

## ДЕФОРМАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКА ПРИ ЛОКАЛЬНОМ ОСВЕЩЕНИИ

Васильев А. Н., Сабликов В. А.

Исследована деформация поверхности полупроводника при его облучении сфокусированным светом с модулированной интенсивностью. Деформация обусловлена выделением тепла при поглощении света, а также действием генерированных светом электронов и дырок на решетку через деформационный потенциал. Найден условия, при которых механизм деформационного потенциала оказывается преобладающим. При низких частотах модуляции области действия теплового и электронного механизмов деформации разделены в пространстве. В этом случае в полупроводниках с отрицательной константой деформационного потенциала (например, в Si) возникают немонотонные профили распределения амплитуды смещения поверхности вдоль радиуса от центра луча.

Оптическая регистрация деформации твердых тел при их облучении сфокусированным светом с модулированной интенсивностью является одним из высокочувствительных методов фототермической диагностики [1-3]. Искажение поверхности регистрируется по изменению угла отражения вспомогательного (зондирующего) луча света. Обычно считается, что деформация поверхности обусловлена тепловым расширением. Анализ зависимости угла отражения от положения зондирующего луча позволяет определить характеристики образца (например, коэффициент поглощения света или температуропроводность). Метод перспективен для фототермической микроскопии. В последнее время он применяется и к полупроводникам [4]. Однако до сих пор нет ясных физических представлений о том, как деформируется облучаемая поверхность полупроводника.<sup>1</sup>

Цель настоящей работы заключается в исследовании деформации поверхности полупроводника при облучении его сфокусированным светом из области собственного поглощения. Известно, что деформация полупроводника обусловлена не только тепловым расширением, но и непосредственным действием генерированных светом электронов и дырок на решетку за счет деформационного потенциала и обратного пьезоэффекта. Механизм деформационного потенциала более универсален по сравнению с пьезоэффектом, так как он существует при любой симметрии кристалла и для него не требуется, чтобы образец был достаточно высокоомным. По этой причине мы далее будем рассматривать совместное действие только механизмов деформационного потенциала и теплового расширения. Оба этих механизма играют важную роль при возбуждении поверхностных [5] и объемных продольных [6, 7] звуковых волн световыми импульсами. Они определяют также фототермическое смещение поверхности полупроводника при однородном освещении, где, как было показано в [8, 9], конкуренция теплового и электронного механизмов деформации приводит к характерным особенностям в ходе зависимости смещения поверхности от частоты модуляции света.

<sup>1</sup> В [1] сделана попытка расчета формы поверхности Si, однако в этой работе не были учтены электронные механизмы деформации, и поэтому полученные в ней результаты верны лишь при предельно малом времени жизни носителей заряда.

Считаем, что интенсивность света гармонически модулирована во времени и по закону Гаусса в плоскости освещаемой поверхности

$$I(r, z, t) = \frac{P(1-R)}{2\pi a_0^2} \exp\left(-\frac{r^2}{a_0^2} - az\right) \exp(-i\omega t),$$

где  $P$  — мощность светового луча,  $a_0$  — радиус луча,  $\alpha$  — коэффициент поглощения света,  $R$  — коэффициент отражения,  $z$  — координата в глубь образца. Нас будет интересовать форма поверхности вблизи светового луча на расстояниях, определяемых длинами диффузии носителей заряда и тепла, а также радиусом луча и глубиной проникновения света. Все эти длины мы будем считать малыми по сравнению с длинами звуковых волн, а образец — полубесконечным, так чтобы звуковые резонансы были несущественными. В этом случае вектор смещения  $u_i$  определяется квазистатическим уравнением

$$\partial \sigma_{ik} / \partial x_k = 0, \quad (1)$$

где  $\sigma_{ik}$  — тензор напряжений. Для определенности кристалл считаем кубическим, ориентированным таким образом, что освещается поверхность (100). В этом случае тензор  $\sigma_{ik}$  с учетом температурных и электронных напряжений в решетке имеет вид

$$\sigma_{ik} = \lambda_{iklm} \frac{\partial u_m}{\partial x_m} - f \delta_{ik}, \quad (2)$$

где

$$f = \frac{\alpha_T}{3} (c_{11} + 2c_{12}) \Delta T - \Xi_c \Delta n + \Xi_v \Delta p, \quad (3)$$

$\Delta T$  — переменная температура,  $\Delta n$  и  $\Delta p$  — переменные концентрации электронов и дырок,  $\alpha_T$  — коэффициент теплового расширения (объемный),  $c_{11}$  и  $c_{12}$  — модули упругости,  $\Xi_c$  и  $\Xi_v$  — константы деформационного потенциала для дна зоны проводимости и потолка валентной зоны.

Концентрации  $\Delta n$  и  $\Delta p$  определим в рамках обычной модели биполярного полупроводника с квазинейтральным объемом и эффективной скоростью поверхностной рекомбинации  $S$ .

Введем безразмерные координаты  $X=x/L$ ,  $Y=y/L$ ,  $Z=z/L$ , где  $L$  — длина диффузии носителей, безразмерную частоту  $\Omega = \omega\tau$ , где  $\tau$  — время жизни носителей, и безразмерную концентрацию

$$N = \Delta p / [(1-R)P/2h\nu DL],$$

где  $h\nu$  — энергия квантов света,  $R$  — коэффициент отражения света,  $D$  — амбиполярный коэффициент диффузии. Проведем преобразование Фурье по координатам  $X$  и  $Y$ :

$$N = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\xi_1 d\xi_2}{4\pi^2} \bar{N}(\xi_1, \xi_2, Z) \exp[-i(\xi_1 X + \xi_2 Y)].$$

Несложные вычисления приводят к следующему выражению для  $\bar{N}$ :

$$\bar{N} = \frac{\delta}{\mu^2 - \delta^2} \left[ \exp(-\delta Z) - \frac{\sigma + \delta}{\sigma + \mu} \exp(-\mu Z) \right] \exp\left(-\frac{\xi^2 A^2}{4}\right), \quad (4)$$

где  $\sigma = S(\tau/D)^{1/2}$ ,  $\mu^2 = 1 + \xi^2 - i\Omega$ ,  $\text{Re } \mu > 0$ ,  $\xi^2 = \xi_1^2 + \xi_2^2$ ,  $\delta = \alpha L$ ,  $A = a_0/L$ .

Температура  $\Delta T$  определяется уравнением теплопроводности, в котором источниками тепла являются [9] объемная и поверхностная рекомбинации носителей, а также термализация генерированных светом электронов и дырок. Расчет приводит к следующему выражению для фурье-образа безразмерной температуры  $\bar{H} = \Delta T / [(-R)P/2\kappa L]$ :

$$\bar{H} = [C_1 \exp(-\delta Z) + C_2 \exp(-\mu Z) + (C_0 - C_1 - C_2) \exp(-\eta Z)] \exp\left(-\frac{\xi^2 A^2}{4}\right). \quad (5)$$

Здесь

$$C_1 = \frac{\delta}{E(\eta^2 - \delta^2)} \left( E - 1 + \frac{1}{\mu^2 - \delta^2} \right),$$

$$C_2 = \frac{\delta}{E(\mu^2 - \delta^2)(\mu^2 - \eta^2)} \frac{\sigma + \delta}{\sigma + \mu},$$

$$C_0 = \frac{\delta}{E\eta} \left\{ \frac{E-1}{\eta + \delta} + \frac{1}{(\mu + \delta)(\mu + \sigma)} \left[ \sigma + \frac{\sigma + \delta + \mu + \eta}{(\mu + \eta)(\eta + \delta)} \right] \right\},$$

$E = h\nu/E_g$ ,  $E_g$  — ширина запрещенной зоны,  $\eta^2 = (\xi^2 - i\Omega)/\Omega_0$ ,  $\Omega_0 = \chi/D$ ,  $\chi$  — температуропроводность,  $\kappa$  — теплопроводность полупроводника.

При расчете вектора смещения в уравнении (1) также проведем преобразование Фурье и введем безразмерное смещение

$$U_i = u_i \sqrt{\left[ \frac{\alpha_x}{6} \frac{c_{11} + 2c_{12}}{c_{11} + c_{44}} \frac{(1-R)P}{\kappa} \right]}.$$

Используя (1)–(3), получаем следующую систему уравнений для фурье-образов  $U_i$ :

$$\begin{pmatrix} b\rho^2 + a\xi_1^2 & \xi_1\xi_2 & i\xi_1 \frac{\partial}{\partial Z} \\ \xi_1\xi_2 & b\rho^2 + a\xi_2^2 & i\xi_2 \frac{\partial}{\partial Z} \\ i\xi_1 \frac{\partial}{\partial Z} & i\xi_2 \frac{\partial}{\partial Z} & b\rho^2 - a \frac{\partial^2}{\partial Z^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ U_2 \\ U_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} i\xi_1 \\ i\xi_2 \\ -\frac{\partial}{\partial Z} \end{pmatrix} \bar{F}, \quad (6)$$

где

$$\bar{F} = \bar{H} + \frac{\varepsilon}{E} \bar{N}, \quad \rho^2 = \xi^2 - \frac{\partial^2}{\partial Z^2}, \quad a = \frac{c_{11} - c_{44}}{c_{12} + c_{44}}, \quad b = \frac{c_{44}}{c_{12} + c_{44}},$$

$$\varepsilon = \frac{3\kappa(\Xi_p - \Xi_c)}{\alpha_x(c_{11} + 2c_{12})DE_g}. \quad (7)$$

Граничные условия к уравнению (6) отражают тот факт, что освещаемая поверхность свободна, поэтому на ней  $\sigma_{xx} = \sigma_{yz} = \tau_{zx} = 0$ . Отсюда следует, что

$$\frac{\partial U_1}{\partial Z} - i\xi_1 U_3 = 0, \quad \frac{\partial U_2}{\partial Z} - i\xi_2 U_3 = 0, \quad \frac{\partial U_3}{\partial Z} - i \frac{c_{12}}{c_{11}} (\xi_1 U_1 + \xi_2 U_2) = \frac{c_{12} + c_{44}}{c_{11}} \bar{F}(0):$$

Кроме того, интересующие нас решения затухают на бесконечности:  $U_i(Z \rightarrow \infty) \rightarrow 0$ .

Не останавливаясь на деталях решения уравнения (6) (оно было получено с помощью функции Грина), приведем сразу результат расчета смещения поверхности  $U_x(Z=0)$ . Фурье-образ этой величины имеет вид

$$U_x(\xi, \psi) = - \frac{\sum_{j=0,1,2} d_j i_j \int_0^\infty dZ \bar{F}(Z) \exp(-\xi v_j Z)}{(a+b) \sum_{j=0,1,2} m_j d_j} \quad (8)$$

где  $\psi$  — угол между вектором  $\xi$  ( $\xi_1, \xi_2$ ) и главным кристаллографическим направлением на плоскости,

$$v_j = (1 + c + w_j)^{1/2}, \quad \text{Re } v_j > 0,$$

$w_j$  — корни кубического уравнения

$$w^3 + 3qw - 2p = 0,$$

в котором

$$p = -c^2 \left[ c + \frac{3}{2}(1-d-cd) - \frac{3}{2}(1+d+cd)\gamma \right], \quad q = -c[c+1 - (1+cd)\gamma],$$

$$c = \frac{a^2 - 1}{3b(a+b)}, \quad d = 3 \frac{(a+2)(a+b)}{(a+1)^2}, \quad \gamma = \sin^2 \psi \cos^2 \psi;$$

$$d_j = c_j m_j - \frac{c_{12}}{c_{11}} v_j [b(1 - v_j^2) + (a - 1) \gamma],$$

$$c_j = b^2(1 - v_j^2)^2 + ab(1 - v_j^2) + (a^2 - 1) \gamma,$$

$$m_0 = (v_1^2 - v_2^2) \left( 1 + \frac{1 - b}{a + b} v_0^{-2} \right),$$

$$l_0 = (v_1^2 - v_2^2) \left( \frac{1 - a - b}{b} + v_0^{-2} \right),$$

значения  $m_1$ ,  $m_2$  и  $l_1$ ,  $l_2$  получаются из выражений для  $m_0$  и  $l_0$  циклической перестановкой индексов 0, 1, 2.

Решение (8) было проанализировано численно для разных параметров образца применительно к Si, Ge и GaAs при разных частотах модуляции. Уста-

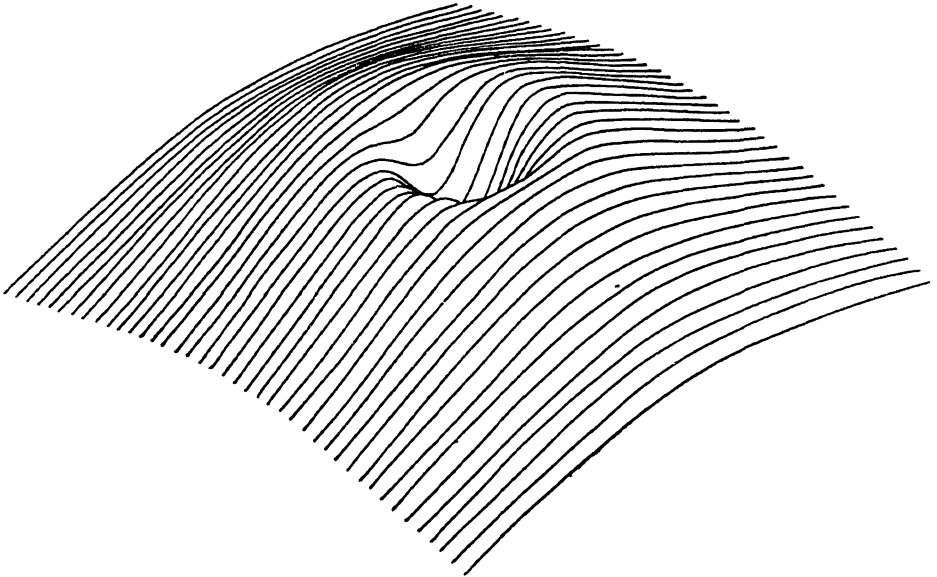


Рис 1. Вид поверхности кремния при действии на него сфокусированного луча света.

Расчет проведен для значений  $\Omega=0.01$ ,  $E=1.1$ ,  $\delta=3$  ( $\alpha=100$  см<sup>-1</sup>),  $\sigma=0.16$  ( $S=100$  см/с),  $A=0.1$ .

новлено, что форма поверхности слабо зависит от угла  $\psi$  и, следовательно, кристалличность полупроводника не играет сколько-нибудь существенной роли. Более того, форма поверхности мало чувствительна к модулю  $c_{44}$ . Механизм деформационного потенциала существенно влияет на форму поверхности и в ряде случаев ее определяет.

Наиболее интересные результаты получены для Si, в котором, как известно [10], свободные носители заряда сжимают решетку ( $\bar{\epsilon}_v - \bar{\epsilon}_c < 0$ ), а выделение тепла расширяет ее. Один из вариантов формы поверхности Si показан на рис. 1. Профиль поверхности, как видно, немонотонен: в центре его «провал», а не «вспучивание», как считается обычно [1, 2]. «Вспучивание» происходит по периферии.

Происхождение такого профиля можно понять следующим образом. В задаче имеются два характерных пространственных масштаба: длина диффузии носителей  $L$  и длина тепловой диффузии  $l_T = (2\chi/\omega)^{1/2}$ ; радиус луча будем считать малым по сравнению с  $L$ . Имеются также два характерных значения частоты:  $\omega = \tau^{-1}$  ( $\Omega=1$ ) и  $\omega_0 = (2\chi/D)\tau^{-1}$  ( $\Omega=2\Omega_0$ ), при котором  $L=l_T$ . В диапазоне низких частот ( $\Omega \ll \Omega_0$ ) неравновесные носители сосредоточены в области с характерным размером  $\sim L$  вокруг луча света (рис. 2), а нагревание распространяется на большую область с размером  $\sim l_T$ . Носители сжимают решетку, а тепло расширяет ее — так объясняется форма поверхности на рис. 1.

Экспериментально при оптической регистрации фототермической деформации измеряется угол наклона поверхности  $\theta$ . Его абсолютная величина  $|\theta|$

и фаза  $\varphi$  как функции от положения зондирующего луча света относительно центра луча возбуждения приведены на рис. 3. Здесь же показаны вклады теплового и электронного механизмов деформации. Видно, что колебания поверхности вблизи центра, где преобладает механизм деформационного потенциала, и вдали от него происходят практически в противофазе. Положение точки перехода определяется соотношением интенсивностей электронного и теплового механизмов деформации. Не претендуя на высокую точность ( $\sim 30\%$ ), по результатам численного счета его можно аппроксимировать следующим образом:

$$r \approx L \ln \frac{-\varepsilon}{E(1 + \sigma/3) - 1}.$$

Аппроксимация получена для  $a_0 \ll L$  и  $\alpha L > 1$ . Отсюда, в частности, видно, что для существования перехода от электронного механизма деформации к теп-

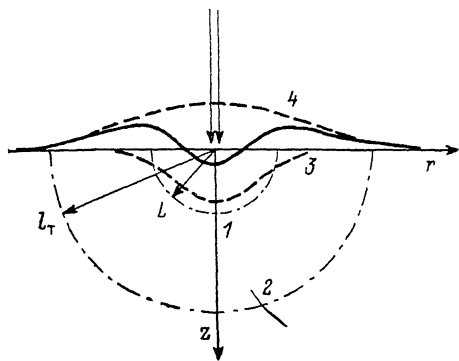


Рис. 2. Механизм образования немонотонного профиля поверхности (сплошная жирная линия).

1, 2 — соответственно области, в которые продиффундировали носители заряда и распространилось тепло; 3, 4 — профиль поверхности при действии только электронного и только теплового механизмов деформации.

ловому и соответствующего ему немонотонного профиля поверхности необходимо, чтобы скорость поверхностной рекомбинации и энергия световых квантов были достаточно малыми:

$$E(1 + \sigma/3) < 1 + |\varepsilon|. \quad (9)$$

Если  $E$  и  $\sigma$  велики, то тепловой механизм преобладает всюду (напомним, что рассматривается область низких частот,  $\Omega \ll \Omega_0$ ).

По мере увеличения частоты длина  $l_T$  уменьшается, приближаясь к  $L$ , на расстояниях  $\sim L$  становится существенной инерционность теплопроводности, кривые  $|\theta(r)|$  и  $\varphi(r)$  искажаются (рис. 4). При дальнейшем увеличении частоты, когда  $\Omega > 2\Omega_0$ , области действия обоих механизмов деформации сокращаются, но соотношение между электронным и тепловым механизмами смещается в сторону первого. Это следует из асимптотики уравнений (4), (5) и показано на рис. 5 (случай поверхностного поглощения света). Как видно, при высокой частоте модуляции ( $\Omega=3$ ) в периферийной части поверхности преобладает электронный механизм деформации, в то время как при низких частотах тепловой механизм был преобладающим всюду. Графики, соответствующие низкой частоте, не представлены, так как преобладание теплового механизма видно из соотношения (9).

При построении графиков использовались следующие значения параметров для Si:  $c_{11} = 1.65 \cdot 10^{12}$ ,  $c_{44} = 0.791 \cdot 10^{12}$ ,  $c_{12} = 0.63 \cdot 10^{12}$  дин/см<sup>2</sup>,  $\alpha_r = 7.68 \cdot 10^{-4}$  К<sup>-1</sup>,

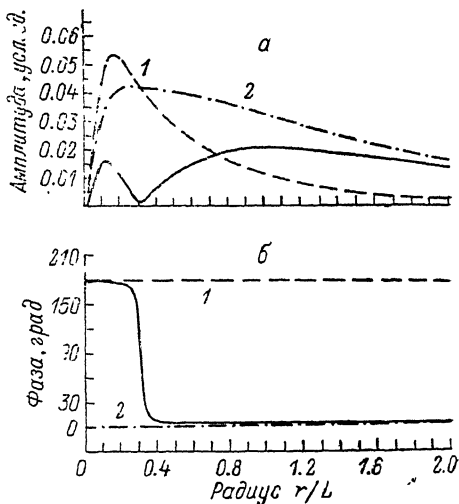


Рис. 3. Амплитуда (а) и фаза (б) угла наклона поверхности кремния в зависимости от расстояния от центра луча.

1, 2 — вклад электронного и теплового механизмов деформации. Численные данные те же, что на рис. 1.

$\chi = 1.56$  Вт/см $\cdot$ К,  $\chi = 0.97$  см $^2$ /с,  $E_g - E_c = -1.41$  эВ,  $E_g = 1.11$  эВ,  $D = 12$  см $^2$ /с,  $\tau = 3 \cdot 10^{-5}$  с.

Формы поверхностей Ge и GaAs сходны между собой, но отличаются от формы поверхности Si тем, что в них свободные носители заряда, так же как и нагревание, расширяют кристаллическую решетку ( $E_g - E_c > 0$ ). Поэтому таких резких особенностей в ходе зависимости  $\theta$  от  $r$ , как приведенные из рис. 3

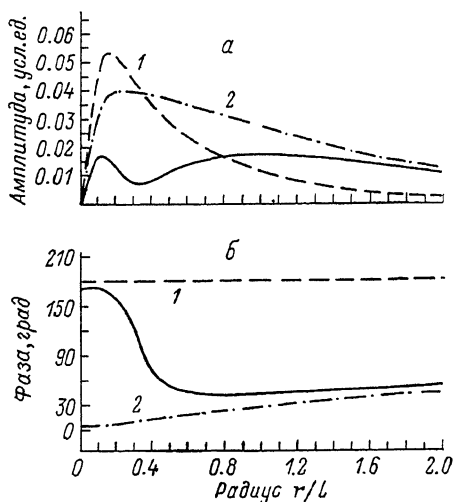


Рис. 4.

То же, что и на рис. 3, для  $\Omega = 0.1$  ( $\Omega \sim \omega_0$ ).

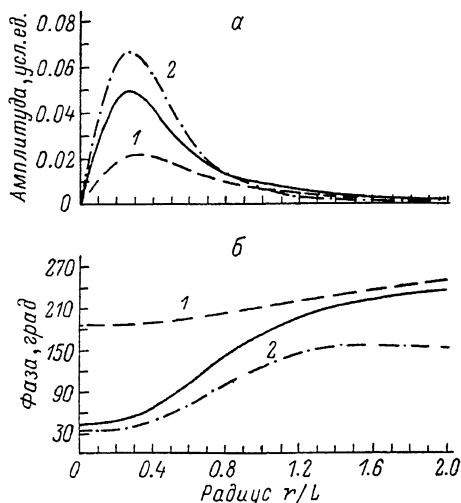


Рис. 5.

То же, что и на рис. 3, для  $E = 2$ ,  $\delta = 10^2$ ,  $\sigma = 0.16$ ,  $A = 0.3$ ,  $\Omega = 3$ .

и 4, здесь нет. Амплитуда смещения монотонно уменьшается при увеличении радиуса. Однако соотношение между электронным и тепловым механизмами деформации качественно остается таким же, как в Si.

Наиболее яркими эффектами, связанными с деформацией полупроводника светом, на наш взгляд, являются особенности, обусловленные конкуренцией электронного и теплового механизмов деформации. Они могут наблюдаться при выполнении условия (9), а также при высоких частотах модуляции. Эти эффекты, по-видимому, полезны для целей диагностики.

Авторы благодарны В. Б. Сандомирскому за обсуждение работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Olmstead M. A., Amer N. M., Kohn S., Fournier D., Voccaro A. C. // Appl. Phys. A. 1983. V. 32. N 3. P. 141—154.
- [2] Rosenzweig A., Opsal J., Willenborg D. L. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 2. P. 166—168.
- [3] Von Gutfeld R. J., McDonald F. A., Dreyfus R. W. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. N 17. P. 1059—1061.
- [4] Olmstead M. A., Amer N. M. // Phys. Rev. B. 1986. V. 33. N 4. P. 2564—2573.
- [5] Гусев В. Э., Карабутов А. А. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1070—1075.
- [6] Avanesyan S. M., Gusev V. E., Zheludev N. I. // Appl. Phys. A. 1986. V. 40. N 3. P. 163—166.
- [7] Гусев В. Э., Петросян Е. Г. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. В. 2. С. 223—232.
- [8] Сабликов В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 12. С. 2177—2182.
- [9] Васильев А. Н., Сабликов В. А., Сандомирский В. Б. // Изв. вузов СССР. Физика. 1987. Т. 30. В. 6. С. 119—131.
- [10] Gauster W. B., Habing D. H. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 18. N 24. P. 1058—1061.

Институт радиотехники и  
электроники АН СССР  
Москва

Получена 5.03.1988  
Принята к печати 7.07.1988