

УДК 621.378.325

ФИЗИКА

П. С. Погосян

Энергетический спектр черенковского излучения
 от сгустка электромагнитных волн

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 10/X 1987)

Черенковское излучение от сгустка электромагнитных волн (1) относится к числу наименее изученных нелинейных явлений. Для практических приложений особый интерес представляет случай, когда оно возбуждается от ультракоротких лазерных пучков.

В настоящей работе приведена зависимость спектральных характеристик черенковского излучения от временной структуры возбуждающих импульсов. Показана возможность определения их длительности при помощи спектральных измерений.

За основу расчетов принята известная формула Тамма и Франка (2)

$$Q = \frac{vq}{2c^2} \int \mu\omega \left(1 - \frac{1}{\epsilon\mu v^2} \right) d\omega, \quad (1)$$

где Q — мощность черенковского излучения, v — скорость пролетающей через среду частицы, q — ее заряд, ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды на частоте ω .

Если в (1) вместо q^2 подставить среднеквадратичное значение связанных зарядов, возникающих за счет взаимодействия лазерных импульсов с нелинейной средой, то получим аналогичное выражение для черенковского излучения от сгустка электромагнитных волн (3).

С целью упрощения расчетов будем считать, что возбуждающее излучение можно представить в виде пакета волны (4), т. е. предположить, что

$$k(\omega) \approx k(\omega_0) + \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0), \quad (2)$$

где k — волновое число возбуждающего излучения, ω_0 — его средняя частота. Тогда напряженность электрического поля возбуждающих импульсов можно написать в следующем виде:

$$\vec{E} = \vec{A} \left(x, t, y - \frac{z}{v_{гр}} \right) \exp \left[i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_{ф}} \right) \right], \quad (3)$$

где A — амплитуда поля, $v_{ф}$ и $v_{гр}$ — фазовая и групповая скорости импульсов.

Пусть среда обладает квадратичной нелинейностью. В такой сре-

Де черенковское излучение можно рассматривать как возбуждение когерентных волн на частотах биевой спектральных компонент падающих импульсов. В приближении заданного поля нелинейная поляризация среды на этих частотах определится следующим выражением:

$$\vec{P}_{\omega}^{NL} = \vec{p}_{\omega, \omega_0}(\omega, \omega_0) |\vec{A}(x, y, \omega)|^2 \exp\left(i \frac{\omega}{v_{gr}} z\right), \quad (4)$$

где \vec{p} — единичный вектор в направлении нелинейной поляризации P^{NL} , $\chi_{\omega, \omega_0}(\omega, \omega_0)$ — эффективное значение тензора нелинейной восприимчивости. В (4) не учтена дисперсия среды на частотах возбуждающего излучения, т. е. принято, что спектр падающих импульсов лежит в полосе прозрачности кристаллов.

Используя соотношение между объемной плотностью связанных зарядов и нелинейной поляризацией среды $\rho_{cb} = -\text{div} P^{NL}$, для среднеквадратичного значения связанных зарядов получим

$$(2\pi)^2 q_{cb}^2 = \left| \left(x \vec{P}_{\perp \omega, z}^{NL} \right) \right|^2 + \frac{\omega^2}{v_{gr}^2} \left| P_{z, \omega, z}^{NL} \right|^2, \quad (5)$$

где x — проекция волнового вектора излучения в плоскости x, y , а $\vec{P}_{\perp \omega, z}^{NL}$ и $P_{z, \omega, z}^{NL}$ поперечный и продольный составляющие вектора $\vec{P}_{\omega, z}^{NL}$, который определяется выражением

$$\vec{P}_{\omega, z}^{NL} = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \vec{P}_{\omega}^{NL} \exp(-iz r_1) d\Gamma_1, \quad (6)$$

т. е. $\vec{P}_{\omega, z}^{NL}$ представляет собой частотно-угловой спектр вектора нелинейной поляризации.

Учитывая (1) и (5), для мощности черенковского излучения от сгустка фотонов получим

$$Q = \frac{(2\pi)^3}{2c^2 v_{gr}} \int_0^{\infty} \omega^2 \mu \left(1 - \frac{c^2}{\varepsilon_{\mu} v_{gr}^2} \right) \frac{\varepsilon_{\mu} v_{gr}^2}{c^2} \left(1 - \frac{c^2}{\varepsilon_{\mu} v_{gr}^2} \right) \left(\left| \vec{P}_{\perp \omega, z}^{NL} \right|^2 + 2 \left| P_{z, \omega, z}^{NL} \right|^2 \right) d\omega. \quad (7)$$

В (7) введено следующее обозначение:

$$\chi_0^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{\mu} \left(1 - \frac{c^2}{\varepsilon_{\mu} v_{gr}^2} \right). \quad (8)$$

Выражение (7) можно было получить также исходя из формул Франка (5) или Гинзбурга (6) для черенковского излучения моментов.

Следует заметить, что задача взаимодействия ультракоротких лазерных импульсов с нелинейной средой в общем случае должна рассматриваться как статистическая (7-9). Здесь мы ограничимся рассмотрением простейшего случая, а именно, когда падающие импульсы имеют гаусовую пространственно-временную форму, при этом замечая, что основные выводы, приведенные ниже, остаются в силе и в случае импульсов произвольной формы. Предполагая также, что

$\vec{p}^{NL} = 0$, $\vec{p}^{NL} = \vec{p}^{NL}$ из (7) для энергии излучения от единицы длины нелинейного кристалла получим следующее выражение:

$$Q = \frac{1}{2c^4} \int_0^{\omega} |\vec{p}_{\perp \omega, \tau_0}^{NL}|^2 \omega^3 \varepsilon \mu \left(1 - \frac{c^2}{\varepsilon \mu v_{gp}^2}\right)^2 d\omega. \quad (9)$$

Падающее поле представим в виде

$$\vec{E} = \vec{A}_0 \exp \left[-\frac{r_{\perp}^2}{a^2} - \tau^{-2} \left(t - \frac{z}{v_{gp}} \right)^2 + i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_{gp}} \right) \right], \quad (10)$$

где a — эффективный диаметр пучка, τ — длительность импульса.

Из (6), (9), (10) для энергетического спектра черенковского излучения получаем

$$W(\omega) = \chi_{эфф}^2 \frac{32\pi^2 W_0^2}{c^3 \varepsilon_0} \omega^3 \varepsilon \mu \left(1 - \frac{\omega^2}{\varepsilon \mu v_{gp}^2}\right)^2 \exp \left(-\frac{\omega^2}{2c^2} \varepsilon \mu a^2 \sin^2 \Theta_1 - \frac{\omega^2 \tau^2}{2} \right), \quad (11)$$

где ε_0 — диэлектрическая проницаемость среды на частоте возбуждающего излучения, W_0 — энергия падающего импульса

$\left(W_0 = c \frac{\sqrt{\varepsilon_0}}{16\pi} \times \int_{-\infty}^{\infty} |E|^2 dx dy dt \right)$, Θ_1 — угол черенковского излучения $\left(\cos^2 \Theta_1 = \frac{v_{gp}}{c} \right)$.

Выражение (11) предельно упрощается, если пренебречь дисперсией среды на частотах возбуждаемого излучения, т. е. считать, что ε и μ не зависят от частоты. Это допущение в широком диапазоне радиочастот справедливо для большинства электрооптических кристаллов, например, в танталате лития дисперсия не существенна вплоть до инфракрасной области длин волн. Из (11) следует, что энергетический спектр черенковского излучения имеет явно выраженный максимум. Максимальное значение спектральной плотности мощности излучения определяется из следующего условия:

$$\varepsilon = c \sqrt{3(\varepsilon \mu a^2 \sin^2 \Theta_1 + c^2 \tau^2)}^{-\frac{1}{2}}. \quad (12)$$

Если поперечные размеры падающего импульса сделать значительно меньше его продольного размера, т. е. считать, что $\sqrt{\varepsilon \mu} a \sin \Theta_1 \ll c\tau$, то вместо (12) получим $\omega\tau = \sqrt{3}$.

Таким образом, исходя из спектральных исследований черенковского излучения, можно определить временные характеристики самих возбуждающих лазеров. Такие исследования особенно легко провести с пикосекундными импульсами. В этом случае спектр излучения, в основном, сосредоточен в радиодиапазоне частот, где имеются высокочувствительные и малоперцизионные приемники. Например, при длительности импульса $\tau = 10$ пс максимальное значение спектральной плотности мощности черенковского излучения соответствует длине волны $\lambda \approx 15$ м.

Предлагаемый метод определения временных характеристик ультра-

тракоротких импульсов приобретает большую ценность для лазеров, работающих в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра, где невозможно применять методы, основанные на других нелинейных явлениях (двухфотонная люминесценция, генерация второй гармоники и т. д.).

В недавно опубликованной работе (10) черенковское излучение применяется для электрооптического стробоскопирования ультракоротких лазерных импульсов видимого диапазона. Однако в инфракрасной и ультрафиолетовой областях спектра этот метод также неприменим из-за недостаточной разрешающей способности оптической аппаратуры.

Автор признателен академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за ценные обсуждения.

Ереванский государственный
университет

Պ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

Էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջից շերենկովյան նառագայթման էներգետիկ սպեկտրը

Աշխատանքում ուսումնասիրված է ոչ գծային միջավայրում էլեկտրամագնիսական ալիքների փնջից շերենկովյան նառագայթման էներգետիկ սպեկտրը: Ցույց է տրված, որ շերենկովյան ճառագայթման սպեկտրալ էնտալպիայի փոփոխությունների օգնությամբ հնարավոր է որոշել գերկարճ լազերային իմպուլսների տևողությունը:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Г. А. Аскарьян, ЖЭТФ, т. 42, с. 1360 (1962); т. 45, с. 643 (1963) ² И. Е. Тамм, И. М. Франк, ДАН СССР, т. 14, с. 107 (1937). ³ В. Л. Гинзбург, В. Н. Цытович, УФН, т. 131, с. 83 (1982). Переходное излучение и переходное рассеяние, Наука, М., 1984 ⁴ М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, Наука, М., 1970 ⁵ И. М. Франк, Изв. АН СССР. Сер. физич., т. 6, с. 3 (1942); Излучение Черенкова для мультиполей, в сб.: Памяти Сергея Ивановича Вавилова, Изд. АН СССР, 1952. ⁶ В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, т. 10, с. 589 (1940). ⁷ J. Duiring, N. Bloembergen, Phys. rev. v. 133 A, p. 1493 (1964) ⁸ И. Керман, Б. Вильгельми, Лазеры сверхкоротких световых импульсов, Мир, М., 1986. ⁹ С. Л. Шапиро, Д. Бредли, Э. Инпен, Сверхкороткие световые импульсы, Мир, М., 1981. ¹⁰ D. H. Auston, I. A. Valdmants, D. A. Kleinman, Phys. rev. lett., v. 53, p. 1555 (1984).