega}{4\pi^2\hbar c^3}\left|\int dt(\mathbf{v}(t)\mathbf{e}_s e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)} + \mathbf{v}(t)\mathbf{A}_s(\mathbf{k}(\omega))e^{i\mathbf{k}_1\mathbf{r}(t)} + \right. \tag{3}$$
$$\left. + \mathbf{v}(t)\,\mathbf{B}_s(\mathbf{k}(\omega))e^{i\mathbf{k}_2\mathbf{r}(t)})e^{-i\omega t}\right|^2.$$

Рассмотрим вначале случай, когда частица движется с постоянной скоростью v в промежутке времени от $-T/2$ до $+T/2$. Отбрасывая вклад в излучение начала и конца траектории, получаем

$$\frac{d^2N_s}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega}{4\pi^2\hbar c^3}\left|\int_{-T/2}^{T/2} dt(\mathbf{v}\mathbf{e}_s e^{i(\mathbf{k}_t\mathbf{v}t + \mathbf{k}\mathbf{r}_0)} + \mathbf{v}\mathbf{A}_s(k(\omega))e^{i(\mathbf{k}_t\mathbf{v}t + \mathbf{k}_1\mathbf{r}_0)} + \right. \tag{4}$$
$$\left. + \mathbf{v}\mathbf{B}_s(\mathbf{k}(\omega))e^{i(\mathbf{k}_{2t}\mathbf{v}t + \mathbf{k}_2\mathbf{r}_0)})e^{-i\omega t}\right|^2.$$

При записи (4) учтено, что скорость $\mathbf{v}$ параллельна поверхности, $\mathbf{r}_0$ — начальная координата частицы.

В пределе $T \to \infty$ интегралы, входящие в (4), дадут δ-функцию вида $\delta(\mathbf{k}_t\mathbf{v} - \omega)$, $\delta(\mathbf{k}'_{2t}\mathbf{v} - \omega)$. Так как $|\mathbf{k}_t| = \frac{\omega}{c}\sqrt{1 - \frac{k_1^2}{k^2}}$, то аргумент первой δ-функции в ноль не обращается, эта δ-функция равна нулю и вклад первых двух интегралов в (4) в интенсивность излучения равен нулю. Следовательно,

$$\frac{d^2N_s}{d\Omega d\omega} = \frac{e^2\omega T}{2\pi\hbar c^3}\ |\mathbf{v}\mathbf{B}_s(k(\omega))|^2\delta(\mathbf{k}_t\mathbf{v} + 2\pi\tau_t\mathbf{v} - \omega)e^{-2\operatorname{Im}k'_{2\perp}|z_0|}, \tag{5}$$

где z_0 — расстояние траектории частицы от поверхности мишени.

Аргумент δ-функции, входящей в выражения (5), обращается в ноль для значений частоты $\omega_u = 2\pi\tau_t\mathbf{v}(1 - \mathbf{n}_t\mathbf{v}/c)^{-1}$, где $\mathbf{n}_t$ — параллельная поверхности компонента единичного вектора в направлении $\mathbf{k}$.

Интегрируя (5) по частотам, получаем угловое распределение излученных квантов:

$$\frac{dN_s}{d\Omega} = \frac{e^2\omega_u T}{2\pi\hbar c^3}\ |\mathbf{v}\mathbf{B}_s(\mathbf{k}(\omega_u))|^2 e^{-2\operatorname{Im}k_{2\perp}(\omega_u)|z_0|}. \tag{6}$$

В соответствии с анализом [4] для направлений и величин $\mathbf{k}(\omega_u)$, приводящих к возникновению поверхностной дифракции, амплитуда дифрагировавшей волны $\mathbf{B}_s(k(\omega_u))$ близка к единице. С учетом этого обстоятельства имеем, например, в световом диапазоне длин волн для числа излученных квантов на частицу на 1 см пути величину порядка 10^{-2} при амплитуде изменения величины диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon \sim 10^{-1}$.

Экспериментальное доказательство образования дифрагированной поверхностной волны под действием заряженной частицы может быть основано на наблюдении излучения при движении над поверхностью, содержащей изогнутый участок, который приведет к отклонению направления вылета квантов от направления вылета в отсутствие изгиба.

Пусть теперь вдоль поверхности движется осциллятор с частотой колебаний в лабораторной системе Ω. В этом случае мы также получаем выражение, аналогичное (4), с заменой в экспоненте ω на $\omega \pm \Omega$ и v на амплитуду скорости на частоте Ω. Как следствие, интегралы, входящие в (4), дадут δ-функции вида $\delta(\mathbf{k}_t\mathbf{v} - \omega \pm \Omega)$, $\delta(\mathbf{k}_{2t}\mathbf{v} - \omega \pm \Omega)$. Теперь отличны от нуля все три интеграла. При этом первый описывает нормальный эффект Доплера в излучении осциллятора в вакууме, второй – тот же эффект, учитывающий влияние зеркально отраженной волны на излучение. Наибольший интерес представляет третий интеграл. В этом случае δ-функция приводит к равенству $\omega = (2\pi\tau_t\mathbf{v} \pm \Omega)(1 - \mathbf{n}_t\mathbf{v}/c)^{-1}$. Если $2\pi\tau_t\mathbf{v} > \Omega$, то оба знака частоты Ω разрешены для излучения. С квантовой точки зрения одному знаку соответствует излучение кванта при переходе осциллятора (атома) из более возбужденного в менее возбужденное состояние, другому – обратный процесс – излучение при переходе из менее возбужденного состояния в более возбужденное состояние. Иными словами, явление поверхностной дифракции приводит к возникновению вакуумного аномального эффекта Доплера.

Пусть теперь в вакууме вдоль поверхности движется пучок заряженных частиц (осцилляторов). Известно, что явление спонтанного излучения приводит к неустойчивости пучка относительно испускания фотона и образования волны плотности частиц в пучке. Рассмотренные выше процессы также приводят к возникновению подобной неустойчивости. Как впервые было показано в [8], неодномерный многоволновой случай дифракции приводит к иной, более высокой степени корневой зависимости инкремента неустойчивости пучка по сравнению с известной кубической корневой зависимостью [9].

Как показывает анализ, более высокая степень корневой зависимости инкремента неустойчивости сохраняется и в рассмотренном выше случае, что вполне очевидно, если пучок движется между двумя параллельными поверхностями (движение в канале шириной $d \leqslant \lambda\gamma$). При этом наличие в решении как положительного, так и отрицательного знаков инкремента означает, что в отсутствие внешнего поля пучок коллективно излучает фотоны с уменьшением продольной кинетической энергии. Присутствие же внешнего поля (в нашем случае возбуждение внешним полем поверхностной дифракции) может привести к ускорению пучка. Отметим, что неустойчивость, исследованная в [8], является частным случаем неустойчивостей, обусловленных процессами излучения волн (к неустойчивости приводят, например, параметрический процесс распада волны накачки на две волны, эффект Мандельштама–Бриллюэна, четырехволновые процессы). Во всех таких случаях в периодической среде степень корневой зависимости инкремента неустойчивости изменяется, если хотя бы для одной из генерируемых волн условия дифракции выбраны в соответствии с требованием [8] совпадения корней дисперсионного уравнения, характеризующего периодическую среду.

Белорусский государственный
университет им. В.И. Ленина

Поступило
9 XII 1986

ЛИТЕРАТУРА

1. *Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D.* – J. Phys., 1983, vol. 44, № 8, p. 913–922. 2. *Адишев Ю.Н., Барышевский В.Г., Воробьев С.А. и др.* – Письма в ЖЭТФ, 1985, т. 41, № 7, с. 295–297. 3. *Didenko A.N., Calinin B.N., Potylitzin A.P. et al.* – Phys. Lett., 1985, vol. 110A, № 3, p. 177–179. 4. *Барышевский В.Г.* – Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 3, с. 112–115. 5. *Барышевский В.Г.* Каналирование, излучение и реакции в кристаллах при высоких энергиях. Минск: Изд-во БГУ, 1982. 253 с. 6. *Барышевский В.Г., Дубовская И.Я.* – ФТТ, 1977, т. 19, № 2, с. 597–599. 7. *Андреев А.В.* – УФН, 1985, т. 145, № 1, с. 113–136. 8. *Барышевский В.Г., Феранчук И.Д.* – Письма в ЖТФ, 1984, т. 10, № 19, с. 1157–1159. 9. *Ерохин Н.С., Кузнецов М.В., Моисеев С.С.* Неравновесные и резонансные процессы в плазменной радиофизике. М.: Наука, 1982. 273 с.