

свойств электронного газа у поверхности полупроводников и т. д. Более узкополосные оптические элементы достаточно характеризовать комплексной огибающей импульсной переходной функции

$$\underline{g}(t) = g(t)e^{j\varphi(t)}. \quad (5)$$

Комплексные огибающие являются аддитивными функциями и поэтому для нахождения $\underline{g}(t)$ можно использовать результаты измерений огибающих корреляционных функций:

$$\underline{R}_{21}(\tau) = 1/2 \underline{R}_{11}(\tau) * \underline{g}(\tau). \quad (6)$$

Малый интервал корреляции белого света (5+10) фс позволяет во многих случаях считать спектр $R_{11}(\tau)$ равномерным в пределах полосы пропускания исследуемой системы. При этом достаточно измерить только модуль комплексной огибающей $R_{21}(\tau)$ и тем самым получить больший динамический диапазон измерителя переходных характеристик.

На рис 2 показаны огибающие импульсной реакции двух, установленных один за другим интерференционных фильтров с полосой пропускания каждого 8 нм. Точками обозначена кривая, полученная по результатам измерений (6), а сплошной линией — кривая, рассчитанная по частотной характеристике фильтра, которая измерена на спектрофотометре. При этом предполагалось, что фазовая характеристика интерференционного фильтра в полосе пропускания близка к фазовой характеристике колебательного контура [4].

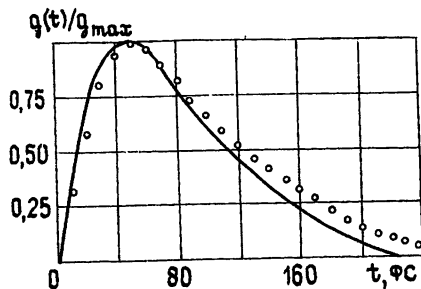


Рис. 2.

Принципиальными недостатками известных методов измерения импульсных переходных характеристик с использованием пикосекундных импульсных сигналов и коррелометров интенсивности [7] является то, что они не позволяют получить информацию о фазовых характеристиках переходных функций, а результаты измерений не могут быть скорректированы к испытательному сигналу в виде δ -импульса при помощи решения уравнений вида (1), (2) и (6). Коррелометрические методы измерений позволяют обойти эти недостатки и являются более простыми в реализации. Возникающие при их использовании трудности в измерении временных свойств оптических систем, разрушающих пространственную когерентность распространяющихся в них сигналов [6], могут быть, по-видимому, преодолены даже для таких сложных по пространственно-временным параметрам объектов, как волоконные многомодовые световоды.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сверхкороткие световые импульсы. / Под ред. С. Шапиро. — М.: Мир, 1981.
2. Diels J.-C., Fontaine J. J., Sallaba H. — 3-rd Int. Conf. Integrated Opt. and Opt. Fiber — San Francisco, Calif., 1981, p. 106.
3. Унгер Х.-Г. Плоскостные и волоконные оптические волноводы — М.: Наука, 1980.
4. Борн М., Вольф Э. Основы оптики — М.: Наука, 1970.
5. Дилс Ж.-К., Фонтейн Ж. Ж., Макмихаэль И. Ч. и др. — Квантовая электроника, 1983, 10, № 12, с. 2398
6. Миrowsкий Д. И., Будагян И. Ф., Дубровин В. Ф. Микроволновая оптика и голография. — М.: Наука, 1983

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
6 июня 1984 г.

УДК 538.566.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ГРАНИЦЕ ПОКОЯЩЕЙСЯ И ДВИЖУЩЕЙСЯ СРЕД

С. Я. Некрестьянова

Рассмотрим плоскую границу раздела двух сред, плоскость границы примем за плоскость xz прямоугольной системы координат. Ось y расположим по нормали к границе. Пусть по одну сторону границы (при $y > 0$) расположена среда, движущаяся

щаяся параллельно границе со скоростью u , которую мы будем считать направленной в положительном направлении оси x . Диэлектрическая постоянная этой среды (среды II) в системе покоя равна $\epsilon_2 = n_2^2$. Полупространство $y < 0$ заполнено покоящейся средой с диэлектрической постоянной $\epsilon_1 = n_1^2$. Будем считать, кроме того, что среды немагнитны, т. е. $\mu_1 = \mu_2 = 1$.

Пусть по оси y с постоянной скоростью v_1 движется точечная заряженная частица с зарядом q . Частица из среды I приближается к границе, пересекает ее и уходит в среду II. Задача заключается в том, чтобы определить поля и поток энергии излучения в рассматриваемом случае.

Введем сферическую систему координат. Под углом φ подразумеваем угол, отсчитываемый в плоскости xz от оси z к оси x , под углом θ — угол между осью y и радиус-вектором (см. рис. 1).

Таким образом, задача сводится к определению потока энергии переходного излучения как функции углов θ и φ для заданных значений коэффициентов преломления сред (n_1 и n_2), скорости движения среды II (u) и скорости заряженной частицы v_1 .

В результате аналитического решения рассматриваемой задачи получено следующее выражение для величины энергии переходного излучения в движущейся среде II:

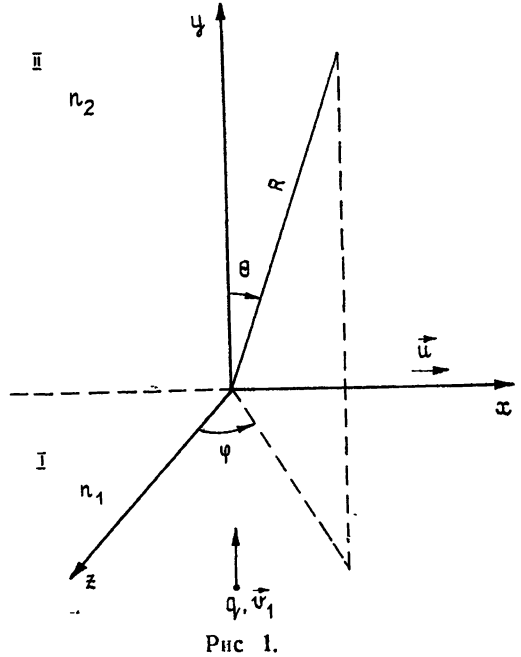


Рис. 1.

$$\frac{d^3 P_{y+}}{d\omega d\theta d\varphi} = \frac{q^2}{\pi^2 c} \left| \frac{(1-\beta^2) \sin \theta \cos \theta n_2^2}{2\mu_2 [(1-n_2^2\beta^2) + \beta^2(n_2^2-1)\sin^2\theta \sin^2\varphi]} \times \right. \quad (1)$$

$$\times \left\{ (1-\beta^2) E_x^2 k_z - k_z (1-\beta^2) E_y E_{z_3} + (1-n_2^2\beta^2) k_1 E_{x_3}^2 - \right.$$

$$\left. - E_y E_{x_3} [(1-n_2^2\beta^2) k_x + (n_2^2-1)\beta] \right\} \Big|,$$

где

$$E_{y_3} = \frac{A_{12}A_{11} - A_9A_{14}}{A_{12}A_{15} + A_{13}A_{14}}, \quad E_{x_3} = \frac{A_{11} - E_{y_3}A_{15}}{A_{14}},$$

$$E_{z_3} = -\frac{k_z}{k_x} E_{y_3} - \frac{[(1-\beta^2)n_2^2 k_x + (n_2^2-1)\beta k_z^2 + (n_2^2-1)\beta k_x^2]}{k_z [(n_2^2-\beta^2) - (n_2^2-1)\beta k_x]},$$

в неподвижной среде I —

$$\frac{d^3 P_{y-}}{d\omega d\theta d\varphi} = \frac{q^2}{\pi^2 c} \left| \frac{n_1^2 \sin \theta \cos \theta}{2\mu_1} [k_1 E_{z_2}^2 + k_1 E_{x_2}^2 + k_2 E_{z_2} E_{y_2} + k_1 E_{x_2} E_{y_2}] \right|, \quad (2)$$

где

$$E_{x_2} = E_{x_3} - A_1, \quad E_{z_2} = E_{z_3} - A_2, \quad E_{y_2} = (k_x E_{x_3} + k_z E_{z_3})/k_1.$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A_{15} = [(n_2^2 - \beta^2) - (n_2^2 - 1)\beta k_x] + (1 - \beta^2) \epsilon_1 \mu_2 (k_3/k_1),$$

$$A_{14} = (n_2^2 - 1)\beta k_3 - (1 - \beta^2) \epsilon_1 \mu_2 (k_3/k_1) +$$

$$+ \frac{(1 - \beta^2) \epsilon_1 \mu_2 [(1 - \beta^2)n_2^2 k_x + (n_2^2 - 1)\beta k_z^2 + (n_2^2 - 1)\beta k_x^2]}{k_1 [(n_2^2 - \beta^2) - (n_2^2 - 1)\beta k_x]}.$$

$$A_{13} = k_z \mu_1 + (k_3/k_z) (\mu_1 k_3 + \mu_2 k_1 + \mu_2 k_2^2/k_1),$$

$$A_{12} = \frac{\mu_2 k_z k_x}{k_1} - \frac{[(1-\beta^2) n_2^2 k_x + (n_2^2 - 1) \beta (k_x^2 + k_z^2)]}{k_z [(n_2^2 - \beta^2) - (n_2^2 - 1) \beta k_x]} (\mu_1 k_3 + \mu_2 k_1 + \mu_2 k_2^2/k_1),$$

$$A_{11} = A_5 - \{[(1-\beta^2) \varepsilon_1 \mu_2]/k_1\} (k_z A_2 + k_x A_1),$$

$$A_9 = A_3 + \mu_2 k_1 A_2 + (\mu_2 k_z/k_1) (k_z A_2 + k_x A_1),$$

$$A_5 = \frac{(1-\beta^2) n_1^2}{\Delta_1} - \frac{(1-\beta^2)}{\beta_1^2 \Delta_1} - \frac{(1-\beta^2)}{\beta_1^2 \Delta_2} - \frac{(n_2^2 - \beta^2)}{\Delta_2} + \frac{(n_2^2 - 1) \beta k_x}{\Delta_2},$$

$$A_3 = -k_z/\Delta_1 + k_z/\Delta_2,$$

$$A_2 = -\frac{k_z}{\varepsilon_1 \beta_1 \Delta_1} + \frac{k_z (1 - n_2^2 \beta^2)}{\varepsilon_2 \beta_1 \Delta_2 (1 - \beta^2)}, \quad A_1 = -\frac{k_x}{\varepsilon_1 \Delta_1 \beta_1} + \frac{k_x (1 - n_2^2 \beta^2) + (n_2^2 - 1) \beta}{\varepsilon_2 \beta_1 (1 - \beta^2) \Delta_2},$$

$$k_1 = [n_1^2 - (k_x^2 + k_z^2)]^{1/2},$$

$$k_3 = [1 - (k_x^2 + k_z^2) + (n_2^2 - 1) (1 - \beta^2)^{-1} (1 - k_x \beta)^2]^{1/2},$$

$$\Delta_1 = k_x^2 + \beta_1^{-2} + k_z^2 - n_1^2, \quad \Delta_2 = k_x^2 + \beta_1^{-2} + k_z^2 - 1 - (n_2^2 - 1) (1 - \beta^2)^{-1} (1 - k_x \beta)^2,$$

$$k_x = \frac{-\beta (n_2^2 - 1)}{(1 - n_2^2 \beta^2)} + \frac{(1 - \beta^2)^{3/2} n_2 \sin \theta \sin \varphi}{\sqrt{(1 - n_2^2 \beta^2) + \beta^2 (n_2^2 - 1) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}},$$

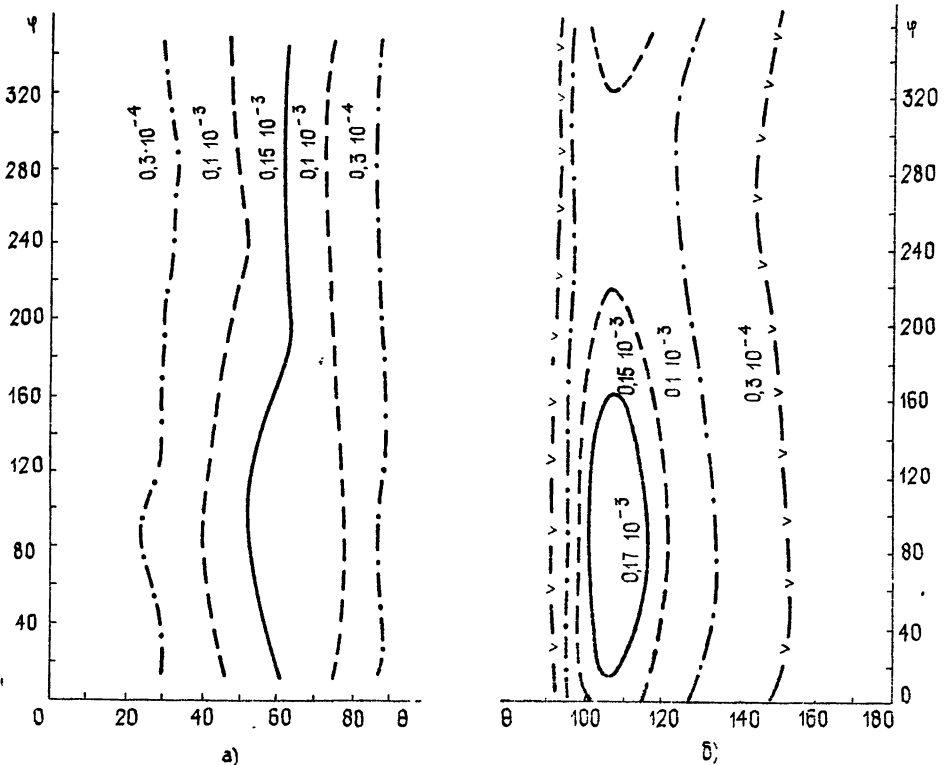


Рис. 2. а) Изофоты интенсивности переходного излучения в движущейся среде II для $n_1=1,0$; $\beta=0,1$; $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$;
 б) изофоты интенсивности переходного излучения в неподвижной среде I для $n_1=1,0$; $\beta=0,1$; $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$.

$$k_z = \frac{(1-\beta^2)^{1/2} n_2 \sin \theta \cos \varphi}{\sqrt{(1-n_2^2 \beta^2) + \beta^2 (n_2^2 - 1) \sin^2 \theta \sin^2 \varphi}}$$

$$\beta = u_x/c, \quad \beta_1 = v_1/c.$$

Для получения численных результатов на ЭВМ была разработана программа, реализующая алгоритм вычисления величин (1) и (2) на языке Фортран-IV. В результате расчетов были получены графические зависимости, отражающие распределение излучения в движущейся и покоящейся средах. На рис. 2а (среда II) и 2б (среда I) приведены изофоты фиксированных уровней энергии для $n_1=1$, $n_2=0,8$, $\beta=0,1$ и $\beta_1=0,1$, т. е. для малых скоростей среды и частицы. Из этих рисунков видно, что при малых скоростях среды β энергия переходного излучения от угла φ практически не зависит. При $\beta=0$ формула (1) переходит в формулу Гинзбурга—Франка. Графики, построенные по формуле Гинзбурга—Франка, представляют собой линии, параллельные оси φ . С увеличением скорости среды увеличивается зависимость энергии переходного излучения от угла φ и на графиках появляются даже замкнутые линии.

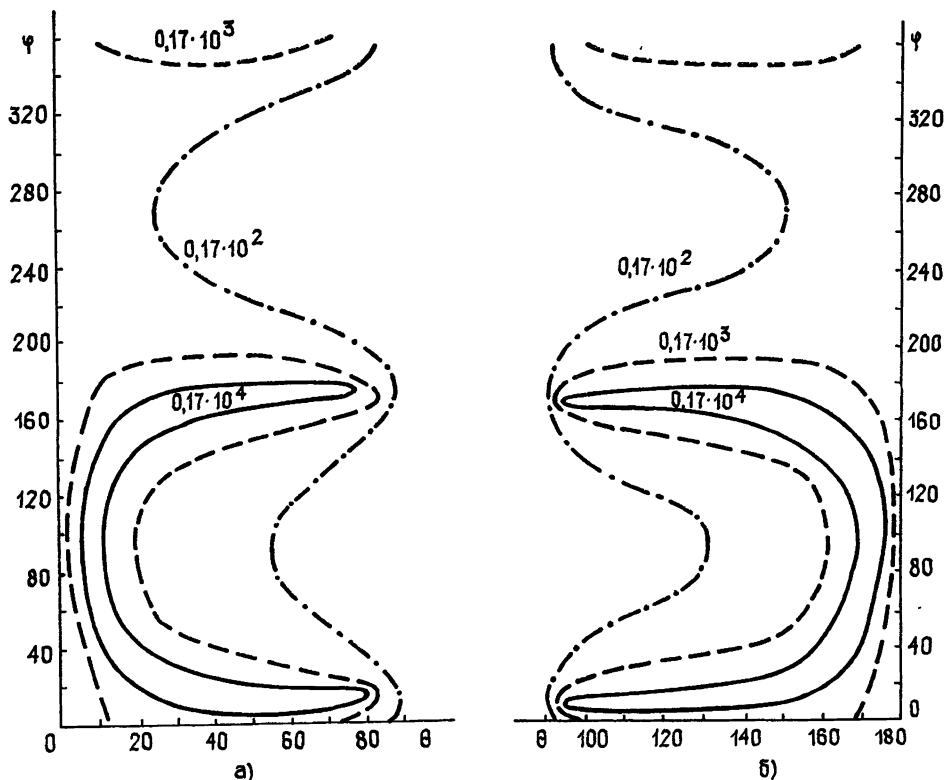


Рис. 3. а) Изофоты интенсивности переходного излучения в движущейся среде II для $n_1=1,0$; $\beta=0,3$; $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$;
 б) изофоты интенсивности переходного излучения в неподвижной среде I для $n_1=1,0$; $\beta=0,3$; $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$.

Отметим, что конус изофот энергии смещается как в движущейся, так и в неподвижной среде. С увеличением скорости движения среды «сдувание» в движущейся среде проявляется более заметно, чем в неподвижной среде.

Поскольку в нашем случае показатели преломления обеих сред мало отличаются друг от друга, то потоки энергии переходного излучения в среде I и среде II при релятивистских скоростях движения среды II близки по величине (см. рис. 2, 3).

Если скорость среды увеличим до $\beta=0,99$, а скорость частицы оставим $\beta_1=0,1$, то энергия переходного излучения будет больше в неподвижную среду, чем в движущуюся (см. рис. 4).

При любых значениях n_1 , n_2 , β и β_1 не нарушается симметрия по φ относительно $\varphi=90^\circ$ и $\varphi=270^\circ$ и нет симметрии по θ .

Интересно отметить, что интенсивность излучения под некоторыми углами обращается в бесконечность. Анализ показывает, что вклад в излучение под этими углами

вносит излучение Вавилова—Черенкова, испущенное движущейся частицей на полу-бесконечном пути при движении в преломляющей среде.

Действительно, излучение обращается в бесконечность при условии

$$k^2 - (\omega^2/c^2) - (ku - \omega)^2(1-u^2c^{-2})^{-1}(e\mu-1) = 0.$$

Если ввести обозначения $\omega = kv_1 = kv_1 \cos \theta$ и $ku = ku \sin \theta \sin \varphi$, то откуда получается условие излучения Вавилова—Черенкова

$$1 - \beta_1^2 \cos^2 \theta - (\beta \sin \theta \sin \varphi - \beta_1 \cos \theta)^2 (1 - \beta^2)^{-1} (e_2 \mu_2 - 1) = 0. \quad (3)$$

Действительные θ и φ , удовлетворяющие этому соотношению, описывают возможные направления волновых векторов в излучаемых волнах. Левая часть равенства (3) совпадает с множителем Δ_2 в знаменателе для определения коэффициентов A_1, A_2, A_3, A_5 , который обращает в бесконечность поля, а следовательно, и энергию излучения.

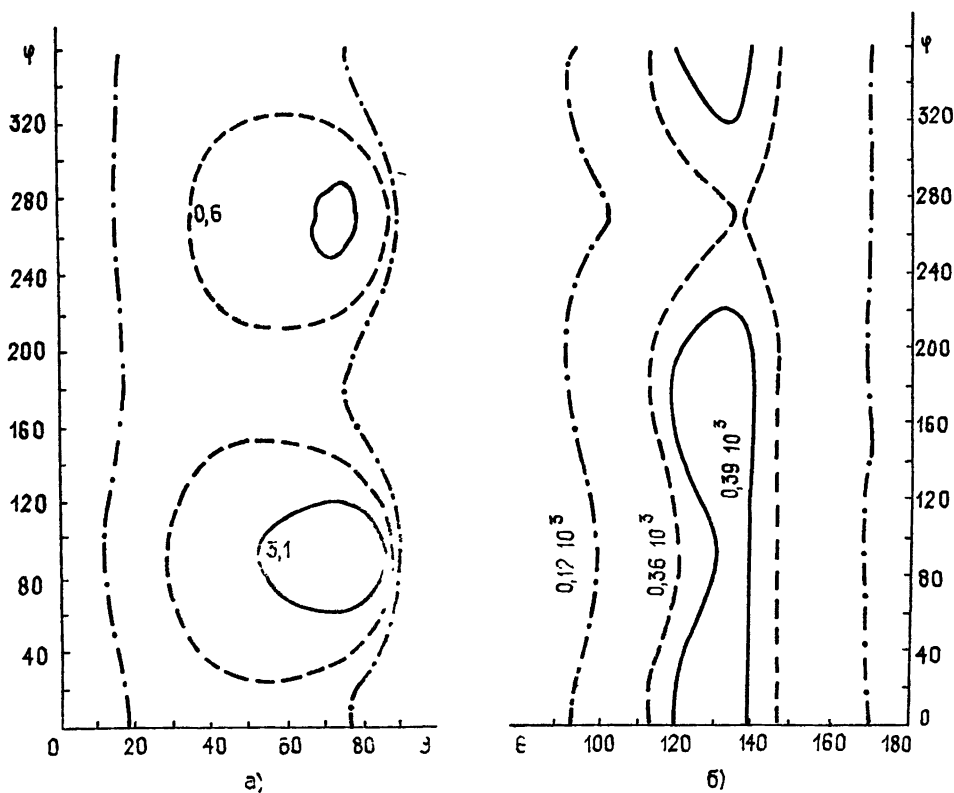


Рис. 4 а) Изофоты интенсивности ($I = \text{const}$) переходного излучения в движущейся среде II для $n_1=1,0$; $\beta=0,99$; $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$; штрихпунктирная кривая $I=0,053$, б) изофоты интенсивности переходного излучения в неподвижной среде I для $n_1=1,0$, $\beta=0,99$, $\beta_1=0,1$; $n_2=0,8$.

Коническая поверхность, на которой расходится интенсивность излучения, в отличие от покоящейся среды не является круговым конусом и описывается некоторым уравнением $0 = \theta(\varphi)$

Автор выражает глубокую благодарность Б. М. Болотовскому за полезные советы при обсуждении данной работы

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л., Франк И. М. — ЖЭТФ, 1946, 16, с. 15.

Московский государственный педагогический институт им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
12 марта 1984 г.,
после доработки
1 октября 1984 г.