

01;05;06;09

Многофотонное внутризонное поглощение электромагнитной волны и вынужденное рассеяние на оптических фононах в сверхрешетке

© М.В. Вязовский, Г.А. Сыроедов

Волгоградский государственный педагогический университет,
400013 Волгоград, Россия
e-mail: belgen@avtlg.ru

(Поступило в Редакцию 26 января 2007 г. В окончательной редакции 8 мая 2007 г.)

Рассмотрены внутриминизонное многофотонное поглощение электромагнитной волны (ЭМВ) и вынужденное рассеяние на оптических фононах в полупроводниковой сверхрешетке. Найден коэффициент поглощения без привлечения квантового кинетического уравнения. Построен график поглощаемой энергии в зависимости от величины электрического поля ЭМВ, из которого видно, что поглощаемая энергия с ростом электрического поля, достигнув максимума, уменьшается и при этом осциллирует. Дано объяснение такой зависимости поглощаемой энергии от величины поля ЭМВ. Показано, что при выполнении условия $eEd \geq \hbar\omega$ необходимо учитывать многофотонное поглощение. Показано, что при многофотонном вынужденном рассеянии на оптических фононах в сверхрешетках появляются гармоники рассеянного света с частотой как большей, так и меньшей частоты падающего света. Найденные парциальные сечения рассеяния и построены графики зависимостей от напряженности поля падающей ЭМВ.

PACS: 42.65.k, 78.67.Pt

Введение

Многофотонное поглощение света в полупроводниках изучается как экспериментально, так и теоретически, начиная с работ [1–3], в которых рассматривалось межзонное поглощение. В работах [4–7] изучалось внутризонное и примесное многофотонное поглощение. В последнее время внимание уделяется многофотонному поглощению в полупроводниковых сверхрешетках (СР). В работе [8] рассмотрено многофотонное внутриминизонное поглощение при распространении ЭМВ вдоль оси СР, а в работе [9] — при распространении ЭМВ вдоль слоев СР. В статьях [8–10] для описания такого поглощения использовалось квантовое кинетическое уравнение.

В настоящей работе рассматриваются многофотонное поглощение электромагнитной волны свободными носителями и многофотонное рассеяние света на оптических фононах в одномерной полупроводниковой сверхрешетке (СР). При этом авторы исходят из эффективного гамильтониана и теории возмущений, не накладывая на частоту ЭМВ ω ограничивающего условия $\hbar\omega \gg \Delta$ (Δ — ширина минизоны), как это было сделано в [8,9]. Этот метод дает также возможность в квантовом случае найти ток увлечения [11].

Многофотонное внутризонное поглощение света в одномерной СР

Минизонный спектр проявляется при выполнении условия $\hbar\nu \ll \Delta$ (ν^{-1} — среднее время релаксации электронов). Для того чтобы не учитывать межминизонные переходы, будем считать, что энергия $\hbar\omega$ такова, что электроны при поглощении кванта света не попадают

в верхние разрешенные минизоны. В этом случае можно решать задачу в одноминизонном приближении. Эффективный гамильтониан взаимодействия ЭМВ с электроном в первой минизоне проводимости для одномерной СР запишем в виде

$$H_1 = \varepsilon \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A}(t) \right) - \varepsilon(\mathbf{p}), \quad (1)$$

где

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_z^2}{2m} + \frac{\Delta}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{p_z d}{\hbar} \right) \right) \quad (2)$$

— энергия электрона в первой минизоне зоны проводимости, $\mathbf{p} = -i\hbar\nabla$ — оператор квазиимпульса, $\mathbf{A}(t)$ — вектор-потенциал ЭМВ, ось Z направлена вдоль оси СР, d — постоянная СР. Учитывая условие $\lambda \gg d$ (λ — длина ЭМВ), ограничимся дипольным приближением.

Гамильтониан взаимодействия электрона с акустическими колебаниями решетки возьмем в виде

$$H_2 = i \sum_{\mathbf{q}, \alpha} \left(B_{\mathbf{q}, \alpha} \exp(i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}}t)) b_{\mathbf{q}, \alpha} - B_{\mathbf{q}, \alpha}^* \exp(-i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega_{\mathbf{q}}t)) b_{\mathbf{q}, \alpha}^+ \right), \quad (3)$$

где $b_{\mathbf{q}}(b_{\mathbf{q}}^+)$ — операторы уничтожения (рождения) фононов, \mathbf{q} — волновой вектор фонона, $B_{\mathbf{q}, \alpha} = (\hbar/2\rho\omega_{\mathbf{q}}V)^{1/2}q\Xi_{\alpha}$, Ξ_{α} — константа деформационного потенциала, α — номер ветви колебаний решетки, ρ — плотность, V — объем кристалла (здесь пренебрежем анизотропностью СР в электрон-фононном взаимодействии).

Пусть плоская монохроматическая ЭМВ распространяется перпендикулярно оси СР (вдоль оси X)

$$A_z = A_0 \cos(\omega t - \tau x), \quad (4)$$

где τ — волновой вектор ЭМВ, которым в дальнейшем пренебрежем (дипольное приближение). Из (1) и (2)

находим

$$H_1 = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left(J_{2m}(a) \exp(2mi\varphi) C_{2m} + J_{2m+1}(a) \exp(- (2m+1)i\varphi) C_{2m+1} \right), \quad (5)$$

$$C_{2m+1} = (-1)^m \frac{\Delta}{2} \sin\left(\frac{p_z d}{\hbar}\right),$$

$$C_{2m} = \frac{\Delta}{2} \left((\delta_{0,2m}/J_0(a)) - (-1)^m \right) \cos\left(\frac{p_z d}{\hbar}\right),$$

$J_m(a)$ — функция Бесселя действительного аргумента порядка m , $\varphi = \omega t$, $a = eEd/(\hbar\omega)$, E — амплитуда электрического поля ЭМВ. Во втором порядке теории возмущений для вероятности электронного перехода в минизоне проводимости из состояния \mathbf{k} в состояние \mathbf{k}' с поглощением фотонов и поглощением (испусканием) фонона находим

$$\begin{aligned} w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}(\mathbf{q}) &= \sum_{m=1}^{\infty} w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}^{(m)}(\mathbf{q}) = \frac{2\pi B_{\mathbf{q},\alpha}^2}{\hbar^4} N_{\mathbf{k}}(1 - N_{\mathbf{k}'}) \\ &\times \sum_{m=1}^{\infty} \left\{ C_m^2(k_z + q_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{(\omega_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{q}})^2} n_q \delta \right. \\ &\times (\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} - m\omega - \omega_{\mathbf{q}}) + C_m^2(k_z - q_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}-\mathbf{q}}}{(\omega_{\mathbf{k}-\mathbf{q},\mathbf{k}} + \omega_{\mathbf{q}})^2} \\ &\times (n_q + 1)\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} - m\omega + \omega_{\mathbf{q}}) + C_m^2(k_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}+\mathbf{q}}}{(\omega_{\mathbf{k},\mathbf{k}} - m\omega)^2} \\ &\times n_q \delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} - m\omega - \omega_{\mathbf{q}}) + C_m^2(k_z) \frac{\delta_{\mathbf{k}',\mathbf{k}-\mathbf{q}}}{(\omega_{\mathbf{k},\mathbf{k}} + m\omega)^2} \\ &\left. \times (n_q + 1)\delta(\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} - m\omega + \omega_{\mathbf{q}}) \right\}, \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$C_{2m+1} = (-1)^m \frac{\Delta}{2} \sin(k_z d) J_{2m+1}(a),$$

$$C_{2m} = \frac{\Delta}{2} \left((\delta_{0,2m}/J_0(a)) - (-1)^m \right) \cos(k_z d) J_{2m}(a),$$

$$\omega_{\mathbf{k}',\mathbf{k}} = (\varepsilon_{\mathbf{k}} - \varepsilon_{\mathbf{k}'})/\hbar,$$

n_q и $N_{\mathbf{k}}$ — числа заполнения фононов и электронов. Символы Кронекера и δ -функции выражают законы сохранения квазиимпульсов и энергии электрона, фотонов и фонона при переходах.

Как видно из выражения (6) для вероятности перехода $w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}$, каждое из слагаемых в сумме (6) есть вероятность поглощения m -го числа фотонов при электронном переходе. Здесь не учитывается вынужденное испускание фотонов при обратных переходах, так как при $\hbar\omega > T$ (температура T выражена в энергетических единицах) вероятность таких переходов в $\exp(-\hbar\omega/T)$ раз меньше

вероятности переходов с поглощением фотонов. Отметим также, что параметром разложения в ряд величины вероятности (6) по электрон-фотонному взаимодействию является величина $(\Delta/\hbar\omega)^2$. Это подтверждается и дальнейшим вычислением в следующих порядках теории возмущений. Что касается электрон-фононного взаимодействия, то оно предполагается слабым. Поэтому, полагая $(\Delta/\hbar\omega)^2 < 1$, при вычислении вероятности ограничимся вторым порядком по $H = H_1 + H_2$.

Для нахождения коэффициента поглощения ЭМВ исходим из выражения

$$\alpha = \sum_{m=1}^{\infty} \alpha^{(m)}, \quad (7)$$

где

$$\alpha^{(m)} = \frac{8\pi W^{(m)} m \hbar \omega}{\sqrt{\kappa} c E^2} \quad (8)$$

— коэффициент поглощения m -го числа фотонов.

$$W^{(m)} = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{k}',\mathbf{k},\mathbf{q}} w_{\mathbf{k}',\mathbf{k}}^{(m)}(\mathbf{q}) N_{\mathbf{k}}(1 - N_{\mathbf{k}'})$$

— полная вероятность электронного перехода в единице объема с поглощением m -го числа фотонов в единицу времени и в единице объема, κ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, $N_{\mathbf{k}}$ и $N_{\mathbf{k}'}$ — числа заполнения электронных состояний. Учитывая, что в случае высокой температуры

$$(T \gg \hbar\omega_q) \quad n_{\mathbf{q}} = T/\hbar\omega_q$$

и взяв больцмановское распределение для электронов

$$N_{\mathbf{k}} = (1/Z) \exp(-\varepsilon(\mathbf{k})/T) \quad (N_{\mathbf{k}'} \ll 1)$$

(Z — статистическая сумма), и полагая также, что $\omega \gg \omega_q$, получим

$$\alpha = \alpha_0 \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m a^2} J_m^2(a) \left(2 + (-1)^m \frac{I_2(b)}{I_0(b)} \right), \quad (9)$$

где

$$\alpha_0 = \frac{(2\pi)^4 e^2 d \sqrt{\pi} \mu \Xi^2 n_0 \Delta^2}{\sqrt{\kappa} \hbar^6 \rho \omega^3 v_s^2 c},$$

n_0 — концентрация электронов в зоне проводимости, $I_s(b)$ — функция Бесселя s -го порядка от мнимого аргумента, $b = \Delta/2T$, μ — эффективная поперечная масса электрона. При выводе этого выражения было принято, что $\hbar\omega > T$. С помощью численного анализа выражения для полной энергии

$$Q = \sum_{m=1}^{\infty} W^{(m)} m \hbar \omega,$$

поглощаемой в единице объема СР в единицу времени, построен график зависимости Q от параметра $a = eEd/(\hbar\omega)$ при $b = 0.2$ (рис. 1). Из него видно,

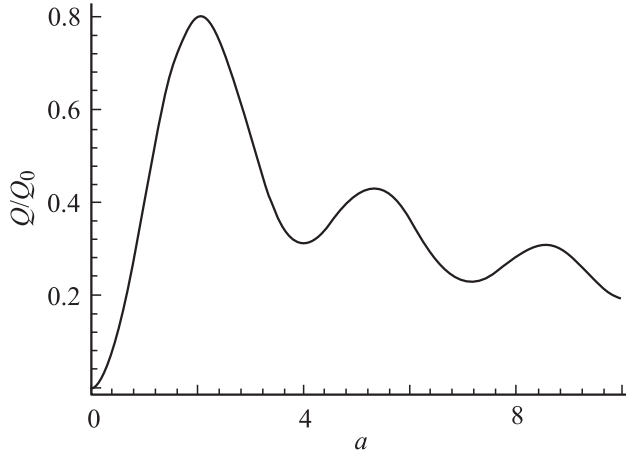


Рис. 1. Зависимость относительной энергии Q/Q_0 ($Q_0 = \frac{\sqrt{\kappa c E^2}}{8\pi a^2} \alpha_0$), поглощаемой в единице объема в единицу времени от $a = eE_0 d / \hbar \omega$.

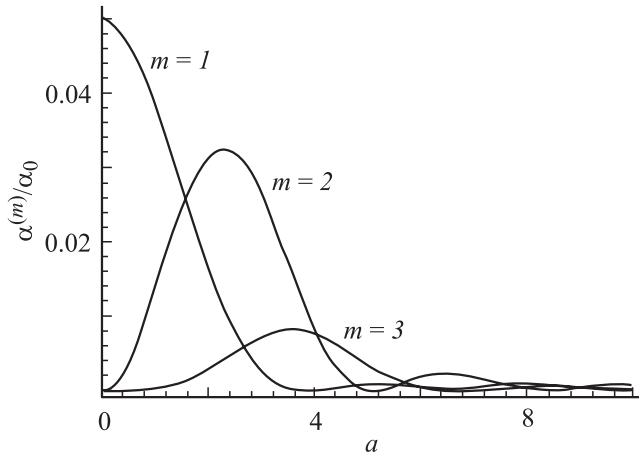


Рис. 2. Зависимость парциальных коэффициентов многофотонного поглощения $\alpha^{(m)}/\alpha_0$ для $m = 1, 2, 3$ от $a = eE_0 d / \hbar \omega$.

что Q , осциллируя, уменьшается с ростом a . Осцилляции энергии Q с ростом величины a вызваны непараболическим характером спектра энергии и узостью минизоны.

Поглощение ЭМВ имеет многофотонный характер при $a \geq 1$, как видно из графика, построенного численным методом (рис. 2). В нашем случае ($d = 10^{-6}$ см, $\hbar\omega = 5 \cdot 10^{-2}$ эВ) многофотонное поглощение будет иметь место при $E \geq 5 \cdot 10^4$ В/см. Поскольку вычисление поглощенной энергии проведено при условии постоянства температуры, то необходима оценка длительности лазерного импульса Δt , достаточной, с одной стороны, для того, чтобы величина поглощения достигала максимума, а с другой — чтобы за время Δt образец не слишком нагрелся. Первое условие приводит к неравенству $Q\Delta t < \Delta T$, где ΔT — изменение температуры образца за время Δt , а второе к неравенству $\Delta T < \varepsilon_g$, где ε_g — ширина запрещенной минизоны. Находя Δt из

равенства

$$C_p \Delta t = \sum_m \hbar \omega m \int_0^{\Delta t} W^{(m)} dt,$$

где C_p — удельная теплоемкость образца, $W^{(m)}$ — полная вероятность электронного перехода в единице объема с поглощением m -го числа фотонов в единицу времени и приняв $C_p = 10^7$ эрг · см⁻³К⁻¹, получим $10^{-7} < \Delta t < 10^{-5}$ с.

Многофотонное вынужденное рассеяние света на оптических фононах в СР

Рассмотрим теперь многофотонное вынужденное рассеяние света в сверхрешетке на оптических фононах. Как следует из законов сохранения квазиимпульсов электронов и фононов (при пренебрежении импульсами фотонов), рассеяние возможно только на фононах с волновым вектором $\mathbf{q} = 0$. В третьем порядке теории возмущений в двухзонном приближении, принимая во внимание межзонные виртуальные переходы из валентной зоны в зону проводимости, для вероятности перехода с поглощением m_1 фотонов частоты ω_1 и испусканием m_2 фотонов частоты ω_2 и фонона частоты ω_0 , получим

$$w = \frac{2\pi}{\hbar} \times \left| \sum_{\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2, \mathbf{k}_3} \left\{ \frac{\langle \mathbf{k}_1, v | H_2^c | \mathbf{k}_3, c \rangle \langle \mathbf{k}_3, c | B | \mathbf{k}_2, c \rangle \langle \mathbf{k}_2, c | H_1^v | \mathbf{k}_1, v \rangle}{(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - \hbar\omega_0)(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c + m_1 \hbar\omega_1)} + \frac{\langle \mathbf{k}_1, v | H_1^c | \mathbf{k}_3, c \rangle \langle \mathbf{k}_3, c | B | \mathbf{k}_2, c \rangle \langle \mathbf{k}_2, c | H_2^v | \mathbf{k}_1, v \rangle}{(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - \hbar\omega_0)(\varepsilon_{\mathbf{k}_1}^v - \varepsilon_{\mathbf{k}_2}^c - m_2 \hbar\omega_2)} + \dots \right\} \right|^2 \times (n_q + 1) \delta(m_1 \hbar\omega_1 - m_2 \hbar\omega_2 - \hbar\omega_0). \quad (10)$$

Следующие четыре члена в этом выражении получают перестановкой операторов H и B в матричных элементах. Будем рассматривать рассеяние плоско-поляризованной световой волны в волноводе, имеющем ось симметрии (одномерный случай), так что рассеянная волна имеет такую же поляризацию, что и падающая. Операторы H_1 и H_2 такие же, как и в (5), но относятся к частотам ω_1 и ω_2 , индексы c и v относятся к зонам проводимости и валентной; в матричных элементах операторов в (10) уже проведено интегрирование по времени. В приближении межзонные матричные элементы оператора

$$B = \sqrt{\frac{\hbar}{2V\rho\omega_0}} \frac{D}{a_0}$$

(который уже не содержит оператора уничтожения фононов) равны нулю в силу ортогональности блоховских волновых функций, так как $q = 0$. Здесь D — константа деформационного потенциала, a_0 — период основной

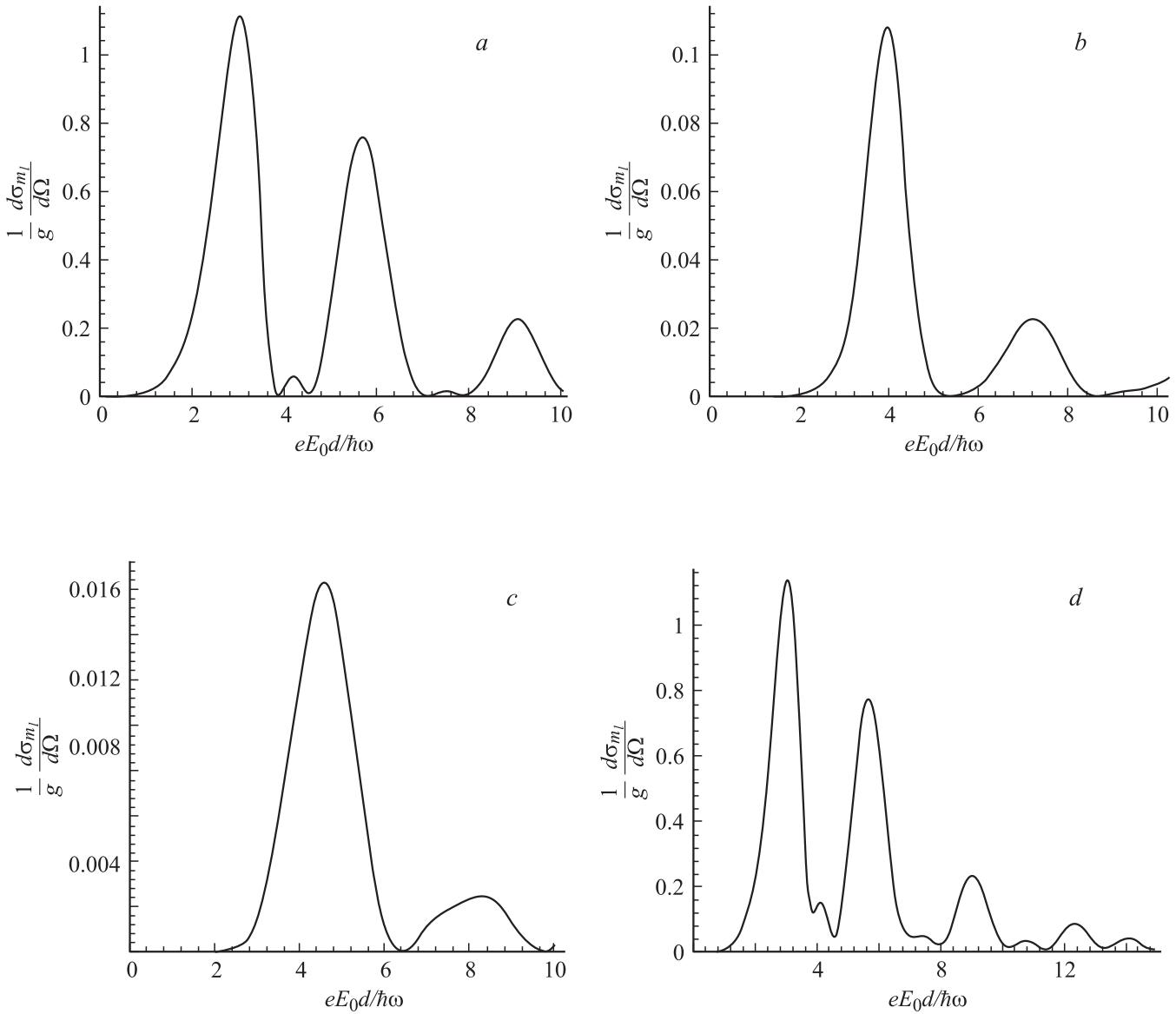


Рис. 3. Зависимость парциальных сечений $\frac{d\sigma_{m_l}}{d\Omega}$: *a* — $m_l = 1$, *b* — 2, *c* — 3 и (*d*) суммарного сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ вынужденного рассеяния ЭМВ от $eE_0d/\hbar\omega$.

решетки, ω_0 — частота оптического фонона. Таким образом, в (10) остаются два первых члена. Будем считать, что при низких температурах валентная зона полностью заполнена, а зона проводимости полностью свободна, и ширина первых минизон в валентной зоне и зоне проводимости Δ_v, Δ_c значительно меньше ширины запрещенной зоны ε_g . Тогда для вероятности перехода в единице объема в единицу времени получим

$$w = Vg \sum_{m_1, m_2} \left[\frac{1}{(m_1\hbar\omega_1 + \hbar\omega_0)^2} + \frac{1}{(m_2\hbar\omega_2 - \hbar\omega_0)^2} \right]^2 \times (n_q + 1) J_{m_1}^2(b_1) J_{m_2}^2(b_2) \delta(m_1\hbar\omega_1 - m_2\hbar\omega_2 - \hbar\omega_0), \quad (11)$$

где

$$b_1 = \frac{eE_1d}{\hbar\omega_1}, \quad b_2 = \frac{eE_2d}{\hbar\omega_2},$$

$$g = \frac{2\pi}{\hbar} \frac{\hbar\Delta_v^2\Delta_c^2\pi^4n^2f_{vc}^2f_{cv}^2}{2\rho\omega_0a4\varepsilon_g^2},$$

$$f_{cv} = \int_{\Omega_0} u_0^{c*} \sin \frac{d}{\hbar} p_z u_0^v d^3x$$

(интеграл взят по элементарной ячейке) и принято, что

$$u_{\mathbf{k}}^c(\mathbf{r}) \approx u_0^c(\mathbf{r}),$$

n — концентрация электронов в первой минизоне валентной зоны.

Далее находим сечение рассеяния единицы объема в единицу телесного угла

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{m_1} \frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega},$$

где

$$\frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega} = g \sum_{m_2} \left(\frac{1}{m_1 \hbar \omega_1 + \hbar \omega_0} + \frac{1}{m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0} \right)^2 \times \frac{J_{m_1}^2(b_1) J_{m_2}^2(b_2) \hbar \gamma_0 / 2}{(m_1 \hbar \omega_1 - m_2 \hbar \omega_2 - \hbar \omega_0)^2 + \hbar^2 \gamma_0^2 / 4}, \quad (12)$$

здесь $\frac{\hbar \gamma_0}{2}$ — ширина фонованного уровня $\hbar \omega_0$, определяемая ангармонизмом колебаний решетки. Из выражения (12) видно, что при многофотонном вынужденном рассеянии в СР появляются гармоники рассеянного света с частотами

$$\omega_2 = \frac{m_1 \omega_1 - \omega_0}{m_2}, \quad (13)$$

где m_1 и $m_2 = \pm 1, \pm 2, \pm 3 \dots$ и $\omega_0 < \omega_1$. Из (13) видно, что члены ряда (10) с $m_2 = 1$ и $m_1 = 1, 2, \dots$ соответствуют гармоникам с частотами $\omega_2 = m_1 \omega_1 - \omega_0$, большими ω_1 , если $m_1 \geq 2$, а члены ряда с $m_2 > m_1$ соответствуют частотам $\omega_2 < \omega_1$. При отрицательных значениях $m_1 < 0$ и $m_2 = -1$ получим гармоники с частотами $\omega_2 = |m_1| \omega_1 + \omega_0$. Такое рассеяние сильной электромагнитной волны на атомах газа рассматривалось в [12], а при резонансном рассеянии слабой электромагнитной волны в поле сильной волны — в [13]. В этих работах также находились гармоники рассеянного излучения с частотами как большими, так и меньшими частоты падающей волны. Для вычисления сечения рассеяния необходимо найти связь между E_1 и E_2 — напряженностями падающей и рассеянной волн. Считая поле падающей волны не слишком сильным, органичимся нелинейной восприимчивостью, соответствующей комбинационному индуцированному рассеянию, найденной в низшем порядке теории возмущений в работе [14]. Используя решение уравнений для интенсивности падающей и рассеянной волн, приведенных в [15], находим связь между E_1 и E_2 в точке z вдоль волновода. Полагая восприимчивость равной 10^{-21} интенсивность падающей волны в точке $z = 0$ $J_1 = 10^{12}$ W/cm², а рассеянной — $J_2 = 10^{10}$ W/cm², находим $J_2(z)$.

На рис. 3 построены графики зависимости трех парциальных сечений $\frac{d\sigma_{m_1}}{d\Omega}$ при $m_1 = 1, 2, 3$ и полного сечения от $\frac{eE_1(0)d}{\hbar\omega_1}$ в точке $z = 50d$. Из графиков видно, что парциальные сечения дают вклад в полное сечение при $b_1 = \frac{eE_1 d}{\hbar\omega_1} \geq 1$, что при значениях параметров $d = 10^{-6}$ см, $\omega_1 = 10^{13}$ с⁻¹, $\gamma_0 = 10^8$ с⁻¹ дает $E_1 = 10^4$ В/см. Парциальные сечения осциллируют, достигая нуля при совпадении b_1 с корнями функции Бесселя соответствующего порядка. Окрестности этих точек составляют области прозрачности, однако абсолютной прозрачности не наступает, поскольку нули функций смещены в зависимости от ее порядка. С ростом

амплитуды убывают максимумы сечений рассеяния, что объясняется уменьшением вероятности поглощения с ростом интенсивности световой волны. Для случая многофотонной ионизации атомов этот эффект называется стабилизацией поглощения сильной ЭМВ [16].

Список литературы

- [1] Келдыш Л.В. // ЖЭТФ. 1964. Т. 47. С. 1845.
- [2] Weiler M.H., Reine M., Lax B. // Phys. Rev. 1968. Т. 171. С. 949.
- [3] Коварский В.А., Перлин Е.Ю. // ФТТ. 1977. Т. 13. С. 1217.
- [4] Буймистров В.М., Олейник В.П. // ФТТ. 1967. Т. 1. С. 85.
- [5] Джаксимов Е. // ФТТ. 1973. Т. 15. С. 644.
- [6] Коварский В.А., Витух Е.В., Снявский Э.П. // ФТТ. 1970. Т. 12. С. 70.
- [7] Перельман Н.Ф. // ФТТ. 1976. Т. 18. С. 922.
- [8] Павлович В.В., Эштейн Э.М. // ФТТ. 1977. Т. 19. С. 1760.
- [9] Поляновский В.М. // ФТП. 1980. Т. 14. С. 2380.
- [10] Поляновский В.М. // ФТТ. 1980. Т. 22. С. 1105.
- [11] Вязовский М.В., Сыроедов Г.А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44. С. 725.
- [12] Блохинцев Д.И. Основы квантовой механики. М.: Наука, 1983. 644 с.
- [13] Коварский В.А., Перельман Н.Ф. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. С. 309.
- [14] Пантел Р., Путхоф Г. Основы квантовой электроники. М.: Мир, 1972. 384 с.
- [15] Файн В.М., Ханин Я.И. Квантовая радиофизика. М., 1965. 608 с.
- [16] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. // УФН. 1995. Т. 165. С. 1295.