

САМОДИФРАКЦИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Г. М. АРУТЮНЯН, С. В. АРУТЮНЯН, Т. Н. ГАРЕГИНЯН

Ереванский медицинский университет

(Поступила в редакцию 2 августа 1995 г.)

Предложена теория резонансной самодифракции интенсивного когерентного излучения в полупроводнике, точно учитывающая в рамках двухзонной модели нелинейность взаимодействия. Задача решена для малых толщин среды, при которых интенсивности дифрагированных за счет нелинейного взаимодействия волн малы по сравнению с падающими.

В полупроводниках со сверхрешеткой наличие дополнительного постоянного периода приводит к появлению в них существенно новых физических свойств по сравнению с однородными образцами [1].

При облучении слоя полупроводника излучением двух когерентных световых волн в последнем индуцируется дифракционная решетка, параметрами которой можно управлять, меняя характеристики излучения и угол пересечения волн в слое. Взаимодействие волн на индуцированной оптической решетке может привести к явлениям самодифракции [2—4] и вынужденного рассеяния [5—7]. Исследование этих явлений представляет значительный интерес для изучения физических свойств полупроводников, динамической голографии, лазеров с распределенной обратной связью и т. д. В основе вышеуказанных эффектов лежит явление модуляции диэлектрической проницаемости полупроводника под действием интенсивного излучения. Такое модулирование оптических характеристик возможно вследствие различных механизмов [8, 9].

Однако в зависимости от конкретных условий, в ряде полупроводников при типичных условиях основным механизмом, приводящим к нелинейности, является генерирование носителей зарядов в зонах при поглощении излучения [2, 10].

Ниже рассматривается резонансная самодифракция световых волн в слое однородного полупроводника. Светоиндуцированное изменение восприимчивости среды по параметру интенсивности возбуждающих волн учитывается точно. Рассмотрим двухзонный полупроводник, на границу $z=0$ которого падают две лазерные волны, линейно поляризованные по оси y . Частоты волн ω равны друг другу и удовлетворяют условию $\hbar\omega > \Delta_0$, где Δ_0 — ширина запрещенной зоны. Волновые векторы волн $s_{1,2} = (s_x, 0, \mp s/2)$, так что полное поле излучения при входе в полупроводниковую среду есть

$$E = E_1 \exp \left[i \left(s_x x - \frac{\Delta s}{2} z - \omega t \right) \right] + E_{-1} \exp \left[i s_x x + \frac{\Delta s}{2} z - \omega t \right] + \text{к.с.} \quad (1)$$

Исходим из простой параболической модели для состояний в зонах. Гамильтониан взаимодействия поля излучения (1) с полупроводником в дипольном приближении есть

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - \hat{d}E, \quad (2)$$

где $\hat{H}_0$ — невозмущенный гамильтониан ($\hat{H}_0 \varphi_{v,c} = E_{v,c} \varphi_{v,c}$, v^u и c^u — зонные индексы), $\hat{d}$ — оператор дипольного момента перехода между зонами.

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \hat{H} \Psi \quad (3)$$

ищем в виде

$$\Psi = a(t) \varphi_v \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E^v t \right) + b(t) \varphi_c \exp \left(-\frac{i}{\hbar} E^c t + i \varepsilon t \right), \quad (4)$$

где расстройка резонанса $\hbar \varepsilon = E^c - E^v - \hbar \omega$. Подставляя (4) в (3), можно в резонансном приближении получить замкнутую систему уравнений для неизвестных амплитуд:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial t} &= \frac{i}{\hbar} d_{cv} (E_1^* e^{i \frac{\Delta s}{2} z} + E_{-1}^* e^{-i \frac{\Delta s}{2} z}) e^{-i s_x x} b \\ \frac{\partial b}{\partial t} + i \varepsilon b &= \frac{i}{\hbar} d_{cv} (E_1 e^{-i \frac{\Delta s}{2} z} + E_{-1} e^{i \frac{\Delta s}{2} z}) e^{i s_x x} a \end{aligned} \right\}, \quad (5)$$

где d_{cv} — межзонный матричный элемент от оператора дипольного момента.

Система (5) допускает решение типа $\exp[i\gamma_1(z)t]$ с возможными значениями

$$\gamma_{1,2}(z) = \frac{\varepsilon}{2} (1 \mp \sqrt{1 + \lambda(z)}), \quad (6)$$

где введено обозначение

$$\lambda(z) = \xi_1 + \xi_{-1} + \frac{4(d_{cv})^2}{(\hbar \varepsilon)^2} (E_1^* E_{-1} e^{i \Delta s z} + E_1 E_{-1}^* e^{-i \Delta s z}), \quad \xi_{1,-1} = \frac{4|d_{cv} E_{1,-1}|^2}{(\hbar \varepsilon)^2}. \quad (7)$$

Тогда при $\eta = \eta_1$ для нижнего состояния имеем

$$\Psi_v = c(z) \left[\varphi_v e^{-\frac{i}{\hbar} E^v t} + \frac{d_{cv}}{\hbar \eta_2} (E_1 e^{-i \frac{\Delta s}{2} z} + E_{-1} e^{i \frac{\Delta s}{2} z}) e^{i s_x x} \varphi_c e^{-\frac{i}{\hbar} (E^c t + i \varepsilon t)} \right] e^{-i \eta_1 t}, \quad (8)$$

$$c(z) = \left(\frac{1 + \sqrt{1 + \lambda(z)}}{2\sqrt{1 + \lambda(z)}} \right)^{1/2}.$$

Уравнение распространения волн в среде с выбором

$$E = \sum_{\nu \neq 0} E_{\nu} \exp \left[i \left(s_x x - \nu \frac{\Delta s}{2} z - \omega t \right) \right] + \text{к.с.}, \quad \nu = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (9)$$

запишется в виде

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\varepsilon_0}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \left[\sum_{\nu \neq 0} E_{\nu}(z, t) \exp \left(i s_x x - i \nu \frac{\Delta s}{2} z - i \omega t \right) + \text{к.с.} \right] = \\ = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \langle \hat{d} \rangle, \end{aligned} \quad (10)$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, а значение $\langle d \rangle$, полученное с помощью (8), есть

$$\begin{aligned} \langle \hat{d} \rangle = A \sum_p \frac{f(p)}{\hbar \varepsilon(p) \sqrt{1 + \lambda(z)}}, \\ A = |d_{cv}|^2 (E_1 e^{-i \frac{\Delta s}{2} z} + E_{-1} e^{i \frac{\Delta s}{2} z}) e^{i(s_x x - \omega t)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Выражение (11) записано в предположении, что среда достаточно тонкая (критерий «тонкости» приведен ниже — (22)), в результате чего интенсивности генерированных в полупроводниковом слое волн значительно меньше интенсивностей падающих. Здесь $\mathbf{p} = (p_x, p_y, p_z)$, а $f(\mathbf{p})$ — функция распределения квазичастиц в поле излучения в отсутствие рекомбинации. Она, как и в [8], порядка единицы в интервале $0 < |p| < p_0 = \sqrt{m^*(\hbar\omega - \Delta_0)}$ и спадает с точностью до размытия до нуля при $|p| > p_0$.

Интегрируя (11), для $\langle d \rangle$ получим:

$$\begin{aligned} \langle \hat{d} \rangle = \frac{m^* p_0 A}{2\pi^2 \hbar^3} \text{Arsh} \frac{2m^* |\Lambda|}{p_0^2} + \text{к.с.}, \\ 0 < \frac{2m^* |\Lambda|}{p_0^2} < 1, \end{aligned} \quad (12)$$

где

$$|\Lambda| = |d_{cv}| (|E_1|^2 + |E_{-1}|^2 + E_1^* E_{-1} e^{i \Delta s z} + E_1 E_{-1}^* e^{-i \Delta s z})^{1/2}. \quad (13)$$

Воспользовавшись представлением $\text{Arsh} x$ в виде ряда [11], для укороченного уравнения распространения получим:

$$\begin{aligned} \sum_{\nu \neq 0} \left\{ 2i \nu \frac{\partial E_{\nu}}{\partial z} [(v^2 - 1) \cos \theta] E_{\nu} \right\} \exp \left[i \left(s_x x - \nu \frac{\Delta s}{2} z - \omega t \right) \right] + \text{к.с.} = \\ = 2q_0 [(E_1 e^{-i \frac{\Delta s}{2} z} + E_{-1} e^{i \frac{\Delta s}{2} z}) \exp [i(s_x x - \omega t)] (\chi_n + \chi_{nn}) + \text{к.с.}], \end{aligned} \quad (14)$$

где введены следующие обозначения:

$$\gamma_n + \gamma_{n-1} = -\ln \left(\frac{\sigma}{2} \cos \frac{\Delta s}{2} z \right) + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)! \sigma^{2k}}{2^{4k} (k!)^2 2k} \left\{ \sum_{n=1}^{k-1} 2 \cos[2(k-n)\Delta s z] + \binom{2k}{k} \right\}, \quad (15)$$

$$\sigma = \frac{2|d_{cv} E_1|}{p_0^2 / 2m^*} < 1, \quad q_0 = \frac{m^* p_0 |d_{cv}|^2 \omega^2}{\pi \hbar^2 c^2 s \cos \theta}. \quad (16)$$

Через $\binom{\alpha}{\beta}$ в (15) обозначены биномиальные коэффициенты.

Выражение (14) записано в предположении, что амплитуды полей реальны и равны друг другу. Выражение (15) с точностью до коэффициента q_0 представляет собой восприимчивость полупроводника в интенсивном поле волны. Члены, описывающие нелинейное взаимодействие (и пропорциональные четным степеням напряженности поля) представлены в виде бесконечной суммы. Это дает основание принять в качестве линейной восприимчивости выделенный логарифмический член в правой части (15). В (16) в выражении q_0 через θ обозначен угол между осью z и направлением распространения волны E_{-1} ($s = \sqrt{s_x^2 + (\Delta s/2)^2}$).

Из (14) при $v = \pm 1$ легко получить выражение полей $E_{1,-1}$ в слое полупроводника:

$$E_{1,-1} = E_{1,-1}(0) \exp \left\{ i \left[s_x x \mp \left(q_1 + \frac{\Delta s}{2} \right) z - \omega t \right] \right\} + \text{к.с.}, \quad (17)$$

где

$$q_1 = q_0 \left\{ \gamma_1 + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)!}{2^{4k} (k!)^2 2k} \left[\binom{2k}{k} + \binom{2k}{k-1} \right] \sigma^{2k} \right\}. \quad (18)$$

Поля с четными номерами v отсутствуют. Запишем выражение полей при нечетных значениях v :

$$E_{2v+1} = -i(\gamma_v E_1 + \gamma_{-v} E_{-1}) z \frac{\sin x_v z}{x_v} \exp(i x_v z), \quad (19)$$

$$x_v = \frac{[(2v+1)^2 - 1] s \cos \theta}{4(2v+1)}, \quad v = 1, 2, 3. \quad (20)$$

Коэффициенты $\gamma_{v,-v}$ в (19) имеют следующий вид:

$$\gamma_v = \frac{q_0}{2v+1} \sum_{k=v}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)! \sigma^{2k}}{2^{4k} (k!)^2 2k} \binom{2k}{k-v};$$

$$\gamma_{-v} = \frac{q_0}{2v+1} \sum_{k=v+1}^{\infty} \frac{(-1)^{k+1} (2k)! \sigma^{2k}}{2^{4k} (k!)^2 2k} \binom{2k}{k-v-1} \quad (21)$$

Нетрудно убедиться, что ряды в (21) абсолютно сходятся при любых значениях интенсивностей волн. Из (19) видно, что генерированные волны будут малы в сравнении с падающими ($E_{\nu+1} \ll E_1$) при z , удовлетворяющих условиям:

$$|\gamma_{\nu} - z| \ll 1. \quad (22)$$

Из (21) видно также, что интенсивности генерированных в среде волн падают с ростом номера ν (отношение интенсивностей с соседними номерами пропорционально $\sigma^2 < 1$). Из (16), (19) и (21) видно также, что интенсивности генерированных волн существенным образом зависят от угла $\theta_0 = \pi - 2\theta$, под которым пересекаются в слое падающие волны. С уменьшением θ_0 интенсивности растут как $(\cos \theta_0)^{-2}$.

Приведем численные оценки для слоя с толщиной $l = 0,1$ см, с характерным удельным сопротивлением $\rho = 10^4 \Omega \cdot \text{см}$, со скоростью оптических переходов $v_{cv} \approx 5 \cdot 10^8 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$, с $p_0 = 4 \cdot 10^{-21} \text{ г} \cdot \text{см}^3/\text{с}$, при частоте падающего излучения $\omega \approx 1,8 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$, мощности $\sim 2 \text{ МВт/см}^2$ и длительности лазерного импульса $\tau_d = 15 \text{ нсек}$.

Если угол θ_0 меняется в пределах (5—20) мрад, как в эксперименте [2], то параметр $|\gamma_{\nu} - z|$ при $\sigma = 0,1$ меняется в пределах (0,044 ÷ 0,011), обеспечивающих выполнение критерия (22). Отношение интенсивностей с соседними номерами при этом оказывается пропорциональным 10^{-2} , что согласуется с результатами [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Я. Шик. ФТП, 8, 1841 (1974).
2. I. P. Woerdman, B. Bolger. Phys. Lett., 30A, 164 (1969).
3. П. А. Апанасевич, А. А. Афанасьев. ФТТ, 18, 998 (1976).
4. A. Miller. Appl. Phys., B28, 92 (1982).
5. В. Л. Винецкий, Н. В. Кухтарев, С. Г. Одулов, М. В. Соскин. ЖТФ, 47, 1270 (1977).
6. I. Hegarty, M. D. Sturge, A. C. Crossard, W. Wiegmann. Appl. Phys. Lett., 40, 132 (1982).
7. H. A. Macenzie, B. S. Wherret, H. A. Alattar, S. Y. Yen. J. Phys. B, 17, 2141 (1984).
8. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. М., Энергоатомиздат, 1986, с. 192.
9. H. Hfug, S. Schmitt-Rink. J. Opt. Soc. Amer., B2, 1135 (1985).
10. Ю. Ю. Вайткус, Э. Гаубас, К. Ярашюнас. Изв. АН СССР, сер. физическая, 45, 1474 (1981).
11. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. М., Наука, 1971, с. 65.

ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԼԱԶԵՐՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ
ԻՆՔՆԱԴԻՖՐԱԿՑԻԱՆ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Վ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Թ. Ն. ԳԱՐԵԳԻՆՅԱՆ

Առաջարկված է ուղղահային ինքնադիֆրակցիայի առկայություն, որը երկզունային մոդուլի շրջանակներում ճշգրիտ կերպով հաշվի է առնում կիսահաղորդիչներում ինտենսիվ կոհերենտ ճառագայթման ոչ-գծային փոխազդեցությունները: Խնդիրը լուծվում է միջավայրի փոքր հաստությունների դեպքում, երբ ոչ-գծային փոխազդեցությունների հետևանքով դիֆրակցիայի ենթարկված ալիքների ինտենսիվությունները բնկնող ալիքների համեմատությամբ փոքր են:

SELF-DIFFRACTION OF STRONG LASER RADIATION
IN A SEMICONDUCTOR

G. M. HAROUTUNIAN, S. V. HAROUTUNIAN, T. N. GAREGHINIAN

A theory of resonant self-diffraction of the strong coherent radiation in semiconductors is proposed with nonlinear interactions are taken into consideration within the framework of the two-band model. Small thicknesses of the medium are considered, where intensities of diffracted waves due to nonlinear interactions are small relative to those of incident ones.