Краткие сообщения по физике № 7 июль 1971

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В ОРГАНИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛАХ

А. И. Плис, Н. М. Сафиходжаев

Как известно /1/, при движении заряженной частицы вдоль оптической оси одноосного бесконечного кристалла обыкновенные волны не излучаются даже при выполнении условия излучения Вавилова-Черенкова $\varepsilon_o\beta^2 - 1 > 0$. Это объясняется тем, что в одноосном кристалле электрический вектор обыкновенной волны всегда перпендикулярен оптической оси, а значит, заряд, движущийся вдоль оптической оси, не совершает работу против поля обыкновенной волны.

В настоящем сообщении показано, что при наличии границы раздела обыкновенные волны могут генерироваться и в случае движения частицы вдоль оптической оси кристалла.

Направим ось x декартовой системы координат вдоль оптической оси кристалла, а ось z - перпендикулярно границе раздела. При таком выборе координатных осей кристалл характеризуется диагональным тензором диэлектрической проницаемости ($\varepsilon_{xx}=\varepsilon_e$, $\varepsilon_{yy}=\varepsilon_{zz}=\varepsilon_o$), координаты частицы с зарядом q - $x = vt$, $y = 0$, $z = 0$, а граница раздела задается уравнением $z = -d$. Диэлектрическую проницаемость изотропной среды обозначим через ε_2 и обе среды считаем немагнитными ($\mu_1 = \mu_2 = 1$).

Как и в /2/, решение построим воспользовавшись аналогией со случаем падения плоской световой волны на границу раздела двух сред. Поле в кристалле будет слагаться из собственных ("падающих") волн и "отраженных", а поле в изотропной среде будет представлять собой преломленные волны.

Воспользовавшись формулами (П.16–П.18) работы /1/, собственное поле частицы в данном случае можно записать в виде

$$H_{xe}^{(0)} = 0,$$

$$H_{ye}^{(0)} = -\frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega \exp(i\nu_e)\,\mathrm{sign}\,z, \tag{1}$$

$$H_{ze}^{(0)} = \frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega \frac{k_y}{k_{ze}} \exp(i\nu_e),$$

где введены следующие обозначения:

$$k_{ze} = \sqrt{\varepsilon_e \frac{\omega^2}{c^2} - \frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_o} k_x^2 - k_y^2}, \quad k_x = \frac{\omega}{v},$$

$$\nu_e = \frac{\omega}{v} x + k_y y + k_{ze}|z| - \omega t.$$

Из (1) видно, что собственное поле частицы разлагается только по необыкновенным "неоднородным" плоским волнам.

С помощью формул Френеля, полученных в /3/ для случая падения плоской необыкновенной волны на границу кристалла с изотропной средой, легко можно найти выражения для полей в обоих средах. Так, например, для "отраженной" необыкновенной волны получаем

$$H_{xe}^{(1)} = 0, \tag{2}$$

$$H_{ye}^{(1)} = -\frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega \frac{f(-k_{ze})}{f(k_{ze})} \exp(i\nu_{1e}),$$

$$H_{ze}^{(1)} = -\frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega\,\frac{f(-k_{ze})k_y}{f(k_{ze})k_{ze}}\exp(i\nu_{1e}), \qquad (2$$

а для обыкновенной

$$E_{xo}^{(1)} = 0,$$

$$E_{yo}^{(1)} = -\frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega\,\frac{\psi(k_{ze})k_{zo}}{f(k_{ze})\varepsilon_o k_{ze}}\exp(i\nu_{10}), \qquad (3)$$

$$E_{zo}^{(1)} = \frac{q}{2\pi c}\iint dk_y d\omega\,\frac{\psi(k_{ze})k_y}{f(k_{ze})\varepsilon_o k_{ze}}\exp(i\nu_{10}).$$

Здесь и далее нижним индексом "о" обозначены величины, относящиеся к обыкновенным волнам, а индексом "е" – к необыкновенным; кроме того введены следующие обозначения

$$k_{zo} = \sqrt{\varepsilon_o\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2}, \quad k_{z2} = \sqrt{\varepsilon_2\frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 - k_y^2},$$

$$\nu_{10} = (k_{zo} + k_{ze})d + \frac{\omega}{v}x + k_y y + k_{zo}z - \omega t,$$

$$\nu_{1e} = 2k_{ze}d + \frac{\omega}{v}x + k_y y + k_{ze}z - \omega t,$$

а $f(k_{ze})$ и $\psi(k_{ze})$ определяются формулами

$$f(k_{ze}) = \varepsilon_o\frac{\omega^2}{c^2}(k_{ze} - k_{z2})(k_{zo}\varepsilon_2 + \varepsilon_o k_{z2})k_y^2 -$$

$$- (k_{zo} + k_{z2})(\varepsilon_2 k_{zo}^2 - \varepsilon_o k_{z2}k_{ze})k_x^2 k_{zo}, \qquad (4)$$

$$\psi(k_{ze}) = 2\frac{\omega}{c}\varepsilon_o k_x k_y k_{ze}(\varepsilon_o - \varepsilon_2)(k_x^2 + k_y^2).$$

Полные потери энергии на излучение находятся как работа против поля только необыкновенной волны

$$\frac{dW}{dz} = q\left|E_{xe}^{(0)} + E_{xe}^{(1)}\right|\Bigg|_{\substack{x=vt. \\ y=0 \\ z=0}}$$

Величины $E_{xe}^{(0)}$ и $E_{xe}^{(1)}$ легко находятся из (1) и (2) с помощью уравнений Максвелла. В результате получаем формулу для полных потерь в наиболее общем виде

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{q^2}{\pi v}\iint d\omega dk_y\,\frac{\varepsilon_e(\varepsilon_o\beta^2 - 1)\omega}{\varepsilon_o^2 v k_{ze}}\left(1 - \frac{f(-k_{ze})}{f(k_{ze})}\exp(ik_{ze}d)\right). \tag{5}$$

Если условия Черенкова выполнены только для какой-нибудь одной волны, то (5) позволяет найти и угловое распределение интенсивности излучения на этой волне. Если же условия излучения выполнены сразу для нескольких волн, то угловое распределение излучения для каждой из волн может быть найдено по потоку вектора Пойнтинга. Так, например, для потока вектора Пойнтинга обыкновенной волны нетрудно получить:

$$\frac{dW_o}{dz} = \frac{q^2}{\pi v^2}\int\limits_{\substack{\omega>0 \\ \varepsilon_o\beta^2-1>0}} d\omega\int\limits_0^{\frac{\omega}{v}\sqrt{\varepsilon_o\beta^2-1}} dk_y\,\frac{(\varepsilon_o\beta^2 - 1)k_{zo}\omega c}{\varepsilon_o^2}\times$$

$$\times\left|\frac{\psi(k_{ze})}{k_{ze}f(k_{ze})}\right|^2\exp\left[i(k_{ze} - k_{ze}^*)d\right]$$

Оставляя подробный анализ углового и спектрального распределения излучения в обоих средах для отдельного сообщения, остановимся здесь на выяснении зависимости интенсивности излучения обыкновенной волны от параметра d. Из (6) видно, что если условия излучения выполнены для обыкновенной $(\varepsilon_0\beta^2 - 1>0)$ и необыкновенной волны $\left|\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_0}(\varepsilon_0\beta^2 - 1)>0\right|$ одновременно, то интенсивность обыкновенной волны не зависит от d; если же условия излучения выполнены для обыкновенной волны, а для необыкновенной волны не выполнены $\left|\frac{\varepsilon_e}{\varepsilon_0}(\varepsilon_0\beta^2 - 1)<0\right|$, то интенсивность излучения обыкновенной волны частоты ω на азимуте φ (φ - угол, который составляет с нормалью к границе раздела проекция волнового вектора на плоскость yz) определяется характерным множителем

$$\exp\left(-\frac{\omega}{v}d\sqrt{(\varepsilon_0\beta^2 - 1)\left(\frac{|\varepsilon_e|}{\varepsilon_0} + \cos^2\varphi\right)}\right).$$

Авторы благодарят Б. М. Болотовского за полезные советы и обсуждение результатов.

Поступила в редакцию
26 апреля 1971 г.

Литература

1. Б. М. Болотовский. УФН, 62, 201 (1957).
2. А. И. Плис, Н. М. Сафиходжаев. Сб. Краткие сообщения по физике ФИАН, № 6, стр. 49 (1971).
3. Ф. И. Федоров, В. В. Филиппов. Ж. прикл. спектр., 9, 1031 (1968).