

УДК 539.112.217.04

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОМ В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 августа 1982 г.)

Рассмотрено влияние постоянного электрического поля на резонансное поглощение интенсивной стационарной электромагнитной волны в полупроводнике с учетом внутризонного движения носителей. Получено выражение коэффициента поглощения в отсутствие столкновений. Выявлены особенности разрушения электрическим полем состояния насыщения при учете внутризонного движения носителей.

Известно, что при воздействии на квантовые системы интенсивного электромагнитного излучения возникают новые эффекты, которые зависят от величины внешнего поля и не описываются в рамках обычной теории возмущений (эффекты насыщения, просветления и др.). Эффект насыщения в таких системах известен сравнительно давно [1]. Наличие его приводит к выравниванию заселенностей состояний, между которыми происходят переходы, вследствие чего происходит, например, резкое уменьшение величины поглощения.

Впервые эффект насыщения в полупроводниковых кристаллах был изучен авторами работ [2, 3] в связи с вопросом о полупроводниковом квантовом генераторе. При этом внешнее поле полагалось слабым и учитывалось с помощью теории возмущений.

В случае больших интенсивностей авторами работы [4] был развит подход, основанный на строгом учете взаимодействия излучения с полупроводником. Было показано, что эффект насыщения отличается от рассмотренного в [2, 3], поскольку выравнивание заселенностей в зонах происходит лишь в резонансной области. Кроме того, важным результатом, полученным в [4], является значительное искажение энергетического спектра вблизи резонанса, влияющее на процессы поглощения и испускания фотонов.

Влияние постоянного электрического поля на взаимодействие интенсивного электромагнитного излучения с полупроводником обсуждалось в работах [5—7]. В [5] экспериментально исследовалось просветление кристаллов CdS_xSe_{1-x} . Было показано, что в присутствии электрического поля с напряженностью порядка 10^4 В/см пропускание света образцом уменьшается до нуля. Электрическое поле приводит к нарушению когерентности взаимодействия [6]. В [7] предложен механизм электрического разрушения состояния насыщения, доминирующий над столкновительным.

Однако в указанных работах не учитывались эффекты, связанные с

внутризонным движением носителей, что, как показано в [8—11], приводит к новым интересным следствиям. В настоящей работе рассматривается влияние постоянного электрического поля с напряженностью F на резонансное поглощение стационарной электромагнитной волны в полупроводнике с учетом внутризонного движения носителей заряда.

Волновую функцию электрона будем искать в виде [7]

$$\Psi(t) = \int \left[a_{\mathbf{k}'}^v(t) \varphi_{\mathbf{k}'}^v e^{-\frac{i}{\hbar} E_{\mathbf{k}'}^v t} + a_{\mathbf{k}'}^c(t) \varphi_{\mathbf{k}'}^c e^{-\frac{i}{\hbar} E_{\mathbf{k}'}^c t} \right] \frac{d^3 \mathbf{k}'}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (1)$$

где $\varphi_{\mathbf{k}}^v$ и $E_{\mathbf{k}}^v$ — собственные функции и собственные значения в валентной зоне (v) и в зоне проводимости (c) в отсутствие электрического поля и света.

Исходим из гамильтониана в дипольном приближении:

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

где \hat{H}_0 — нулевой гамильтониан, $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента перехода, eF — сила, действующая на электрон в постоянном электрическом поле (поле направлено вдоль оси z), а $\mathbf{E} = E_0 \cos \omega t$ — напряженность электрического поля в волне. Подставив (1) в уравнение Шредингера, получим следующую систему уравнений для амплитуд $a_{\mathbf{k}}^{v,c}$:

$$i\hbar \left[\frac{\partial a_{\mathbf{k}}^{v,c}}{\partial t} + eF \frac{\partial a_{\mathbf{k}}^{v,c}}{\partial k_z} \right] = \\ = V_{v,c} a_{\mathbf{k}}^{v,c} \cos \omega t + V_{cv} a_{\mathbf{k}}^{c,v} \cos \omega t \exp \left[\pm \frac{i}{\hbar} (E_{\mathbf{k}}^v - E_{\mathbf{k}}^c) t \right], \quad (3)$$

$$V_{v,c} = d_{v,c} E_0, \quad V_{cv} = d_{cv} E_0.$$

При получении (3) мы пренебрегли межзонными матричными элементами оператора Fz , однако, в отличие от [7], учли также внутризонное движение носителей заряда под действием света.

Воспользовавшись условием резонанса

$$E_{\mathbf{k}}^c - E_{\mathbf{k}}^v - n\hbar\omega = 2\varepsilon_{\mathbf{k}}, \quad |\varepsilon_{\mathbf{k}}/\hbar\omega \ll 1, \quad (4)$$

где n — число фотонов, и перейдя к новому представлению с помощью подстановок

$$a_{\mathbf{k}}^{v,c}(t) = b_{\mathbf{k}}^{v,c}(t) \exp \left[-i \left(\frac{V_{v,c}}{\hbar\omega} \sin \omega t \pm \varepsilon_{\mathbf{k}} t \right) \right], \quad (5)$$

приходим к новой системе уравнений

$$i\hbar \left(\frac{\partial b_{\mathbf{k}}^{v,c}}{\partial t} + eF \frac{\partial b_{\mathbf{k}}^{v,c}}{\partial k_z} \right) = \pm \varepsilon_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{v,c} + \Lambda_{\mathbf{k}} b_{\mathbf{k}}^{c,v}. \quad (6)$$

Величина $\Lambda_{\mathbf{k}}$ характеризует энергию взаимодействия электронов с полем электромагнитной волны с учетом внутризонного движения [9—11]:

$$\Lambda_{\mathbf{k}} = (-1)^{n+1} V_{cv} \frac{n}{z_1} J_n(z_1), \quad (7)$$

где $J_n(z_1)$ — функция Бесселя реального аргумента, а z_1 — безразмерный параметр, характеризующий внутризонное движение частиц в поле волны:

$$z_1 = (V_c - V_0)/h\omega. \quad (8)$$

Перейдем в (6) к новой переменной

$$\mathbf{p} = \mathbf{k} - e\mathbf{F}t, \quad (9)$$

имеющей смысл квазимпульса электрона в некоторый начальный момент времени. В присутствии постоянного электрического поля именно величина \mathbf{p} является интегралом движения (см. [7]). Тогда система (6) примет вид

$$i\hbar \frac{\partial b^{v,c}(\mathbf{p}, t)}{\partial t} = \mp \varepsilon(\mathbf{p}, t) b^{v,c}(\mathbf{p}, t) + \Lambda_n b^{c,v}(\mathbf{p}, t). \quad (10)$$

Здесь введено обозначение $b_k^{v,c}(t) = b^{v,c}(\mathbf{p}, t)$.

Величина \mathbf{p} входит в эти уравнения как параметр. Решения (10) при $\varepsilon = \text{const}$ ищем в виде

$$b^{v,c}(\mathbf{p}, t) = b_0^{v,c} \exp\left(-\frac{i}{\hbar} \xi t\right). \quad (11)$$

Тогда для адиабатических термов системы вблизи n -фотонного резонанса получаем решения

$$\xi_{1,2} = \pm \sqrt{\varepsilon^2 + |\Lambda_n|^2}. \quad (12)$$

Терм ξ_1 при больших по абсолютной величине $\varepsilon < 0$ описывает состояние в v -зоне, а при больших $\varepsilon > 0$ — состояние в c -зоне (для ξ_2 — ситуация обратная).

На рис. 1 изображен ход адиабатических ($\xi_{1,2}$, сплошные кривые) и диабатических ($\pm \varepsilon$, пунктирные кривые) электронных термов вблизи n -фотонного резонанса в зависимости от времени. Стрелкой указан переход между диабатическими термами в окрестности момента их пересечения (t_n), соответствующий рождению электронно-дырочной пары с одновременным поглощением n фотонов. Этот момент определяется из условия

$$p_{\perp}^2 + (p_z + eFt_n)^2 = k_n^2, \quad k_n = \sqrt{2\mu(n\hbar\omega - \Delta)}, \quad (13)$$

где Δ — ширина запрещенной зоны, μ — приведенная масса $p_{\perp} = k_{\perp}$ и p_z — составляющие начального импульса в перпендикулярном и параллельном направлении относительно электрического поля.

Вероятность такого перехода, согласно [12], есть

$$P = 1 - \exp(-2\pi\gamma_n), \quad \gamma_n = \frac{|\Lambda_n|^2}{2\hbar \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial t}\right)_{t_n}}. \quad (14)$$

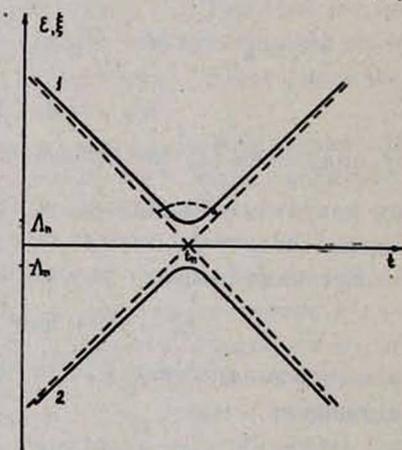


Рис. 1.

Из (4), (9), (13) и (14) следует, что при $p_{\perp} < k_n$

$$P = 1 - \exp \left[\frac{2\pi\mu |\Lambda_n|^2}{\hbar e F V \sqrt{k_n^2 - k_{\perp}^2}} \right]. \quad (15)$$

Видно, что при $k_{\perp} > k_n$ пересечение отсутствует и переходы не происходят.

Определим коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ обычным способом

$$\alpha(\omega) = Q/I, \quad (16)$$

где Q — средняя энергия, диссипируемая в единицу времени в единице объема, I — интенсивность падающей волны. Для величины Q с учетом обратных переходов можно получить

$$Q = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi\hbar)^3} n\hbar\omega W_n(\mathbf{k}) (1 - f_e - f_h), \quad (17)$$

где $f_{e,h}$ — функции распределения электронов в s и v -зонах, слабо меняющиеся в энергетическом интервале Λ_n , в котором происходит переход, $W_n(\mathbf{k})$ — вероятность перехода, определяемая выражением

$$W_n(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar} |\Lambda_F|^2 \delta(E_k^e - E_k^v - n\hbar\omega). \quad (18)$$

Сюда входит эффективный матричный элемент вблизи n -фотонного резонанса, зависящий также от величины постоянного электрического поля:

$$\Lambda_F = \Lambda_n \left(\frac{1 - e^{-x}}{x} \right)^{1/2}, \quad x = \frac{2\pi\mu |\Lambda_n|^2}{\hbar e F |k_x|}. \quad (19)$$

Ниже мы ограничимся случаем $f_{e,h} = 0$. При $x \ll 1$ для коэффициента поглощения (16) получается вид, не зависящий от F :

$$\alpha(\omega) = \alpha_n(\omega) \left| \frac{\Lambda_n}{d_{cv} E_0} \right|^2, \quad \alpha_n(\omega) = \frac{8\sqrt{2} \mu^3 |d_{cv}|^2 n\omega \sqrt{n\hbar\omega - \Delta}}{Nch^3}, \quad (20)$$

где N — показатель преломления среды.

Выражение (20) учитывает лишь механизм внутризонного движения носителей в зонах под действием электромагнитной волны при межзонном n -фотонном поглощении. В случае, когда внутризонное движение отсутствует ($z_1 = 0$), возможно лишь однофотонное поглощение ($n = 1$). При этом величина поглощения перестает зависеть от интенсивности волны и получается известный результат [13] корневой зависимости в линейной теории: $\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega)$. Из (20) видно, что при $z_1 \neq 0$ поведение и величина поглощения полностью определяются свойствами функции Бесселя (см. (17)), которая имеет осцилляционный характер и сверху ограничена. Интересно, что учет внутризонного движения приводит к тому, что коэффициент поглощения оказывается отличным от нуля лишь вдали от некоторых критических значений интенсивности (нулей функции Бесселя) и оказывается равным нулю вблизи них. Например, при $|z_1| < 1$ $J_1(z_1)/z_1 \approx \approx 1/2$ и величина Λ_1 пропорциональна интенсивности электромагнитного поля; если интенсивность возрастает, то Λ_1 также растет, затем, умень-

шаясь, достигает нуля, когда $|z_1| = z_1^* = 3,83$ (первый нуль функции Бесселя). Подобного рода осцилляции коэффициента поглощения связаны с обращением в нуль дополнительного усредненного потенциала, когда удвоенная амплитуда колебаний электрона становится равной или кратной дополнительному периоду $2\pi/k_n$, возникающему в кристаллической решетке [10].

В общем случае произвольного значения x для коэффициента поглощения имеем

$$\alpha(\omega) = a_n(\omega) \left| \frac{\Lambda_n}{d_{cv} E_0} \right|^2 \Phi(\beta_n), \quad (21)$$

$$\Phi(\beta_n) = \frac{1}{2} \left[\frac{1 - e^{-\beta_n}}{\beta_n} + e^{-\beta_n} - \beta_n E_1(\beta_n) \right]. \quad (22)$$

Здесь $E_1(\beta_n)$ — интегральная показательная функция [14], а β_n — безразмерный параметр, зависящий от характеристик среды, падающего излучения и величины постоянного электрического поля:

$$\beta_n(z_1) = \beta_n^0 \left| \frac{2n}{z_1} J_n(z_1) \right|^2, \quad \beta_n^0 = \frac{\pi \sqrt{2\mu} |V_{cv}|^2}{4\hbar e F \sqrt{\hbar n \omega - \Delta}}. \quad (23)$$

Вдали от нулей функции Бесселя при $\beta_n \rightarrow 0$, $\Phi \rightarrow 1$ и поглощение растет до значения, определяемого выражением (20). Если дополнительно положить $z_1 = 0$ ($n = 1$), то оно перейдет в $\alpha_0(\omega)$ — выражение линейного поглощения. Это приближение справедливо в случае сильного постоянного электрического поля, когда происходит эффективное разрушение состояния насыщения в образце. В обратном предельном случае слабого электрического поля ($\beta_n > 1$) поглощение оказывается меньше $\alpha(\omega)$, определяемого (21), благодаря наличию эффекта насыщения. Заметим, что вблизи критических точек величина поглощения всегда очень мала и слабо зависит от F .

Следует отметить, что состояние насыщения резонансных переходов разрушается также столкновениями. Действие электрического поля будет сильнее, чем столкновительное разрушение, если выполняется условие

$$\tau_F \ll \tau, \quad \tau_F = \hbar \beta_n(z_1) / \Lambda_n. \quad (24)$$

Здесь τ_F имеет смысл времени, за которое электрон под действием постоянного электрического поля проходит энергетический интервал Λ_n вблизи n -фотонного резонанса, а τ — время выхода электрона из этого интервала за счет столкновений.

Видно, что из-за наличия эффекта внутризонного движения частиц τ_F является ограниченной функцией и осциллирует со спадающей амплитудой (ср. с [7]). На рис. 2 изображено отношение $f_n(z_1) = \beta_n(z_1) / \beta_n^0$ как функция от z_1 для значений $n = 1, 2, 3, 4$. Пунктирная линия на

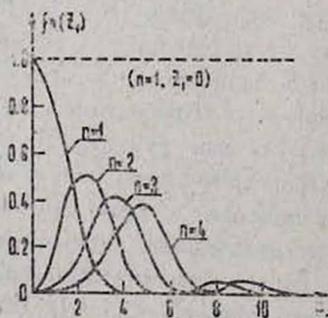


Рис. 2.

рис. 2 соответствует случаю, когда в кристалле отсутствует внутризонное

движение под действием интенсивной электромагнитной волны ($z_1=0$) и возможен лишь однофотонный резонанс ($n=1$).

Указанные в работе особенности будут проявляться в материалах без центра инверсии при гелиевых температурах в лазерных полях с напряженностью 10^4 — 10^5 В/см и постоянных электрических полях порядка 10^2 — 10^4 В/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Schwinger J., Karplus R. Phys. Rev., 73, 1020 (1948).
2. Басов Н. Т., Крохин О. Н. ФТТ, 5, 2384 (1963).
3. Крохин О. Н. ФТТ, 7, 2612 (1965).
4. Галицкий В. М. и др. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
5. Брюкнер Ф. и др. ЖЭТФ, 67, 2219 (1974).
6. Полуэктов И. А. и др. Квантовая электроника, 1, 1309 (1974).
7. Кумеков С. Е., Перель В. Н. ФТП, 5, 2147 (1981).
8. Perelman N. F., Kovarskii V. A. Phys. Stat. Sol. (b), 63, K51 (1974).
9. Балкарей Ю. Н., Эпштейн Э. М. ФТТ, 17, 2312 (1975).
10. Блажин В. Д. ФТТ, 17, 2325 (1975).
11. Arutyunyan G. M., Shahinyan S. M. Phys. Stat. Sol. (b), 77, K171 (1976).
12. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Квантовая механика. Изд. Наука, М., 1974, стр. 404.
13. Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. Изд. Наука, М., 1978, стр. 410.
14. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике. Изд. Наука, М., 1973.

ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՒԻՍԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅՓՄԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒՅՑՈՒՆՆԵՐԸ ԲՅՈՒՐԵԴՈՒՄ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒՅՑԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Իրատրկված է նստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի սեղանային կլանման վրա կիսահաղորդիչում հաշվի առնելով հոսանքակիրների ներդրումը շարժումը: Ստացված է կլանման գործակցի արտահայտությունը ընդհարումների բացակայության դեպքում: Բացահայտված են էլեկտրական դաշտում հազիցման վիճակի բարձրացման առանձնահատկությունները հոսանքակիրների ներդրումային շարժման հաշվումով:

PECULIARITIES OF THE ABSORPTION OF AN INTENSIVE ELECTROMAGNETIC RADIATION IN A CRYSTAL IN THE PRESENCE OF A CONSTANT ELECTRICAL FIELD

G. M. HARUTYUNYAN

The influence of a constant electrical field on the resonance absorption of intensive stationary electromagnetic wave in a semiconductor is considered taking into account the interband motion of carriers. An expression for the absorption factor in the absence of collisions is obtained. The features of the saturation state destruction by the electrical field are discussed with due regard for the interband motion of carriers.

