

где  $T$  — температура в энергетических единицах, получим

$$\varepsilon_2 \approx \frac{\lambda^4}{a_m} \frac{1}{\Delta \varepsilon^2 T}, \quad (6)$$

где  $a_m$  — размер молекулы (здесь использована известная оценка  $K \sim T/a_m$ ). При значениях параметров  $\lambda \sim 10^{-4}$  см,  $\Delta \varepsilon \sim 1$ ,  $T \sim 10^{-14}$  эрг,  $a_m \sim 10^{-7}$  см из (9) получим  $\varepsilon_2 \sim 10^5$  см<sup>3</sup>/эрг. На самом деле значение  $\varepsilon_2$  гораздо меньше, так как для сохранения однородности ориентации ЖК ячеек используются толщины  $L < \sigma^{-1}$ .

Отметим, что одно из замечательных свойств ориентационной нелинейности состоит в ее нерезонансности. В то же время мы видим, что максимально возможный нелинейный набег фазы весьма сильно зависит от длины световой волны  $\delta\Phi_m \sim \lambda^5$ . Для однослойной прозрачной ячейки имеем  $\delta\Phi \sim \lambda^{-1}$ , для многослойной же ячейки  $\delta\Phi_N \sim \lambda$ .

Интересно заметить также, что если  $\delta\Phi/\delta\Phi_m \sim (\sigma L)^3$ , то  $\delta\Phi_N/\delta\Phi_m \sim (\sigma L)^2$ .

5. Выше мы рассматривали фактически наклонное распространение световой волны относительно директора, не выписывая явным образом факторы, связанные с конкретной геометрией эксперимента. При нормальном падении волны на гомеотропный слой НЖК переориентация приобретает пороговый характер, причем пороговая плотность мощности  $P \sim L^{-2}$ . Поэтому в многослойной ячейке с тонкими слоями  $P$  может оказаться столь большой, что практически исключится возможность переориентации при нормальном падении световой волны на НЖК.

Авторы благодарят Б. Я. Зельдовича за ценные обсуждения.

### Литература

- [1] Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. УФН, 1985, т. 147, № 4, с. 633—674; *Khoi I. C., Shen Y. R. Opt. Engin.*, 1985, v. 24, N 2, p. 579—585; *Tabiryani N. V., Sukhov A. V., Zel'dovich B. Ya. Mol. Cryst. Liquid Cryst.*, 1986, v. 136, N 1, p. 1—140.  
[2] Вальков А. Ю., Зубков Л. А., Романов В. П. Письма в ЖЭТФ, 1984, т. 40, № 7, с. 281—283.

Институт прикладных проблем физики  
АН АрмССР

Поступило в Редакцию  
22 июня 1987 г.

## ИЗЛУЧЕНИЕ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКОГО ЗАРЯДА НА ГРАНИЦЕ ПОЛЯ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Р. Мкртчян, Л. Ш. Григорян

Проблема излучения заряда, движущегося в неоднородной среде [1-3], исследована многими авторами. В частности, большой практический и теоретический интерес представляет рентгеновское переходное излучение [2]. Важным является также вопрос управления параметрами излучения (усиление, монохроматизация). В данной работе рассмотрено излучение ультрарелятивистского заряда в рентгеновском диапазоне длин волн, индуцированное ультразвуком. Эта задача исследована в [3]. Однако до сих пор не изучено влияние границы поля ультразвуковой волны на параметры такого излучения. В качестве простейшей задачи подобного рода рассмотрим электромагнитное излучение, возникающее при пролете ультрарелятивистского заряда сквозь границу  $z_0$ , разделяющую однородную область среды от области, возмущенной ультразвуковыми колебаниями. В этом случае диэлектрическую проницаемость вещества (магнитную проницаемость считаем равной 1) можно представить в виде

$$\varepsilon = \begin{cases} \varepsilon_0 & \text{при } z < z_0, \\ \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon \cos(k_0 z - \omega_0 t + \varphi) & \text{при } z > z_0, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\varepsilon_0$  — ее значение в невозмущенной области;  $\Delta\varepsilon$  — амплитуда колебаний  $\varepsilon$ , наведенных ультразвуком;  $k_0, \omega_0, \varphi$  — волновое число, частота и начальная фаза. В пределе  $z_0 \rightarrow -\infty$  задача решена в [3] (см. также [1]). Мы ограничимся рассмотрением наиболее интересного случая, когда траектория частицы перпендикулярна к поверхности  $z=z_0$  (скорость частицы  $v_z \approx cn_z$ , где  $n_z$  — нормаль к границе  $z=z_0$ ).

Энергия, излученная зарядом в телесный угол  $d\Omega$ , в интервале частот  $d\omega$  за все время движения определяется простой формулой [4]

$$dW \approx 4\pi^4 \varepsilon_0^{1/2} \frac{\omega^4}{c^3} |\mathbf{e}_\sigma \cdot [(\varepsilon - \varepsilon_0) \mathbf{E}_0]_{\mathbf{k}\omega}|^2 d\Omega d\omega \quad (2)$$

при  $|\varepsilon - \varepsilon_0| \ll \varepsilon_0$ . Здесь  $\mathbf{k} = \omega \varepsilon_0^{1/2} \mathbf{n}/c$  — волновой вектор излученного фотона;  $\mathbf{e}_\sigma$  — единичные ( $\sigma=1, 2$ ) ортонормальные векторы его поляризации;  $\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_\sigma = 0$ ;  $\mathbf{E}_0$  — напряженность электрического поля заряда в невозмущенной среде (рассчитана в [1-3]);  $[(\varepsilon - \varepsilon_0) \mathbf{E}_0]_{\mathbf{k}\omega}$  — фурье-образ произведения  $(\varepsilon - \varepsilon_0)$  на  $\mathbf{E}_0$ . При выводе (2) зависимость  $\varepsilon(\omega)$  в [4] не учитывалась. Тем не менее частотная дисперсия будет учтена правильно, если в конечном результате  $\varepsilon$  заменить на  $\varepsilon(\omega)$  [3-5]. Практически все излучение ультрарелятивистской частицы приходится на частоты  $\omega \gg \omega_{pl} = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$  и направлено вперед, а зона его формирования имеет

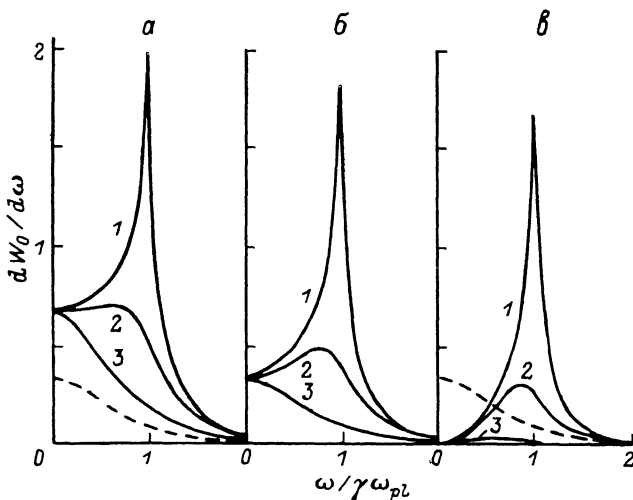


Рис. 1. Спектр излучения ультрарелятивистского заряда в поле ультразвуковой волны (1).  $1 - \alpha = 0.9999$ ,  $2 - 0.95$ ,  $3 - \leq 0.3$ .  $W_0 = 4\pi c n_0^2 W / q^2 \Delta n^2$ . Штриховая кривая — переходное излучение того же заряда на границе раздела двух однородных сред с плотностями электронов  $n_0$  и  $n_0 + 2^{-1/2} \Delta n$ .  $a - \varphi = 0$ ,  $b - 45^\circ$ ,  $c - 90^\circ$ .

макроскопические размеры [1-3];  $e, m_e$  — заряд и масса электрона,  $n_0$  — плотность электронов в веществе. Это обстоятельство позволяет описывать среду макроскопическими величинами

$$\varepsilon_0 = 1 - \omega_{pl}^2 / \omega^2, \quad \Delta\varepsilon = -\omega_{pl}^2 \Delta n / \omega^2 n_0, \quad (3)$$

где  $\Delta n$  — амплитуда колебаний плотности электронов в области  $z > z_0$ , а  $|\Delta\varepsilon| \ll \varepsilon_0 \approx 1$ . Для упрощения расчетов мнимую часть  $\varepsilon$  мы не учитываем, считая среду достаточно прозрачной.

При взаимодействии заряда с фотоном и квантом ультразвуковых колебаний (волновой вектор  $\mathbf{k}_s = k_s \mathbf{n}_s$ ) законы сохранения энергии и импульса можно преобразовать к виду

$$1 - \varepsilon_0^{1/2} \frac{v}{c} \cos \theta \pm \frac{k_s v}{\omega} = 0, \quad (4)$$

$v \approx c$ ,  $\theta$  — угол между  $\mathbf{k}$  и  $\mathbf{n}_s$  (для представляющих интерес случаев  $\omega_s \ll \omega$ ). Знак «+» соответствует процессу поглощения звука и излучения фотона (или наоборот), а «-» процессу одновременного поглощения (или излучения) зарядом обеих волн. Легко видеть, что при  $z_0 = -\infty$  ( $k_s = k_0, \omega_s = \omega_0$ ) вперед под малыми углами  $\sim \gamma^{-1}$  ( $\gamma$  — лоренц-фактор частицы) излучаются электромагнитные волны с частотами [3]

$$\alpha - (\alpha^2 - 1)^{1/2} < \frac{\omega}{\gamma \omega_{pl}} < \alpha + (\alpha^2 - 1)^{1/2}, \quad \alpha \equiv \frac{k_0 c \gamma}{\omega_{pl}}. \quad (5)$$

Излучения нет при  $\alpha < 1$ . В случае (1) мы имеем дело со спектром звуковых квантов, и поэтому излучение будет иметь место и при  $\alpha < 1$ . Оно имеет крутой максимум под углом  $\theta_1 \sim (1-\alpha)^{1/2}\gamma^{-1}$ . Проинтегрировав (2) по  $\Omega$  в окрестности  $\theta_1$ , найдем спектр излучения

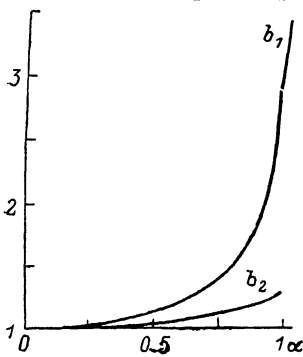


Рис. 2. Зависимость  $b_1$  и  $b_2$  из формулы (6) от  $\alpha = k_0 c \gamma / \omega_{pl}$ .

(рис. 1). При  $\alpha \leq 1$  (независимо от  $\varphi$ ) имеется максимум в окрестности  $\gamma\omega_{pl}$ . Нетрудно понять его природу. Излученная энергия пропорциональна числу квантов ультразвукового поля  $N_s(k_s)$ , способных путем их поглощения зарядом родить  $\gamma$ -кванты. Можно убедиться, что максимумы на кривых рис. 1 соответствуют максимумам функции  $N_s[k_s(\omega, \theta \sim \theta_1)]$  (см. (4)) при тех же  $\varphi$  и  $\alpha$ . Полная энергия излучения

$$W \approx (b_1 + b_2 \cos 2\varphi) W_{tr}, \quad (6)$$

где  $W_{tr} = q^2 \Delta n^2 \gamma \omega_{pl} / 48 c n_0^2$  — энергия переходного излучения заряда  $q$  на границе раздела однородных сред с плотностями электронов  $n_0$  и  $n_0 + 2^{-1/2} \Delta n$  (эффективное значение в поле ультразвуковой волны), а величины  $b_1, b_2$  приведены на рис. 2. При  $\alpha \leq 0.3$  имеем  $b_1 \approx 1 + 0.45\alpha^2$  и  $b_2 \approx 1 + 0.15\alpha^2$ .

Отметим, что особый интерес представляет задача о пластине с возбужденными в ней стоячими ультразвуковыми колебаниями. Например, при пролете электронов с  $\gamma = 10^4$  через пластину поликристаллического  $\text{SiO}_2$  или аморфного кварцевого стекла, в котором возбуждены колебания с длиной волны 0.4 мм, кроме переходного [2] будет также дополнительное излучение с  $\omega \approx 5 \cdot 10^{20}$  Гц. Результаты расчетов публикуются в следующей работе.

### Литература

- [1] Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Ереван, 1969, 457 с.
- [2] Гарибян Г. М., Ян Ши. Рентгеновское переходное излучение. Ереван, 1983, 320 с.
- [3] Гинзбург В. Л., Цытович В. Н. Переходное излучение и переходное рассеяние. М.: Наука, 1984, 360 с.
- [4] Давыдов В. А. Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т. 25, № 12, с. 1429—1448.
- [5] Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1981, 503 с.

Институт прикладных проблем физики  
АН АрмССР  
Ереван

Поступило в Редакцию  
22 июня 1987 г.

## НАПРЯЖЕНИЕ ГОРЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНЫХ ВАКУУМНЫХ ДУГ НА ЧИСТЫХ МЕТАЛЛАХ

В. Н. Баринов, В. К. Гончаров, Е. П. Туромша

В настоящее время широкое применение в сильноточной коммутирующей технике получили разного рода вакуумные приборы, действие которых связано с возникновением дугового разряда (управляемые вакуумные разрядники, вакуумные выключатели и др.). Весьма актуальным становится исследование физических процессов, происходящих в плазме и приэлектродных областях вакуумных дуг, в частности систематическое изучение электрических характеристик сильноточных импульсных разрядов.

Целью данной работы является измерение напряжения горения сильноточных импульсных разрядов в вакууме на 22 чистых металлах.

Эксперименты проводились на установке, описанной в [1]. Источником питания импульсной вакуумной дуги служил (R—L—C)-контур с изменяющимися параметрами, генерирующий аperiodические импульсы тока амплитудой от 10 А до 20 кА и длительностью от 5 мкс до 300 мс. Давление остаточных газов в рабочей камере  $P \sim 10^{-3}$  Па. Инициирование разряда осуществлялось при помощи вспомогательного электрода, помещенного вблизи катода.