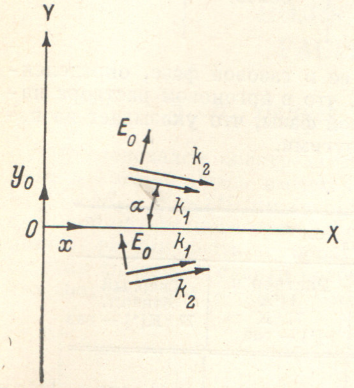
УДК 537.24 : 535.23

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ ВАВИЛОВА—ЧЕРЕНКОВА ОТ СВЯЗАННЫХ ЗАРЯДОВ

А. К. Шевченко

Вопрос об излучении Вавилова—Черенкова от связанных зарядов, поднятый в работах Аскарьяна [1], был исследован им лишь в общих чертах. В частности, оценка излучаемой мощности была произведена на простейшем примере луча, распространяющегося в бесконечной нелинейной среде и промодулированного моноимпульсом. В последнее время был предложен способ формирования такой структуры связанных зарядов, при которой излучаемая мощность существенно возрастает [2]. Однако расчет, приведенный в [2], относился к упрощенной модели и не учитывал ни потерь в среде, ни влияния резонатора. Ниже дается более полная и строгая теория эффекта.



Взаимная ориентация монохроматических волн, приводящая к возникновению плоскослоистой структуры связанных зарядов.

Зададим усредненную по оптической частоте нелинейную часть поляризации в виде плоской слоистой структуры

$$\mathbf{P} = \mathbf{y}_0 P_y = \mathbf{y}_0 2\chi E_0^2 \sin \varkappa y e^{i(k_0 x - \omega_0 t)}. \tag{1}$$

Такую поляризацию можно возбудить, например, в нелинейной изотропной среде, если создать в ней световое поле в виде суммы четырех плоских монохроматических волн с одинаковой амплитудой E_0 (см. рисунок,) у которых напряженность электрического поля лежит в плоскости рисунка [2]. Волновые векторы двух волн составляют небольшой угол α с положительным направлением оси OX, волновые векторы двух других — $-\alpha$; частоты колебаний в каждом луче равны ω_1 и ω_2, а модули волновых векторов — k_1 и k_2. Другие обозначения $k_0 = k_2 - k_1 = \omega_0 n/c$, $\omega_0 = \omega_2 - \omega_1$, $\varkappa = \alpha\,(k_1 + k_2)$, n — показатель преломления для света с частотой, лежащей в диапазоне $\omega_1 \div \omega_2$. Система координат декартова, ось OZ перпендикулярна плоскости рисунка.

Поляризации в виде (1) соответствуют плотность связанных зарядов $\rho_{\text{св.}}$ и ток поляризации $\mathbf{j}$, равные

$$\left.\begin{aligned} \rho_{\text{св.}} &= -\frac{\partial P_y}{\partial y} = \rho_0 \cos \varkappa y e^{i(k_0 x - \omega_0 t)}, \quad \rho_0 = -2\varkappa\chi E_0^2, \\ \mathbf{j} &= \mathbf{y}_0 \frac{\partial P_y}{\partial t} = \frac{i\omega_0 \rho_0}{\varkappa} \sin \varkappa y e^{i(k_0 x - \omega_0 t)} \mathbf{y}. \end{aligned}\right\} \tag{2}$$

Выражения (2) для простоты заданы в бесконечном пространстве. Такая постановка задачи позволяет получить решение для поля излучения, которое справедливо в среде, ограниченной прямоугольным резонатором, в одном, но наиболее важном случае, когда резонансная частота равна ω_0, а потери в стенках отсутствуют.

Задача об излучении системы зарядов и токов (2) решается с помощью уравнений Максвелла для Фурье-компонент электродинамических потенциалов φ_k и $\mathbf{A}_k$

$$\left.\begin{aligned} &\varepsilon\left(\mathbf{k}^2 \varphi_k + \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi_k}{\partial t^2}\right) = \frac{\rho_0}{2\pi^2} e^{-i\omega_0 t} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \cos \varkappa y e^{ik_0 x} e^{-i\mathbf{kr}} d\mathbf{r} = \\ &= 2\pi\rho_0 \delta(k_0 - k_x)\,[\delta(\varkappa - k_y) + \delta(\varkappa + k_y)]\,\delta(k_z)\, e^{-i\omega_0 t}, \\ &\mathbf{k}^2 (A_y)_k + \frac{\varepsilon}{c^2}\frac{\partial^2 (A_y)_k}{\partial t^2} = \frac{i\rho_0\omega_0}{2\pi^2 c\varkappa} e^{-i\omega_0 t} \iiint\limits_{-\infty}^{\infty} \sin \varkappa y e^{ik_0 x} e^{-i\mathbf{kr}} d\mathbf{r} = \\ &= \frac{2\pi\rho_0\omega_0}{c\varkappa} \delta(k_0 - k_x)\,[\delta(\varkappa - k_y) - \delta(\varkappa + k_y)]\,\delta(k_z)\, e^{-i\omega_0 t}. \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

Здесь ε — диэлектрическая постоянная среды на частоте ω_0. Полагая временную зависимость потенциалов в виде $e^{-i\omega_0 t}$, получаем

$$\left.\begin{aligned} \varphi_k &= \frac{2\pi\rho_0\delta(k_0-k_x)\left[\delta(\varkappa-k_y)+\delta(\varkappa+k_y)\right]\delta(k_z)\,e^{-i\omega_0 t}}{\varepsilon\left(\mathbf{k}^2-\frac{\varepsilon\omega_0^2}{c^2}\right)}, \\ (A_y)_k &= \frac{2\pi\rho_0\omega_0\delta(k_0-k_x)\left[\delta(\varkappa-k_y)-\delta(\varkappa+k_y)\right]\delta(k_z)\,e^{-i\omega_0 t}}{\varkappa c\left(\mathbf{k}^2-\frac{\varepsilon\omega_0^2}{c^2}\right)}. \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

Напряженность электрического поля равна

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \int\limits_{-\infty}^{\infty}\left[\mathbf{y}_0\frac{i\omega_0}{c}(A_y)_k - i\mathbf{k}\varphi_k\right]e^{i\mathbf{kr}}d^3k = \\ &= -\mathbf{x}_0\frac{4i\pi\rho_0 k_0\cos\varkappa y}{\varepsilon\left(\varkappa^2+k_0^2-\frac{\varepsilon\omega_0^2}{c^2}\right)}e^{i(k_0x-\omega_0t)} + \\ &\quad + \mathbf{y}_0\frac{4\pi\rho_0(\varkappa^2c^2-\varepsilon\omega_0^2)\sin\varkappa y}{\varkappa\varepsilon c^2\left(\varkappa^2+k_0^2-\frac{\varepsilon\omega_0^2}{c^2}\right)}e^{i(k_0x-\omega_0t)}. \end{aligned} \tag{5}$$

Средняя плотность мощности, отдаваемой полю сторонними силами, равна $\bar{w} = -\overline{E_y j_y^*}$. Чтобы найти ее максимальное значение, явно введем в выражение для E_y малые потери, представив ε в виде $\varepsilon = \varepsilon_0 + i\varepsilon_1$, где $(\varepsilon_1/\varepsilon_0) \ll 1$. Тогда

$$E_y = \frac{4\pi\rho_0\sin\varkappa y e^{i(k_0x-\omega_0t)}}{\varkappa}\,\frac{c^2\varkappa^2-\varepsilon_0\omega_0^2-i\varepsilon_1\omega_0^2}{\varepsilon_0\left[c^2\varkappa^2-\omega_0^2(\varepsilon_0-n^2)\right]+i\varepsilon_1\left[c^2\varkappa^2-\omega_0^2(2\varepsilon_0-n^2)\right]}. \tag{6}$$

Максимальное значение $(E_y)_{\max}$ в первом приближении получается при равенстве нулю действительной части знаменателя в выражении (6), т. е. при

$$\varkappa_0 = \frac{\omega_0}{c}\sqrt{\varepsilon_0-n^2} = \alpha_0(k_1+k_2), \tag{7}$$

$$(E_y)_{\max} = -i\frac{4\pi\rho_0\sin\varkappa_0 y e^{i(k_0x-\omega_0t)}}{\varkappa_0}\,\frac{n^2}{\varepsilon_1\varepsilon_0}. \tag{8}$$

Из выражения (7) следует, что действительные значения $\varkappa_0$ и α_0 можно получить только при выполнении неравенства

$$\varepsilon_0 - n^2 > 0. \tag{9}$$

Так как скорость распространения колебаний с частотой ω_0 равна $v_\omega = c/n_\omega = c/\sqrt{\varepsilon_0}$, а скорость, с которой перемещается распределение связанных зарядов, равна $v_{\text{св.}} = \omega_0/k_0 = c/n$, то из условия (9) получаем соотношение, характерное для эффекта Вавилова—Черенкова,

$$v_{\text{св.}} > v_\omega. \tag{10}$$

Если в качестве нелинейной среды взят, например, ионный кристалл, для выполнения условия (9) необходимо, чтобы частоты $\omega_1 \div \omega_2$ и ω_0 лежали бы по разные стороны от инфракрасной области поглощения.

Из (2) и (8) находим максимальное значение средней плотности мощности, выделяемой сторонними силами

$$\bar{w}_{\max} = \frac{4\pi\chi^2 n^2\omega_0 E_0^4}{\varepsilon_1\varepsilon_0}. \tag{11}$$

Выразим E_0 через плотность потока световой энергии P на одной из частот $E_0^2 = 4\pi P/cn$ и подставим в (11)

$$\bar{w}_{\max} = \frac{\pi\omega_0}{\varepsilon_1\varepsilon_0}\left(\frac{8\pi\chi P}{c}\right)^2. \tag{12}$$

Перейдем к среде, ограниченной резонатором. Из (5) и (7) следует, что резонатор для колебаний с частотой ω_0 может быть образован металлическими плоскостями без потерь, параллельными плоскости XOZ и пересекающими ось OY в точках

$$y_m = \frac{\pi}{\varkappa_0}\left(\frac{1}{2} + m\right), \tag{13}$$

где m — любое целое число. Отсюда расстояние между пластинами

$$H = \frac{M\pi}{\varkappa_0} = M\pi \frac{c}{\omega_0 \sqrt{\varepsilon_0 - n^2}}, \tag{14}$$

где M — целое положительное число. Мощность входящего в резонатор светового луча одной из частот равна $W = PH$; мощность на частоте ω_0, выделяемая на единицу длины резонатора, равна тогда

$$w_{\max} = \bar{w}_{\max} H = \frac{\sqrt{\varepsilon_0 - n^2}}{M c \varepsilon_1 \varepsilon_0}\left(\frac{8\pi\omega_0\chi W}{c}\right)^2. \tag{15}$$

Для оценки эффекта подставим ориентировочные значения: $\varepsilon_0 = 10$, $\varepsilon_1 = 10^{-2}$, $M = 10$, $n = 1.7$, $\omega_0 = 10^{13}$, $\chi = 10^{-9}$ СГСЕ, $W = 10^7$ вт $= 10^{14}$ эрг/сек. Тогда $W_{\max} = 10$ вт.

Отметим, что в отличие от хорошо известного метода выделения разностной частоты с помощью фазового синхронизма, метод, описанный выше, позволяет реализовать условие максимальной эффективности преобразования (7) практически в любой нелинейной среде и не ограничивает рабочее пространство длиной синхронизма.

Литература

[1] Г. А. Аскарьян. ЖЭТФ, *42*, 1360, 1962; *45*, 643, 1963.

[2] Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, А. К. Шевченко. Письма в ЖЭТФ, *18*, 211, 1973.

Поступило в Редакцию 1 февраля 1974 г.

УДК 535.375.5 : 548.0

СПЕКТР МАЛЫХ ЧАСТОТ МОНОКРИСТАЛЛА 1,3,5-ТРИХЛОРБЕНЗОЛА

В. Ф. Шабанов, В. Г. Подопригора и *В. П. Спиридонов*

Интерпретация спектра малых частот является одной из наиболее важных задач при изучении предельных решеточных колебаний, поскольку лишь при верном отнесении линий возможно получить основные микро- и макроскопические параметры кристалла из спектральных данных.

Целью настоящей работы является теоретическое и экспериментальное исследование спектра малых частот 1,3,5-трихлорбензола.

Это вещество кристаллизуется в орторомбической пространственной группе симметрии $P2_12_12_1$ (D_2^4) с четырьмя молекулами в элементарной ячейке [1]. Внешние колебания молекул ячейки описываются 12 трансляционными и 12 ориентационными координатами. Из них 3 трансляционных являются акустическими. Теоретико-групповое рассмотрение позволяет классифицировать оптические колебания по типам симметрии следующим образом:

$$\Gamma_{\text{ор.}} = 3A + 3B_1 + 3B_2 + 3B_3,$$

$$\Gamma_{\text{тр.}} = 3A + 2B_1 + 2B_2 + 2B_3.$$

Все они активны в спектре комбинационного рассеяния.

Спектр комбинационного рассеяния 1,3,5-трихлорбензола изучался ранее в неполяризованном свете в работе [2], где приводятся 6 линий. В работе [3] проведены поляризационные съемки монокристалла данного соединения, что дало возможность выявить 16 линий и разнести их по типам симметрии. Однако авторами [3] направления кристаллографических осей a и b выбраны произвольно, и поэтому, естественно, их интерпретация антисимметричных колебаний является неоднозначной.

Необходимые для исследований в настоящей работе монокристаллы были выращены из расплава в трубке с оттянутым капилляром. Ориентировка их производилась на рентгеноспектрометре с точностью до 10′.

В качестве источника возбуждения спектра использовался лазер на ионизированном аргоне с керамическим капилляром и ртутным катодом. Длина волны возбуждаю-