ЖЭТФ, 1997, том 112, вып. 1(7), стр. 89–96

ГЕНЕРАЦИЯ ВЫСШИХ ОПТИЧЕСКИХ ГАРМОНИК В ПЛЕНКАХ НЕМЕТАЛЛИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

В. А. Коварский

Институт прикладной физики Академии наук Молдовы
2028-МД, Кишинев, Молдова

Поступила в редакцию 29 ноября 1996 г.

Рассматривается генерация высших оптических гармоник неметаллическими пленками, взаимодействующими с импульсами лазерного излучения. Используются волновые функции носителей тока в кристалле во внешнем электромагнитном поле в форме решений Волкова–Келдыша. Получено явное выражение для интенсивности s-ой гармоники, зависящее от параметров кристалла. Обнаружено плато и cut-off-эффект, аналогичные случаю генерации гармоник на отдельном атоме. Численные оценки выполнены для пленок арсенида галлия, возбуждаемых импульсами лазера на двуокиси углерода.

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие генерации высших гармоник (HHG-эффект), медленно уменьшающихся по интенсивности с ростом их номера в атомарных газах составило предмет многочисленных экспериментальных и теоретических исследований (см., например, [1–4]). Основной интерес к явлению связан с возможностью значительного антистоксова преобразования падающего лазерного излучения в область частот жесткого ультрафиолетового и даже мягкого рентгеновского излучения.

При этом важную роль в интенсивности высших гармоник играет плотность излучающих атомов. Недавно появились первые сообщения о наблюдении высших гармоник при отражении интенсивного монохроматического излучения от поверхности твердого тела [5]. Основным параметром в теории HHG-эффекта является пондеромоторная энергия

$$\varepsilon_F^{(0)} = \frac{e_0^2 F^2}{4 m_0 \omega^2}$$

(e_0, m_0 — заряд и масса электрона, F и ω — амплитуда и частота возбуждающего лазерного излучения). Максимальная гармоника характеризуется номером N_{max}, отвечающим окончанию плато на кривой зависимости логарифма интенсивности от номера гармоники, так называемый cut-off-эффект:

$$N_{max} = \frac{1}{\hbar\omega}\left(I + (2 \div 3)\varepsilon_F^{(0)}\right), \tag{1}$$

I — потенциал ионизации атома.

В настоящей работе проблема HHG анализируется для неметаллических кристаллических пленок. В кристаллах обычно роль пондеромоторного потенциала играет величина ε_F, в которой масса свободного электрона m_0 заменена на эффективную массу носителя тока μ. Поскольку μ может составлять величину в десятки раз меньшую m_0, для коротких импульсов лазерного возбуждения обеспечивается большая величина параметра ε_F.

Для наблюдения гармоник, естественно, необходимо выбирать достаточно тонкие пленки. Как показано ниже, например, для кристаллов GaAs и возбуждающего CO_2-лазера возможно наблюдение 95-ой гармоники при толщине пленки 300–1000 Å и напряженности поля в импульсе $F \simeq 4 \cdot 10^6$ В/см.

Предсказывается также появление фотоэлектронов, обусловленное поглощением гармоник, с распределением, близким к распределению гармоник по интенсивности. Способ расчета интенсивности гармоник опирается на исходные идеи расчета многофотонного фотоэффекта в неметаллических кристаллах, предложенного в основополагающей работе Келдыша [6], а также в работе автора и Седлецкого, выполненной для эффекта HHG на атомах с водородоподобным основным состоянием [7].

2. ОБЩЕЕ ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ИНТЕНСИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАРМОНИК ПРИ ЗОНА-ЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Рассмотрим кристалл с шириной запрещенной зоны Δ_{cv} в модели Кейна. Пусть при этом разрешен прямой оптический переход в точке $\mathbf{k} = 0$. Пусть на кристалл падает линейно поляризованная волна с частотой ω и амплитудой $\mathbf{F} \parallel X$ (X — выделенная ось кристалла). Предполагается, что на амплитуду F наложено условие

$$e_0 F |X_{cv}| < \Delta_{cv}$$

(X_{cv} — матричный элемент межзонного перехода, Δ_{cv} — ширина запрещенной зоны). Волновая функция системы в координатном представлении зависит от координат электрона $\mathbf{r}_e$ и дырки $\mathbf{r}_h$ ($\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h \equiv \mathbf{r}$).

С учетом взаимодействия электрона и дырки с внешним электромагнитным полем соответствующее уравнение Шредингера имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi(\mathbf{r}, t)}{\partial t} = \left[H_0(\mathbf{r}) + H^d(\mathbf{r}, t) + H^{nd}(\mathbf{r}, t) \right] \Psi(\mathbf{r}, t). \tag{2}$$

Здесь $H_0(\mathbf{r})$ — гамильтониан кристалла без внешнего поля, $H^d(\mathbf{r}, t)$ и $H^{nd}(\mathbf{r}, t)$ — диагональная (по индексам c и v) и недиагональная (смешивающая зоны c и v) части взаимодействия с внешним электромагнитным полем.

Предполагаем, что в основном состоянии (полностью заполненная валентная зона и пустая зона проводимости) волновая функция электрона и дырки может быть выбрана в виде $\psi_0(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)$. Для дальнейшего будем полагать, что H^d точно учитывает взаимодействие с электромагнитной волной, а H^{nd} учтем в нижайшем порядке теории возмущений. Выбранная модель позволяет значительно упростить расчет среднего дипольного момента $\overline{X}(t)$:

$$\overline{X}(t) = \int \Psi^*(\mathbf{r}, t) X \Psi(\mathbf{r}, t) dr. \tag{3}$$

Наблюдаемой величиной является интенсивность $|X_\Omega|^2$ гармоники на частоте Ω:

$$X_\Omega = \frac{1}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{-i\Omega t} \overline{X}(t) dt. \tag{4}$$

Воспользуемся представлением Фарри (f) [8, 9]. Выберем $\Psi(t)$ в виде

$$\Psi(t) = u(t)\psi_f(t). \tag{5}$$

Здесь

$$i\hbar\frac{\partial u}{\partial t} = \left[H_0 + H^d(t)\right] u, \tag{6}$$

$$u(t) = T\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t}\left(H_0 + H^d(t_1)\right) dt_1\right\}, \tag{7}$$

$$i\hbar\frac{\partial \psi_f}{\partial t} = \left[H^{nd}(t)\right]_f \psi_f(t), \tag{8}$$

$$\left[H^{nd}(t)\right]_f = u^{-1}(t)H^{nd}(t)u(t), \tag{9}$$

$$\psi_f(t) = S(t, -\infty)\psi_f(-\infty), \tag{10}$$

где

$$S(t, -\infty) = T\exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int\limits_{-\infty}^{t}\left[H^{nd}(t_1)\right]_f dt_1\right\}, \tag{11}$$

$$\psi_f(-\infty) = \psi_0(\mathbf{r}). \tag{12}$$

Введем функцию Грина

$$G(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = -\frac{i}{\hbar}\theta(t - t')\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}')u(t)u^{-1}(t'). \tag{13}$$

Нетрудно показать, что выражение для $\overline{X}(t)$ принимает вид

$$\overline{X}(t) = 2\,\mathrm{Im}\left\{\int\limits_{-\infty}^{\infty} dt'\langle\psi_0|H^{nd}(t)\hat{G}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}'t')H^{nd}(t')|\psi_0\rangle\right\}, \tag{14}$$

$$\hat{G}(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = -\frac{i}{\hbar}\theta(t - t')\sum_{\mathbf{k}}\varphi_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}, t)\varphi^{+}_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}', t'),$$

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_c},$$

где

$$\varphi_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}, t) = \psi^c_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}_e, t)\psi^v_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}_h, t),$$

$\psi^c_{\mathbf{k}(t)}(r, t)$, $\psi^v_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}, t)$ — решения волковского типа для электрона и дырки во внешнем электромагнитном поле [6],

$$\mathbf{k}(t) = \mathbf{k} + \frac{e\mathbf{F}}{\hbar\omega}\sin\omega t,$$

$$\psi^{c,v}_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r},t) = \exp\left[i(\mathbf{k}(t)\mathbf{r})\right] U^{(c,v)}_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r}) \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_0^t \varepsilon^{c,v}_{\mathbf{k}(t_1)} dt_1\right\}, \tag{15}$$

$U^{c,v}_{\mathbf{k}(t)}(\mathbf{r})$ — периодические части функции Блоха. В итоге находим $\overline{X}(t)$:

$$\overline{X}(t) = 2\,\mathrm{Im}\left[-\frac{i}{\hbar}\frac{eF}{\omega\mu}\int dt' \sum_{\mathbf{k}} \theta(t-t')\langle v\mathbf{k}(t)|X|c\mathbf{k}(t)\rangle \times \right.$$
$$\left. \times \left\langle c\mathbf{k}(t')\left|-i\hbar\frac{\partial}{\partial x}\right| v\mathbf{k}(t')\right\rangle \sin\omega t' \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_t^{t'} \varepsilon_{\mathbf{k}}(t_1)dt_1\right\}\right], \tag{16}$$

где $\varepsilon_{\mathbf{k}(t)}$ описывает закон дисперсии, имеющий в модели Кейна вид

$$\varepsilon_{\mathbf{k}(t)} = \varepsilon^c_{\mathbf{k}(t)} - \varepsilon^v_{\mathbf{k}(t)} = \sqrt{\Delta^2_{cv} + \frac{\hbar^2\mathbf{k}^2(t)}{\mu}\Delta_{cv}}. \tag{17}$$

Междузонные матричные элементы координаты и импульса во внешнем поле вычисляются, как обычно, по объему элементарной ячейки. Поскольку поперечный импульс $\mathbf{p}_\perp = \hbar\mathbf{k}_\perp$ не возмущается электромагнитным полем, основной вклад в сумму по $\mathbf{k}$ в (16) вносит слагаемое с $p^2_\perp = 0$ (это прямо следует из (16), так как $p^2_\perp$ входит рядом с Δ_{cv}). Зависимость от щели Δ_{cv} вероятности процесса генерации гармоник, как будет видно из дальнейшего, приводит с ростом Δ_{cv} к резкому (экспоненциальному) убыванию скорости процесса. Поэтому далее полагаем $p^2_\perp = 0$. Матричный элемент координаты для межзонного перехода ($p^2_\perp = 0$) в модели Кейна имеет вид [10]

$$\langle v\mathbf{k}(t)|X|c\mathbf{k}(t)\rangle \equiv X_{12}(t) = \frac{i\hbar}{2}\sqrt{\frac{\Delta_{cv}}{\mu}}\,\frac{1}{\Delta_{cv} + (\hbar^2/\mu)\left(k_x + (eF/\hbar\omega)\sin\omega t\right)^2}. \tag{18}$$

Соответственно матричный элемент импульса равен

$$p_{12} = \mu\frac{\Delta_{cv}}{\hbar}X_{12}. \tag{19}$$

Таким образом, необходимо вычислить

$$\overline{X}(t) = 2\,\mathrm{Im}\left(-\frac{i}{\hbar}\frac{eFX_{12}(t)}{\omega\mu}\int_{-\infty}^{\infty} dt' \sum_{k_x}\theta(t-t')p_{12}(t')\sin\omega t' \exp\left\{-\frac{i}{\hbar}\int_t^{t'}\varepsilon_{k_x(t_1)}dt_1\right\}\right). \tag{20}$$

Точный расчет выражения затруднен. Ниже будет использован приближенный расчет, основанный на выносе за знак интеграла по dt' предэкспоненциального множителя $p_{12}(t')$ в перевальной точке t'_*, вычисленной при $k_x = 0$. Последнее условие предполагает, что основной вклад в сумму по k_x вносит член с $k_x = 0$. Это утверждение подтверждается дальнейшим расчетом. Функция

$$f(t') = \pm it'\omega - \frac{i}{\hbar}\int_t^{t'}\varepsilon_{k_x(t_1)}dt_1 \tag{21}$$

имеет стационарные точки, так что

$$i\omega - \frac{i}{\hbar}\varepsilon_{k_x(t)} = 0. \tag{22}$$

При $k_x = 0$ имеем

$$t'_* = \frac{i}{\omega}\operatorname{arcsh}\gamma, \quad \gamma = \frac{\omega}{\omega_{tun}}, \quad \omega_{tun} = e_0 F\sqrt{\frac{\Delta_{cv}/\mu}{\Delta_{cv}^2 - \hbar^2\omega^2}}, \tag{23}$$

где частота туннелирования ω_{tun} определяется туннельным переходом из валентной зоны в зону проводимости в поле внешней электромагнитной волны. В рассматриваемом адиабатическом пределе $\hbar\omega \ll \Delta_{cv}$ выражение для ω_{tun} может быть представлено в виде

$$\omega_{tun} = \omega_{tun}^{(0)}\left(1 + \frac{1}{2}\left(\frac{\hbar\omega}{\Delta_{cv}}\right)^2\right), \tag{24}$$

$$\omega_{tum}^{(0)} = \frac{e_0 E}{\sqrt{\mu\Delta_{cv}}}.$$

Суммирование по k_x в (20) удобно заменить на интегрирование по dk_x:

$$\sum_{k_x}\ldots = \frac{1}{2\pi}\int\ldots dk_x.$$

Интеграл по dk_x содержит простой полюс. Действительно, матричный элемент $p_{12}(t'_*)$ имеет полюса:

$$k_x^{(1)} = ik_0\frac{\kappa^2}{2\sqrt{2}}, \quad k_x^{(2)} = -ik_0\sqrt{2}, \quad \frac{\hbar^2 k_0^2}{2\mu} = \Delta_{cv}, \quad \kappa^2 = \left(\frac{\hbar\omega}{\Delta_{cv}}\right)^2. \tag{25}$$

Расчет интеграла по dk_x дается в Приложении. Таким образом, интеграл по dk_x непосредственно вычисляется и при вычислении величины X_Ω в оставшихся интегралах по dt и dt' k_x заменяется на $k_x^{(1)}$. Поскольку $|k_x^{(1)}/k_0| \ll 1$, можно для простоты положить его равным нулю. Именно это условие и предполагалось выше при выносе предэкспоненциального множителя в точке t'_*, вычисленной при $k_x = 0$. Дальнейший расчет интеграла по dt' выполним, упростив выражение, содержащее квадратный корень в экспоненте:

$$j = \frac{i}{\hbar}\int_{t'}^{t}\sqrt{\Delta_{cv}^2 + \Delta_{cv}\frac{e^2F^2}{\omega^2\mu}\sin^2\omega t_1}\,dt_1 \simeq i\left\{(q+\rho)\omega(t-t') - \frac{\rho}{2}(\sin 2\omega t - \sin 2\omega t')\right\}, \tag{26}$$

$$q = \frac{\Delta_{cv}}{\hbar\omega}, \quad \rho = \frac{\varepsilon_F}{\hbar\omega}, \quad \varepsilon_F = \frac{e_0^2F^2}{4\mu\omega^2}.$$

Заметим, что разложение корня в (26) после учета аналитических особенностей не вызывает возражений. Это соответствует схеме рассмотрения проводящей и валентной зон в модели параболических законов дисперсии. Заметим, что показатель экспоненты в (16) выражает классическое действие, и при определении величины X_Ω можно получить закон сохранения энергии [4]:

$$\hbar\Omega = \varepsilon_{\mathbf{k}(t)}. \tag{27}$$

Это условие может быть использовано в матричном элементе $X_{12}(t)$.

Воспользуемся разложением

$$e^{i\rho \sin z} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(\rho) e^{inz}, \tag{28}$$

где $J_n(\rho)$ — функция Бесселя действительного аргумента.

Далее интегрирование по dt и dt' не представляет труда. Находим

$$X_\Omega = X_0 \sqrt{\rho} \left(\sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[J_m\left(\frac{\rho}{2}\right) J_{m-s-1}\left(\frac{\rho}{2}\right) + J_m\left(\frac{\rho}{2}\right) J_{m-s}\left(\frac{\rho}{2}\right)\right] \frac{1}{m-s+a} \right), \tag{29}$$

$$X_0 = \frac{\pi}{8} \frac{\Delta_{cv}^{5/2}\sqrt{\hbar\omega}}{\hbar^3\Omega^2\omega^2} \sqrt{\frac{\hbar}{\mu\omega}}, \quad \Omega = (2s+1)\omega, \quad a = \frac{1}{2}(q+\rho-1).$$

Воспользуемся известной формулой [11]

$$\sum_m J_m(x) J_{m+s}(x) \frac{1}{m+a} = \frac{\pi}{\sin \pi a} J_{s-a}(x) J_a(x), \tag{30}$$

где a — нецелое число.

Таким образом, получим

$$X_\Omega = X_0 \frac{\pi\sqrt{\rho}}{\sin a\pi} \left[J_{a+1}\left(\frac{\rho}{2}\right) J_{s-a}\left(\frac{\rho}{2}\right) - J_a\left(\frac{\rho}{2}\right) J_{s-a}\left(\frac{\rho}{2}\right)\right]. \tag{31}$$

Как следует из полученной формулы, при $\rho \ll 1$ интенсивность $(2s+1)$-ой гармоники определяется величиной

$$|X_{2s+1}|^2 \sim \rho^{2s+1} \sim (F^2)^{2s+1},$$

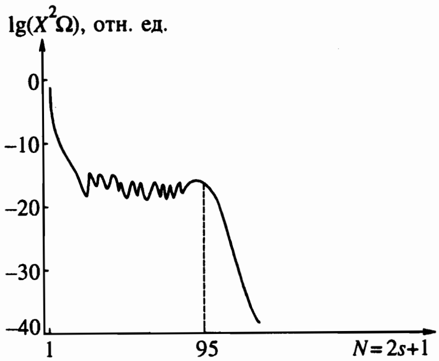
что соответствует результату теории возмущений. Наибольший интерес представляют гармоники, для которых имеет место условие $\rho/2 \simeq s-a$. На зависимости интенсивности гармоники от ее номера наблюдается плато (см. рисунок), вплоть до максимальной гармоники

$$N_{max} = 2s_{max} + 1 = \frac{1}{\hbar\omega}(\Delta_{cv} + 2\varepsilon_F),$$

отвечающей cut-off-эффекту.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Специфика твердого тела проявляется прежде всего в том, что генерируемые гармоники могут поглощаться кристаллом. Наблюдение гармоник может проводиться в отраженном свете, как сделано в работе [5]. Выбирая, однако, достаточно тонкие пленки, можно наблюдать на просвет спектр генерируемых гармоник в областях $\hbar\Omega \gg \Delta_{cv}$. Например, для GaAs мы имеем $\Delta_{cv} = 1.5$ эВ, $\mu \simeq 0.06 m_0$. Кристалл прозрачен для



Зависимость интенсивности гармоник (в относительных единицах) от их номера ($q = 15$, $\rho = 40$)

CO_2-лазера с $\hbar\omega \simeq 0.1$ эВ. Выполненный в этой работе расчет справедлив при полях $F \ll F_{cr}$:

$$F_{cr} = \frac{\Delta_{cv}}{e_0|X_{12}|} \simeq 3 \cdot 10^7 \text{В/см}. \tag{32}$$

На рисунке приведен график зависимости интенсивности гармоник при их генерации в поле $F = 4 \cdot 10^6$ В/см ($\rho = 40$, $q = 15$). Как видно из рисунка, максимальная гармоника имеет номер $N_{max} = 95$, следовательно $\hbar\Omega = 9.5$ эВ. Коэффициент поглощения на этой длине волны в GaAs равен [12] 10^5–10^6 см$^{-1}$.

Таким образом, эту гармонику возможно наблюдать на пленках толщиной 300–1000 Å. Удобным способом фиксации гармоник является вызываемый ими внешний фотоэффект. Для GaAs имеем порог фотоэмиссии $\eta = 5.5$ эВ [13], что соответствует пороговой гармонике $N_{th} = 55$. Коэффициент поглощения в интервале между 55-ой и 95-ой гармониками, способными вызвать фотоэффект в кристалле, меняется сравнительно слабо. Это приводит к тому, что распределение фотоэлектронов по энергиям, в основном, будет повторять распределение интенсивностей гармоник (см. рисунок).

Заметим, что прямой многофотонный фотоэффект из кристалла определяет кинетическую энергию вылетевшего электрона через массу свободного электрона m_0. При этом соответствующий cut-off-эффект для энергии вылетевшего электрона при использовании волковских решений для свободного электрона, как нетрудно показать, будет определяться выражением

$$\begin{gathered} \varepsilon = \eta + 2\varepsilon_F^{(0)}, \\ \varepsilon_F^{(0)} = \frac{e_0^2 F^2}{4 m_0 \omega^2}. \end{gathered} \tag{33}$$

Поскольку пондеромоторные потенциалы $\varepsilon_F^{(0)}$ и ε_F отличаются в μ/m_0 раз, будут отличаться и значения энергий вылетевшего электрона для этих двух конкурирующих механизмов образования свободных фотоэлектронов.

Естественно, что часть гармоник, попадающая по энергиям внутрь запрещенной зоны, будет свободно выходить из кристалла. В рассматриваемом примере GaAs при величине кванта $\hbar\omega = 0.05$ эВ и напряженности поля $1.4 \cdot 10^6$ В/см из кристалла в районе плато будут свободно выходить гармоники с номерами от 20-го по 30-й.

Автор выражает признательность Е. Канаровскому за полезные замечания.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Рассмотрим интеграл

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} dz \frac{F(z)}{(z - i\alpha_1)(z + i\alpha_2)},$$

$$F(z) = \theta(t - t') f(z) \exp\left\{ iB \int_{t'}^{t} \sqrt{z^2 + zA(t_1) + C(t_1)}\, dt_1 \right\},$$

$F(z)$ не имеет полюсов и убывает степенным образом на бесконечности. Исследуем полюс, лежащий в верхней полуплоскости $z = i\alpha_1$. Вычет в этой точке требует выполнения леммы Жордана. Замкнем контур интегрирования в верхней полуплоскости и рассмотрим поведение подынтегральной функции $F(z)/(z + i\alpha_2)$ при $z = |z|e^{i\varphi}$:

$$|z| \to \infty, \quad \varphi \in]0, \omega[.$$

Нетрудно показать, что $F(z)$ при $|z| \to \infty$ есть

$$\theta(t - t') \exp\left\{ i(t - t')|z|e^{i\varphi} \right\} \to 0.$$

(Как нетрудно проверить, на лучах $\varphi = \pi/4$ и $3\pi/4$ подкоренное выражение в интеграле по dt_1 также не зависит от t при $|z| \to \infty$.) Аналогично вычисляются интегралы для комплексно-сопряженной функции при замыкании контура в нижней полуплоскости.

Литература

1. A. L'Huillier, L. A. Lompre, G. Mainfray, and C. Manus, in *Proc. of the 5-th Intern. Conf. on Multiphoton Processes*, Paris (1990).
2. J. L. Krause, K. T. Schafer, and K. C. Kulander, Phys. Rev. Lett. **68**, 3535 (1992).
3. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
4. M. Lewinstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L'Huillier, and P. B. Corkum, Phys. Rev. A **49**, 2117 (1994).
5. D. Von der Linde, T. Engers, and A. Tenke, Phys. Rev. A **52**, 52 (1995).
6. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ **47**, 1945 (1964).
7. V. A. Kovarsky and O. A. Sedletsky, in *Proc. of the 7-th Intern. Conf. on Multiphoton Processes*, Garching (1996).
8. В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, *Квантовая электродинамика*, Наука, Москва (1980).
9. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, И. Ш. Авербух, *Многоквантовые процессы*, Энергоатомиздат, Москва (1985).
10. Ю. А. Бычков, А. М. Дыхне, ЖЭТФ **58**, 1734 (1970).
11. В. А. Коварский, Н. Ф. Перельман, Изв. АН МССР: Сер. физ., техн. и матем., № 1, 37 (1973).
12. Б. Серафин, Х. Беннетт, в кн. *Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа AB)*, под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира, Мир, Москва (1970), с. 445.
13. *Таблицы физических величин*, под ред. акад. И. К. Кикоина, Атомиздат, Москва (1976).