Из (7) следует, что расстояние между полосами интерферограмм, соответствующих максимальному значению ультразвукового поля, пропорционально $\cos 2k_3z$. Анализ интерферограммы (рис. 2) показывает, что длина ультразвуковой волны в воде $\lambda_3=0.19$ см. При использованной частоте ультразвука $\nu=8\cdot10^5$ Гц это значение дает возможность вычислить скорость звука в воде, составившую $1.5\cdot10^5$ см.

В результате проведенной работы продемонстрирована перспективность использования динамической голографии на фоторефрактивных кристаллах для визуализации сложных распределений стоячих ультразвуковых колебаний в жидкостях. Данная методика может оказаться особенно удобной для изучения влияния на распределения ультразвуковых колебаний таких параметров, как геометрия кюветы и излучателя, частота возбуждаемого ультразвука, качество и характер исследуемой жидкости.

По сравнению с хорошо известными теневыми и интерференционными методами визуализации стоячих ультразвуковых волн основное достоинство обсуждаемой методики заключается в возможности качественной визуализации ультразвуковых полей даже в случае исследования объектов, вносящих сильные фазовые искажения в световое поле (например, исследования рассеивающих свет жидкостей или жидкостей, находящихся в кюветах сложной формы и пр.). Данная особенность является следствием голографической природы методики.

Литература

[1] *Marrakchi A., Huignard J. P., Günter P.* Appl. Phys., 1981, v. 24, N 2, p. 131—138.
[2] *Staebler D. L., Amodey J. J.* J. Appl. Phys., 1972, v. 43, N 3, p. 1042—1049.
[3] *Huignard J. P., Marrakchi A.* Opt. Lett., 1981, v. 6, N 12, p. 622—624.
[4] *Kamshilin A. A., Petrov M. P.* Opt. Comm., 1985, v. 53, N 1, p. 23—26.
[5] *Вест Ч.* Голографическая интерферометрия. М.: Мир, 1982. 532 с.
[6] *Kukhtarev N. V., Dovgalenko G. E., Starkov V. N.* Appl. Phys. A., 1984, v. 33, N 2, p. 227—230.
[7] *Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П.* Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1975. 680 с.
[8] *Пенчева Т. Г., Степанов С. И.* ФТТ, 1982, т. 24, № 4, с. 1214—1216.
[9] *Балакший В. И., Парыгин В. Н., Чирков Л. Е.* Физические основы акустооптики. М.: Радио и связь, 1985. 480 с.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
2 октября 1986 г.
В окончательной редакции
10 апреля 1987 г.

УДК 539.124.6 *Журнал технической физики, т. 57, в. 10, 1987*

ИНТЕНСИВНОСТЬ ЖЕСТКОЙ ЧАСТИ СПЕКТРА ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЗИТРОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ МОНОКРИСТАЛЛЫ

В. В. Белошицкий, А. Х. Хоконов

Значительное превышение спектральной плотности излучения релятивистских заряженных частиц, движущихся в ориентированном монокристалле под углами к кристаллографическим осям или плоскостям, меньшими угла Линдхарда, над спектральной плотностью излучения в разориентированной мишени в области частот фотонов, составляющих сравнительно малую часть от полной энергии частицы [1], обусловило то, что основное внимание авторов теоретических и экспериментальных работ было посвящено области частот $\hbar\omega \ll E$, содержащей частоту максимума излучения ω_m. Для лептонов с энергиями 10—16 ГэВ эта область составляет 10^{-2} от полной энергии E, что позволяет пренебречь квантовым эффектом отдачи фотона в области частот $\omega \sim \omega_m$. Область же частот $\hbar\omega \sim E$ требует использования последовательного квантового формализма. В данной работе рассматривается излучение квазисвязанных атомными плоскостями позитронов в широком диапазоне энергий, не ограничиваясь какими-либо приближениями относительно частот излучения или траектории частицы.

Наш подход основан на точном вычислении матричных элементов для вероятностей переходов в потенциале, создаваемом двумя атомными плоскостями, вдоль которых движется позитрон

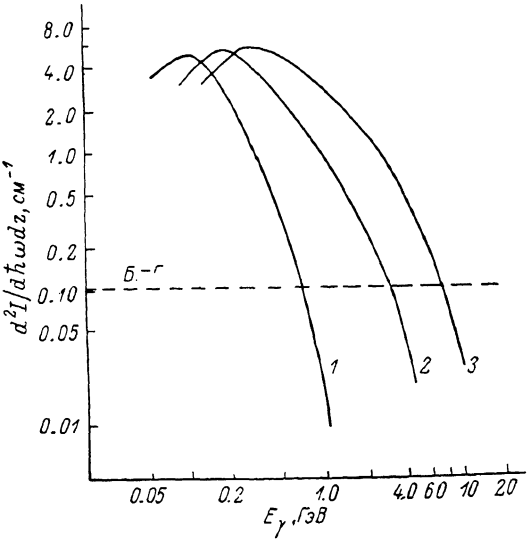
$$V(x) = V_0 x^2,$$

где

$$V_0 = 0.35\,(2\pi Z_2 e^2 N b d)\exp(-b\,d/2),$$

$b = 0.3/a_F$, a_F — радиус экранирования Томаса—Ферми, N — плотность атомов, Z_2 — заряд ядер мишени, d — ширина канала.

Спектральное распределение энергии излучения на единице длины получено использованием квантового выражения для вероятности перехода заряженной частицы в поперечном внешнем поле (см. формулы (87), (94) [2]), просуммированного по поляризациям фотонов. При суммировании по начальным поперечным энергиям позитрона использовалась классическая функция распределения по поперечным энергиям. Полный спектр излучения, включающий $\hbar\omega \sim E$, рассчитан нами для позитронов высоких энергий в алмазе при падении пучка вдоль направления (110) (см. рисунок). В области максимума при этом расчеты совпадают с результатами [3] без учета деканалирования. Основной интерес представляет скорость спада интенсивности спектральной плотности при больших частотах. В случае слабой недипольности, соответствующем диапазону энергий позитронов 1—10 ГэВ, интенсивность спадает достаточно быстро $\sim\omega^{-2}$, так что полные потери энергии на излучение могут быть вычислены по классической формуле ((81) [2]). Весьма важным является также тот факт, что выше некоторой энергии фотона спектральная интенсивность излучения в ориентированном кристалле меньше, чем для тормозного излучения в аморфном веществе. Это имеет место при энергиях фотонов $E_\gamma > E_\gamma^t$, причем отношение E_γ^t/E возрастает с энергией частицы. Пороговые значения энергии фотона E_γ^t, при которой спектральная плотность в ориентированном монокристалле сравнивается с спектральной плотностью интенсивности в разориентированной мишени, следующие:



Спектральная плотность интенсивности излучения позитронов при падении вдоль плоскости (110) монокристалла алмаза при угле влета $\psi_0 = 0$.

Начальная энергия позитронов, ГэВ: *1* — 10, *2* — 20, *3* — 30. Штриховая линия — излучение в разориентированном кристалле.

E, ГэВ	10	14	20	30
E_γ^t, ГэВ	0.7	1.6	3.1	7.0

E — энергия позитрона, влетающего в монокристалл алмаза вдоль плоскости (110) под углом $\psi_0 = 0$. Таким образом, усиление тормозного излучения происходит в области $E_\gamma < E_\gamma^t$, а при $E_\gamma > E_\gamma^t$, наоборот, происходит его подавление. При некоторой E имеет место усиление тормозного излучения почти во всем его диапазоне, за исключением области очень мягких фотонов $\omega \ll \omega_m$, которая дает малый вклад в интегральную интенсивность. Аналитическую оценку вероятности перехода можно получить, используя квазиклассическую теорию вычисления матричных элементов (см., например, § 51 [4]). Так, для вероятности W_{ba} перехода заряженной ультрарелятивистской частицы в поперечном внешнем поле $V(x)$ можно получить

$$W_{ba} \sim \exp\left(-\frac{2}{3}\,\frac{\omega m_0 c \gamma_b^{-2}}{(1-\varkappa)\,|\nabla_x V(x)|}\right),$$

где

$$\omega = \frac{1}{\hbar}(E_b - E_a), \quad \varkappa = \frac{\hbar\omega}{E_b}, \quad \gamma_b = \frac{E_b}{m_0 c^2},$$

m_0 — масса покоя позитрона, $\nabla_x = \partial/\partial x$, x — поперечная координата. При умеренной недипольности усиление полной интенсивности значительно меньше, чем максимальное усиление спектральной интенсивности. Однако с ростом энергии позитрона эти величины сближаются за счет роста полной интенсивности излучения, которое происходит из-за увеличения E_ζ^t/E. Как видно из полученных результатов, можно считать, что приближенный расчет полной интенсивности излучения $\partial E/dz$ по формулам классической электродинамики возможен до энергий в десятки ГэВ. Интенсивность в области максимума может быть корректно вычислена вплоть до энергий $E \sim E_q$, где

$$E_q = (m_0 c^2)^2 (\lambda\!\!\!^{-}_c \,|\, \nabla_x V \,|)^{-1} \sim 2 \text{ ТэВ},$$

$\lambda\!\!\!^{-}_c$ — комптоновская длина волны электрона.

Последняя граничная энергия близка к полученной ранее из качественных соображений [5]. Отметим, кстати, что когерентное тормозное излучение связано со слабыми отклонениями частицы, поэтому для него условия применимости классического рассмотрения являются более жесткими. Позитроны, движущиеся под углами к кристаллографической плоскости, значительно превышающими критический угол, будут генерировать когерентное тормозное излучение. Так как расчеты в [6, 7] не зависят фактически от направления движения частицы, заключение авторов о снижении порога применимости классических расчетов до $E=10$ ГэВ относится скорее всего к когерентному тормозному излучению.

Литература

[1] *Kumakhov M. A.* Phys. Lett. A, 1976, v. 57, N 1, p. 17—18.
[2] *Beloshitsky V. V., Komarov F. F.* Phys. Rep., 1982, v. 93, N 3, p. 117—197.
[3] *Базылев В. А., Белошицкий В. В., Глебов В. И.* и др. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 2, с. 608—626.
[4] *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. М.: Наука, 1974, с. 752.
[5] *Wedell R.* Rad. Eff., 1981, v. 56, N 1, p. 17—18.
[6] *Kimball J. C., Cue N.* Synchrotron Phys. Rev. Lett., 1984, v. 52, N 20, p. 1747—1750.
[7] *Cue N., Narsh B. B., Bian Z. H.* Phys. Rev. Lett., 1984, v. 53, N 10, p. 972—974.

Московский государственный
университет им. М. В. Ломоносова
Научно-исследовательский
институт ядерной физики

Поступило в Редакцию
3 октября 1986 г.

УДК 538.566.5 *Журнал технической физики, т. 57, в. 10, 1987*

ВЛИЯНИЕ ПЛЕНКИ СВЕРХПРОВОДНИКА, ПОМЕЩЕННОЙ В ПРЯМОУГОЛЬНЫЙ ВОЛНОВОД, НА УСЛОВИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ В НЕМ ОСНОВНОЙ МОДЫ

О. Г. Вендик, М. Бельски, М. М. Гайдуков, А. Б. Козырев, А. Ю. Попов

Использование пленок сверхпроводников в СВЧ микроэлектронике открывает перспективы создания целого класса новых элементов, принцип действия которых основан на переводе пленки из сверхпроводящего S в нормальнопроводящее N состояние, так называемое $S \to N$ переключение [1]. В частности, на этом принципе возможна реализация низкотемпературных элементов управления: коммутаторов, аттенюаторов, ограничителей. В работе [2] было рассмотрено изменение постоянной затухания и фазовой постоянной микрополосковой линии на основе пленки сверхпроводника при ее $S \to N$ переключении. Однако в коротковолновой части СВЧ диапазона микрополосковые линии находят лишь ограниченное применение, поэтому целесообразно рассмотрение волноводных структур, содержащих сверхпроводниковые пленки.

В настоящей работе анализируется влияние на условия распространения основной моды электромагнитной волны прямоугольного волновода $S \to N$ переключения пленки сверхпроводника, помещенной в волновод.

Пусть пленка сверхпроводника толщиной d помещена вдоль оси прямоугольного волновода, перпендикулярно его широкой стенке с размером a. Будем считать, что электромаг-