

Для данных образцов они равны $7,2 \cdot 10^{-3}$ и $13,5 \cdot 10^{-3}$ соответственно.

Для характеристики высокочастотных модуляторов удобно ввести качество модулятора η [5]. Экспериментально полученные значения η таковы: $\eta_1 = 0,75 \cdot 10^{-2} \frac{\text{рад}^2}{\text{см}}$, $\eta_2 = 0,6 \cdot 10^{-2} \frac{\text{рад}^2}{\text{см}}$. Можно показать, что в случае, когда потери полностью определяются кристаллом, качество модулятора зависит только от параметров кристалла:

$$\eta = 1,42 \cdot 10^{14} \frac{r_s^2}{\lambda^2 e f \text{ tg } \delta} \frac{l}{d^2} \left[\frac{\text{рад}^2}{\text{см}} \right]. \quad (4)$$

Качество модулятора может быть повышено за счет увеличения отношения $\frac{l}{d^2}$. Предел этому увеличению кладут дифракционные потери света. Максимальное значение $\frac{l}{d^2}$ равно [4]:

$$\frac{l}{d^2} = 0,022 \frac{n}{\lambda}$$

Для кристалла LiNbO_3 на длине волны $3,39 \text{ мк}$ эта величина составила 135 см^{-1} . Подставляя это значение в (4), получим

$$\eta_{\text{макс}} = 2,9 \cdot 10^{-2} \frac{\text{рад}^2}{\text{см}} \text{ и } \eta_{2\text{макс}} = 14,5 \cdot 10^{-2} \frac{\text{рад}^2}{\text{см}}.$$

Полученные экспериментально значения качества могут быть повышены в первом случае в 4 раза, а во втором в 24 раза за счет оптимального выбора размеров образцов. Таким образом, модулятор с использованием кристалла ниобата лития обладает высокой эффективностью в инфракрасном диапазоне.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить Л. Н. Рашковича и Ю. В. Соловьеву за предоставленные кристаллы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тигнер Е. Н., App. Phys. Lett., 8, 11, 303, 1966.
2. Най Дж. Физические свойства кристаллов. М., ИЛ, 1967.
3. Дианова В. А., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. «Радиотехника и электроника», 10, 4, 770, 1965.
4. Кашинов И. Р., Тигнер Е. Н. App. Opt., 5, 10, 1612, 1966.
5. Дианова В. А., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. «Радиотехника и электроника», 11, 5, 947, 1966.

Поступила в редакцию
30. 4 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 539.293 : 537.312.8

В. Ч. ЖУКОВСКИЙ

О ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПРИСУТСТВИИ ИНТЕНСИВНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Как было показано Ароновым [1], поглощение в полупроводниках, находящихся в постоянных скрещенных полях, сопровождается запрещенными переходами электронов из валентной зоны в зону проводимости. Это дает возможность независимого измерения параметров носителей обеих зон. В настоящей заметке мы хотим показать, что под действием сильного лазерного излучения в магнитном поле также будут происходить запрещенные переходы, причем вероятность таких переходов пропорциональна степеням интенсивности излучения. При этом в отличие от нелинейного поглощения

в отсутствие магнитного поля [2, 3, 4] поглощение будет иметь резонансный характер.

Найдем волновые функции электрона в полупроводнике, находящемся в магнитном поле, параллельном оси z с потенциалом $\vec{A}(H) = (0, xH, 0)$, и в поле плоской циркулярно-поляризованной волны $\vec{A}(t) = (b\cos\omega t, b\sin\omega t, 0)$ (заметим, что для вакуума эта задача с произвольной поляризацией волны решена в [5]). С помощью операторов рождения и уничтожения a^+ и a :

$$a = \frac{1}{r_0} \left(\frac{cp_x}{eH} - i(x - x_0) \right), [a, a^+] = 1, \quad (1)$$

$$x_0 = -\frac{cp_y}{eH}, r_0 = \left(\frac{2c\hbar}{eH} \right)^{\frac{1}{2}}$$

определим оператор

$$\Lambda = \exp \left[-\frac{i}{\hbar} \int^t \gamma(t') dt' + \mu a^+ - \mu^* a \right], \quad (2)$$

где функции $\mu(t)$ и $\gamma(t)$ удовлетворяют классическим уравнениям:

$$\dot{\mu} = -i\omega_c \mu - i \frac{eb}{mcr_0} e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

$$\dot{\gamma} = -i \frac{m\omega_c r_0^2}{4} (\mu\mu^* - \mu^*\mu) + \frac{1}{2} m r_0^2 |\dot{\mu}|^2, \quad \omega_c = \frac{eH}{mc}.$$

Предполагая зоны в полупроводнике параболическими и невырожденными, получим следующие волновые функции:

$$\Psi_i = V_{i0}(\vec{r}) F_i(\vec{r}, t), \quad (4)$$

$F_1 = \Lambda(\mu_1) \Phi_n e^{-i\varepsilon_1 t/\hbar}$ — для валентной зоны 1, $F_2 = \Lambda(\mu_2) \Phi_n e^{-i\varepsilon_2 t/\hbar}$ — для зоны проводимости 2.

В этих формулах V_{i0} — периодическая часть функции Блоха при $k=0$, $\Phi_n(\vec{r}) e^{-iE_n t/\hbar}$ — собственная функция электрона в однородном магнитном поле, $\varepsilon_1 = -E_n - \varepsilon_1^0$ и $\varepsilon_2 = E_n + \varepsilon_2^0$ — значения энергии в зонах 1 и 2, $\varepsilon_1^0 + \varepsilon_2^0 = \varepsilon_g$ — ширина запрещенной зоны; $\mu_1 = -eb [m_1 c r_0 (\omega + \omega_{c1})]^{-1} e^{-i\omega t}$, $\mu_2 = eb [m_2 c r_0 (\omega - \omega_{c2})]^{-1} e^{-i\omega t}$; $\omega_{ci} = \frac{eH}{m_i c}$ — циклотронные частоты.

Под действием сильной электромагнитной волны с энергией фотонов $\hbar\omega < \varepsilon_g$ электрон, ранее находившийся на уровне номера n , будет совершать переходы внутри зоны. В результате этого установится следующее распределение вероятности заполнения уровней:

$$W_l = \begin{cases} I_{l,n}^2(\rho), & l \geq n, \\ I_{n,l}^2(\rho), & l < n, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$I_{l,n}(\rho) = (l!n!)^{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{\rho}{2}} \frac{\rho}{2} \frac{l-n}{\rho^2} Q_n^{l-n}(\rho), \quad \rho_i = |\mu_i|^2;$$

$$Q_n^{l-n}(\rho) = \sum_{j=0}^n (-1)^{n-j} \frac{n! l! \rho^{n-j}}{j!(n-j)!(l-j)!} \quad (6)$$

полином Лагерра.

Здесь мы предполагаем, что частота ω отлична от ω_{ci} и поэтому внутри зоны возможны только нерезонансные переходы. Матричный элемент междузонного перехода под действием поля $\vec{E} = \vec{\varepsilon} E \sim e^{-i\omega' t}$ будет равен

$$M_{12} = \frac{eE\vec{\rho}_{12}}{m\omega'} \vec{\rho}_{12} \vec{\varepsilon} I_{n',n}(\xi) \exp \left\{ it \left[\omega' + (n' - n)\omega + \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\hbar} + \frac{e^2 F^2}{2\hbar m^* (\omega + \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})} \right] \right\}, \quad (7)$$

где

$$\xi = \frac{e^2 F^2}{[m^* r_0 (\omega + \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})]^2}.$$

В этой формуле $\vec{\rho}_{12}$ — матричный элемент дипольного перехода при $k=0$; $F = \omega b/c$ — амплитуда электрического поля волны, m^* — приведенная масса.

Как видим, правил отбора по магнитному квантовому числу нет, так как $\xi \neq 0$. Если же $\xi = 0$, то получаем $n' = n$. Заметим, что в постоянных скрещенных полях также возможны переходы в состояния $n' \neq n$ [1]. Вид зависимости матричного элемента (7) от времени указывает на следующий закон сохранения:

$$\hbar\omega' = (n - n')\hbar\omega + \hbar\omega_{c1} \left(n + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_{c2} \left(n' + \frac{1}{2} \right) + \frac{(\hbar k_z)^2}{2m^*} + \varepsilon_g + \frac{e^2 F^2}{2m^* (\omega + \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})}. \quad (8)$$

Последнее слагаемое справа в этом соотношении соответствует постоянному сдвигу края поглощения, знак которого зависит от соотношения ω и ω_{c2} . Так как, вообще говоря, циклотронные частоты в 1 и 2-й зонах различны, то условие (8) при $n \neq n'$ позволяет найти эффективные массы в этих зонах, тогда как при $\xi = 0$ и $n' = n$ этого сделать нельзя. Существенное отличие переходов в переменном поле от случая постоянных скрещенных полей состоит в том, что в (8) появляется еще одно слагаемое $(n' - n)\hbar\omega$, связанное с поглощением фотонов $\hbar\omega$ из интенсивной волны. Вероятность таких переходов пропорциональна $\xi^{n' - n}$. При достаточно больших полях и малых n , будет наблюдаться экспоненциальное убывание вероятности перехода, так как $M_{12} \sim e^{-\xi/2}$. С помощью (7) найдем коэффициент поглощения

$$\alpha = \frac{(\vec{\rho}_{12}\vec{\varepsilon})^2 e^3 H (2m^*)^2}{n_0 c^2 \hbar^2 m \omega'} \sum_{n,n'} I_{n',n}^2(\xi) \left[\hbar\omega' + (n' - n)\hbar\omega - \hbar\omega_{c1} \left(n + \frac{1}{2} \right) - \hbar\omega_{c2} \left(n' + \frac{1}{2} \right) - \frac{e^2 F^2}{2m^* (\omega + \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})} - \varepsilon_g \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (9)$$

Резонанс будет наблюдаться для значений частот из (8) при $k_z = 0$, при этом выражение в квадратных скобках в (9) обращается в нуль. При очень малых частотах $\omega \ll \omega_c$ электроны движутся в почти постоянном поле, поэтому в этом предельном случае формулы (7), (8) и (9) переходят в формулы [1] для постоянных скрещенных полей.

В заключение рассмотрим случай слабого поля, когда $\xi \ll 1$. Вероятность перехода $n \rightarrow n+1$ будет пропорциональна первой степени ξ , так как

$$I_{n',n}(\xi) \cong \sqrt{\frac{n!}{n'}} \frac{1}{n! (n' - n)!} \xi^{\frac{n' - n}{2}}, \quad (10)$$

и следовательно

$$M_{n \rightarrow n+1} = \frac{eE\vec{\rho}_{12}}{m\omega'} \vec{\rho}_{12} \vec{\varepsilon} (n+1) \frac{1}{2} \xi^{\frac{1}{2}}. \quad (11)$$

Задавая значения $m^* = 10^{-28}$ г, $\omega = 10^{13}$ сек $^{-1}$, $H = 10^4$ гаусс, получим $\xi = F^2 \cdot 10^{-8}$ (F — величина электрического поля в в/см). Для интенсивного микроволнового или инфракрасного ($\omega = 10^{13} - 10^{14}$ сек $^{-1}$) излучения с $F = 10^4 - 10^5$ в/см параметр ξ может стать близким к единице.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аронов А. Г. «Физика твердого тела», 5, 552, 1963.
2. Braunstein R. Phys. Rev., 125, 475, 1962.
3. Келдыш Л. В. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
4. Inoue M., Toyozawa Y. J. Phys. Soc. Japan., 20, 363, 1965.
5. Redmond P. J. J. Math. Phys., 6, 1163, 1964.

Поступила в редакцию
5. 7 1967 г.

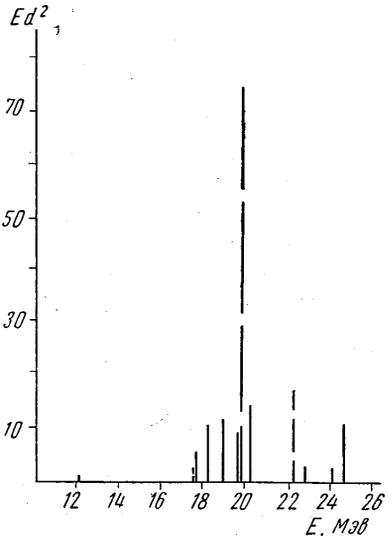
Кафедра
теоретической физики

УДК 539.12.01

Ф. А. ЖИВОПИСЦЕВ, В. М. МОСКОВКИН, Н. ЭЛЬ-НАГАР, Н. П. ЮДИН

О ВЛИЯНИИ КВАДРУПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ НА СТРУКТУРУ ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА В Ca^{40}

Важным источником информации о дипольном (гигантском) резонансе является детальное исследование тонкой структуры сечения фотопоглощения дипольных γ -квантов в легких ядрах, в частности на ядре Ca^{40} , в котором можно надеяться различить отдельные уровни, формирующие дипольный резонанс. В работе [1] были рассчитаны уровни отрицательной четкости $I=1^-, T=1$ на базисе 8 состояний типа частица — дырка. Уровень с $I=1^-, T=1$ с энергией 19,8 Мэв почти нацело исчерпывал все дипольные переходы. Однако последние эксперименты [2] показали, что в районе дипольного резонанса в Ca^{40} четко выделяется несколько максимумов, сравнимых по величине. Для теоретической интерпретации экспериментальных данных можно предположить, как и в работе [3], что перераспределение интенсивностей дипольных переходов обусловлено сильной связью обычных оболочечных уровней с коллективными возбуждениями, а именно с квадрупольными колебаниями ядра (фононами $1=2^+, T=0$). Влияние на структуру дипольного резонанса в ядре Ca^{40} фононов отрицательной четности $I=3^-, T=0$ и $I=5^-, T=0$ исследовано в работе [4]. Как известно, в отсутствие фононов гамилтониан для состояний типа частица — дырка записывается в следующем виде:



$$H = H_p + H_h + V_{ph}, \quad (1)$$

Рис. 1

где H_p , H_h — одночастичные гамилтонианы частицы и дырки соответственно, V_{ph} — гамилтониан взаимодействия частицы с дыркой. При наличии фононов гамилтониан имеет вид

$$H = H_p + H_h + H_f + V_{ph} + V_s, \quad (2)$$

где H_f — гамилтониан невзаимодействующих фононов, V_s — гамилтониан взаимодействия частицы и дырки с фононным полем:

$$V_s = - \sum_{i=1}^A k(r_i) \sqrt{\frac{\hbar\omega}{2c}} \sum_{\mu} (b_{\mu} + (-)^{\mu} b_{-\mu}^*) Y_{2\mu}(\theta_i, \varphi_i). \quad (3)$$

В настоящей работе мы ограничились базисными волновыми функциями типа

$$|j_1^{-1} j_2: J = 1-T = 1\rangle, \quad |j_1^{-1} j_2 J' T = 1; 2+T = 0, J = 1-T = 1\rangle.$$

Всего имеется 35 таких состояний, образующих базис, на котором при помощи электронно-счетной машины М-20 диагностировался гамилтониан (2).