

УДК 621.382

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ И МАГНИТНОМ ПОЛЯХ

А. А. АВЕТИСЯН¹, А. П. ДЖОТЯН¹, Б. Г. ПОГОСЯН²

¹Ереванский государственный университет

²Гюмрийский педагогический институт

(Поступила в редакцию 7 мая 1998г.)

Исследовано межзонное поглощение света в полупроводнике с кейновским законом дисперсии носителей заряда в скрещенных электрическом и магнитном полях. С учетом зависимости сдвига центров осцилляторов в валентной зоне и зоне проводимости от волнового числа, найден ход кривых поглощения от напряженности электрического поля как для разрешенных, так и для запрещенных переходов.

Введение

Как известно, одной из важнейших задач современной микроэлектроники является создание новых эффективных методов модуляции ИК-излучения с целью приема и обработки оптической информации в этом диапазоне [1]. В качестве материалов для модулятора наибольший интерес представляют полупроводниковые соединения A^3B^5 , некоторые из которых (InSb, InAs и др.) обладают сравнительно узкой запрещенной зоной. С помощью внешних воздействий, таких, например, как скрещенные электрическое и магнитное поля в последних можно управлять величиной межзонного поглощения и, таким образом, осуществлять модуляцию в ИК-диапазоне [2]. Следует отметить, что магнетооптические модуляторы ИК-излучения с электрическим управлением требуют существенно меньших электрических полей, чем модуляторы, работающие на эффекте Франца-Келдыша.

Теоретические исследования поглощения света в массивных полупроводниках в скрещенных электрическом и магнитном полях восходят к 60-ым годам (см., например, [3,4]). Эти исследования стали основой одного из наиболее эффективных методов изучения зонной структуры полупроводников. В работе [3] были проанализированы основные закономерности осцилляций коэффициента межзонного поглощения света в скрещенных E и H для полупроводника с простыми параболическими зонами с экстремумами в центре зоны Бриллюэна. Влияние непараболическости зоны на межзонное поглощение исследовалось в работе [5]. Было показано, что при условии $\beta = cE/sH < 1$ (s – параметр

непараболичности, связанный с шириной запрещенной зоны ε_g соотношением $\varepsilon_g = 2m_s^2$, где m масса электрона на дне зоны проводимости) спектр носителей в зонах дискретен, и с увеличением электрического поля расстояния между уровнями Ландау уменьшаются пропорционально множителю $(1-\beta^2)^{1/2}$. С увеличением E край поглощения сдвигается в область низких частот, вероятность разрешенных переходов падает по сравнению со случаем $E = 0$, а запрещенных растет [4,5]. Однако в [5] не была замечена зависимость сдвига центров осцилляторов от волнового числа электрона, приводящая к радикальной перестройке зависимостей коэффициента межзонного поглощения от электрического поля как для разрешенных, так и запрещенных при $E = 0$ переходов.

В настоящей работе для исследования особенностей поведения коэффициента магнетопоглощения $\alpha^{H/E}(\omega)$ в сравнительно слабых электрических полях (при условии $\beta < 1$), будут получены выражения для энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в соответствующих зонах, а также для $\alpha^{H/E}(\omega)$ в узкощелевых полупроводниках типа A^3B^5 в пренебрежении спином электрона.

В рассматриваемом нами двухзонном приближении, хорошо оправданном для InSb, с зоной проводимости непосредственно связана лишь зона легких дырок, являющаяся ее зеркальным отражением. Закон дисперсии носителей заряда аналогичен релятивистскому, с заменой скорости света c на параметр s ; $s \approx 10^8$ см/с для A^3B^5 [6]. Тогда уравнение для движения электронов и дырок при наличии внешних полей E и H совпадает с решением уравнения Клейна-Гордона. Мы воспользуемся последним для определения энергетического спектра и волновых функций носителей заряда в скрещенных полях в приближении эффективной массы.

Отметим, что при наличии электрического и магнитного полей пригодность приближения эффективной массы должна определяться двумя условиями [7]: первое, для E , состоит в выполнении неравенства $eE\hbar/m_0a\varepsilon_g \ll 1$ (m_0 — масса свободного электрона, τ — время свободного пробега, a — постоянная решетки), и второе, для H : $a \ll (ch/eH)^{1/2}$. Оценки для InSb при комнатной температуре дают $E \ll 10^4$ В/см; из второго условия для H получаем $H \leq 10^4$ Э.

1. Энергетический спектр и плотность состояний носителей заряда в скрещенных полях

Пусть магнитное поле H направлено по оси OZ, а электрическое E — по оси OX. Выберем вектор-потенциал поля в виде $A^0 = \{0, Hx, 0\}$. Из символического уравнения Шредингера для электрона в зоне проводимости с энергией E_c и с эффективной массой m_c (для дырки — в валентной зоне с энергией E_v и с эффективной массой m_v , аналогичное уравнение получается при замене $e \rightarrow -e$ и при изменении знака радикала; при этом следует учесть, что в рассматриваемом двухзонном приближении $m_c = m_v = m$ [7], а энергия отсчитывается от дна зоны проводимости)

$$\left[\sqrt{m^2 s^4 + \left(\hat{p} + \frac{e}{c} A^0 \right)^2} s^2 - m s^2 \right] F_c(r) = (E_c - eEx) F_c(r) \quad (1)$$

получаем уравнение Клейна-Гордона для огибающей волновой функции электрона $F_c(\mathbf{r})$ (для дырки $-F_v(\mathbf{r})$) в зоне проводимости:

$$\left[-\frac{\hbar}{2m} \nabla^2 - \frac{\varepsilon_c^2 - m^2 s^4}{2ms^2} + \frac{e^2}{2m} \left(\frac{H^2}{c^2} - \frac{E^2}{s^2} \right) x^2 + \left(\frac{eE\varepsilon_c}{ms^2} - \frac{i\hbar e}{mc} H \frac{\partial}{\partial y} \right) x \right] F(\mathbf{r}) = 0, \quad (2)$$

где $\varepsilon_c = E_c + ms^2$ ($\varepsilon_v = E_v + ms^2$).

Для относительно слабых электрических полей $H^2/c^2 > E^2/s^2$ ищем решение (2) по аналогии с решением в магнитном поле при $E = 0$:

$$F(\mathbf{r}) = \varphi(x) e^{ik_y y} e^{ik_z z}. \quad (3)$$

Движение носителя заряда вдоль оси ОХ описывается уравнением Шредингера для линейного гармонического осциллятора с собственной частотой $\omega = (e/m)\sqrt{H^2/c^2 - E^2/s^2} = \omega_0\sqrt{1-\beta^2}$, $\omega_0 = eH/mc$, колеблющегося около положения равновесия x_c (для дырки $-x_v$). Как видим, при $sE/sH < 1$ движение, действительно, имеет "магнитный" характер и спектр дискретен.

Для волновой функции в зоне проводимости $\Psi_c(\mathbf{r})$ находим окончательный вид (аналогично для $\Psi_v(\mathbf{r})$)

$$\Psi_c(\mathbf{r}) = \left[\frac{\varepsilon_s/2}{E_{c0} + \varepsilon_s/2} \right]^{\frac{1}{2}} e^{ik_z z} e^{ik_y y} \varphi_N(x - x_c) U_c(\mathbf{r}), \quad (4)$$

где E_{c0} — энергия в зоне проводимости при $k_y = 0$, $U_c(\mathbf{r})$ — блоховская амплитуда в соответствующих зонах, а

$$\varphi_N(x - x_c) = \{2^N N! \pi^{1/2} \lambda\}^{-1/2} e^{-\frac{1}{2} \left[\frac{x - x_c}{\lambda} \right]^2} H_N \left(\frac{x - x_c}{\lambda} \right) \quad (5)$$

— осцилляторная функция, $H_N(x)$ — полином Эрмита, $\lambda = (\hbar/m\omega)^{1/2}$ — магнитная длина, при $\beta < 1$ $\lambda \approx \lambda_0 = (\hbar c/eH)^{1/2}$.

Для энергетического спектра носителей заряда находим

$$\begin{aligned} E_c &= -\frac{\varepsilon_s}{2} - \beta \hbar s k_y + \sqrt{\varepsilon_s^2/4 + \varepsilon_s(c_N + c_k)(1-\beta^2)^{1/2}}; \\ E_v &= -\frac{\varepsilon_s}{2} - \beta \hbar s k'_y - \sqrt{\varepsilon_s^2/4 + \varepsilon_s(c_{N'} + c_{k'}) (1-\beta^2)^{1/2}}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $c_N = (2N+1)\mu H(1-\beta^2)^{1/2}$, $c_k = \hbar^2 k_z^2/2m$, $\mu = e\hbar/2mc$ — эффективный магнетон Бора. При этом положения центров осцилляторов в зонах определяются выражениями:

$$\begin{aligned} x_c &= -\frac{\lambda_0^2}{1-\beta^2} k_y - \frac{eE}{ms^2} \varepsilon_c \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1-\beta^2)}, \\ x_v &= -\frac{\lambda_0^2}{1-\beta^2} k'_y + \frac{eE}{ms^2} (\varepsilon_v + \varepsilon_s) \frac{\lambda_0^2}{\hbar \omega_0 (1-\beta^2)}. \end{aligned} \quad (7)$$

Как и следовало ожидать, при $s \rightarrow \infty$ из (6) получаем выражения

для энергетического спектра носителей заряда в скрещенных полях при стандартном законе дисперсии [3,4]:

$$\begin{aligned} E_c &= (2N+1)\mu H + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m} - \lambda^2 e E k_y - \frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{H} \right)^2, \\ E_v &= -\varepsilon_g - (2N'+1)\mu H - \frac{\hbar^2 k_z'^2}{2m} - \lambda^2 e E k_y' + \frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{H} \right)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Для плотности состояний в скрещенных полях находим:

$$g_\beta(E_{c,v}) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar s \lambda^2} \sum_{N, k_y} \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} \times \frac{E_{c,v} + \varepsilon_g / 2 + \beta \hbar s k_y}{\sqrt{(E_{c,v} + \varepsilon_g / 2 + \beta \hbar s k_y)^2 - (1-\beta^2)[\varepsilon_g^2 / 4 + \varepsilon_g (2N+1)\mu H (1-\beta^2)^{1/2}]}}. \quad (9)$$

При $E \rightarrow 0$ выражение (9) переходит в выражение для плотности состояний носителей в полупроводнике с кейновским законом дисперсии, помещенном в квантующее магнитное поле [8]:

$$g_N(E_{c,v}) = \frac{1}{2\pi^2 \hbar s \lambda^2} \sum_N \left| E_{c,v} + \frac{\varepsilon_g}{2} \left[(E_{c,v} + \varepsilon_g / 2)^2 - \varepsilon_g^2 / 4 - \varepsilon_g \mu H (2N+1) \right]^{-1/2} \right|. \quad (10)$$

2. Коэффициент межзонного поглощения света $\alpha^{H/E}(\omega)$ в скрещенных полях

Вычислим $\alpha^{H/E}(\omega)$ на основе стандартной кванто-механической техники с использованием выражений (4), (5) для волновых функций и (6) для энергетического спектра носителей заряда.

Гамильтониан возмущения задачи в поле световой волны с $A(\mathbf{r}, t) = A_0 \exp i(\mathbf{q}\mathbf{r} - \omega t)$ во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}$ с вектором-потенциалом $\mathbf{A}^0$ имеет вид [4]:

$$\hat{H}' = \frac{e}{m_0 c} A(\mathbf{r}, t) \left[\hat{\mathbf{p}} + \frac{e}{c} \mathbf{A}^0 \right]. \quad (11)$$

Для матричного элемента перехода, вызванного этим возмущением, между волновыми функциями $\Psi_c(\mathbf{r})$ и $\Psi_v(\mathbf{r})$

$$P_{ve} = \langle \Psi_c | \hat{H}' | \Psi_v \rangle = \int U_{c0}^* F_\sigma^* \hat{H}' U_{v0} F_\sigma d\mathbf{r}, \quad (12)$$

где $\sigma = \{N, k_y, k_z\}$, $\sigma' = \{N', k_y', k_z'\}$ — наборы квантовых чисел для носителей заряда в зоне проводимости и в валентной зоне, находим:

$$P_{ve} = C_c C_v \frac{e A_0}{m_0 c} (\mathbf{e} \mathbf{p}_{cv}) \delta_{k_z k_z'} \delta_{k_y k_y'} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_N(x - x_c) \varphi_{N'}(x - x_v) dx, \quad (13)$$

$$\text{где } C_{c,v} = \sqrt{\frac{\varepsilon_g / 2}{E_{c,v,0} + \varepsilon_g / 2}}.$$

Из-за смещения центров осцилляторов в разные стороны в элек-

трическом поле интеграл $I = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_N(x-x_c) \varphi_{N'}(x-x_v) dx$, отличен от нуля и при $N \neq N'$:

$$I = \sqrt{\frac{2^N N'!}{2^{N'} N!}} \exp\left[-\left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^2\right] \left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^{N-N'} L_{N'-N'}^{N-N'}\left[2\left(\frac{x_v - x_c}{2\lambda}\right)^2\right], \quad (14)$$

где $N \geq N'$ (в случае $N < N'$ надо поменять местами N с N' и x_c с x_v) [4].

При стандартном законе дисперсии для величины $\gamma = \frac{x_v - x_c}{2\lambda}$ имеем постоянную величину [4]:

$$\gamma_0 = \frac{m_c + m_v}{2\hbar H} c \lambda_0 E.$$

При кейновском законе дисперсии для γ с помощью (7) находим:

$$\gamma = \frac{eE}{2ms^2} \cdot \frac{\lambda}{\hbar\omega} (\varepsilon_c + \varepsilon_v + \varepsilon_g) = \gamma_0 \frac{1 - \beta \lambda_s k_y}{(1 - \beta^2)^{3/4}}, \quad (15)$$

где $\lambda_s = \hbar/ms$ – аналог комптоновской длины волны в кейновском полупроводнике.

Определяемая выражением (15) зависимость сдвига центров осцилляторов от волнового числа является следствием непараболичности закона дисперсии носителей заряда; при $s \rightarrow \infty$ $\gamma \rightarrow \gamma_0$ для полупроводника со стандартным законом дисперсии. При изменении $|k_y|$ от нуля до значения π/a сдвиг центров осцилляторов при $\beta \approx 10^{-2}$ изменяется от значения γ_0 до $\gamma = \gamma_0(1 - 0.1\pi)$ ($s \approx 10^8$ см/с, $a \approx 10$ Å, $\lambda_s \approx 100$ Å, что характерно для InSb).

С учетом (14) для P_{vc} из (13) имеем:

$$P_{vc} = \sqrt{\frac{2^N N'!}{2^{N'} N!}} \cdot \frac{eA_0}{m_0 c} C_c C_v (\text{ep}_{cv}) L_{N'-N'}^{N-N'}(2\gamma^2) \gamma^{(N-N')} e^{-\gamma^2} \delta_{k_y k'_y} \delta_{k_z k'_z}. \quad (16)$$

Для коэффициента поглощения в скрещенных полях находим выражение

$$\begin{aligned} \alpha^{H/E}(\omega) = & \frac{2\pi}{\hbar N_0 v} \sum_{NN', k_z} |P_{vc}|^2 \delta(\hbar\omega - E_c + E_v) = \frac{2\pi}{\hbar N_0 v} |\text{ep}_{cv}(0)|^2 \frac{m^2 s^4}{(1 - \beta^2)} \times \\ & \times \left(\frac{eA_0}{m_0 c} \right) \sum_{NN'} \frac{2^N N'!}{2^{N'} N! \Delta_N \Delta_{N'}} \int \frac{2}{2\pi} \varphi(k_y) dk_y \int \frac{2}{2\pi} dk_z \times \\ & \times \delta \left\{ \hbar\omega - (1 - \beta^2)^{1/2} \left[\sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \varepsilon_g (2N + 1) \mu H (1 - \beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}} + \right. \right. \\ & \left. \left. + \sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \varepsilon_g (2N' + 1) \mu H (1 - \beta^2)^{1/2} + \varepsilon_g \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (17)$$

где N_0 – число фотонов в единице объема, v – скорость света в полупроводнике,

$$\Delta_N = \sqrt{\frac{\varepsilon_z^2}{4} + \varepsilon_z(2N+1)\mu H(1-\beta^2)^{1/2}}, \text{ а } \varphi(k_y) = \left[L_{N-N'}^{N-N'} (2\gamma^2) \right]^2 \gamma^{2(N-N')} e^{-2\gamma^2}.$$

Для переходов между уровнями с малыми N, N' из (17) для $\alpha^{H/E}(\omega)$ получаем частотную зависимость:

$$\alpha^{H/E}(\omega) \sim \left\{ \hbar\omega - (1-\beta^2)^{1/2} \left[\varepsilon_z + 2(1-\beta^2)^{1/2} \mu H(N+N'+1) \right] \right\}^{-1/2}; \quad (18)$$

при этом положение максимумов поглощения определяется условием

$$\hbar\omega_0 = (1-\beta^2)^{1/2} \left\{ \varepsilon_z + 2(1-\beta^2)^{1/2} \mu H(N+N'+1) \right\}. \quad (19)$$

Зависимость парциальных коэффициентов поглощения от электрического поля для разрешенных $N=N'$ и запрещенных $N \neq N'$ переходов определяется множителем $\frac{1}{\Delta_N \Delta_{N'}} I_{NN'}(\beta)$, где

$$I_{NN'}(\beta) = \frac{2^N N'!}{2^{N'} N!} \int \left[L_{N-N'}^{N-N'} (2\gamma^2) \right]^2 \gamma^{2(N-N')} e^{-2\gamma^2} dk_y. \quad (20)$$

В случае стандартного закона дисперсии аргумент подынтегральной функции Лагерра от k_y не зависит и парциальный коэффициент поглощения $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$ может обращаться в нуль при определенных значениях электрического поля. Подробный анализ кривых был приведен в работе [3] для стандартного закона дисперсии.

При непараболичности закона дисперсии разность сдвигов центров осцилляторов в зоне проводимости и в валентной зоне зависит от k_y и зависимость $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$ становится интегральным эффектом. Зависимости интенсивностей $I_{NN'}(\beta)$ некоторых из парциальных коэффициентов поглощения от параметра β , полученные в результате численного интегрирования (20) при изменении $|k_y|$ в пределах от нуля до $k_{y\max}$ ($k_{y\max} = 1/\beta\lambda_z$) [9], представлены на рис.1а,б. На этих же рисунках для сравнения приведены аналогичные зависимости для непараболического полупроводника, полученные на основе работы [5].

3. Обсуждение

Основные закономерности перестройки энергетического спектра полупроводника с непараболическим законом дисперсии носителей заряда, помещенного в скрещенные электрическое и магнитное поля, были найдены в работе [5].

Что касается влияния непараболичности на ход зависимостей парциальных коэффициентов поглощения $I_{NN'}(\beta)$ (20), следует отметить следующее. Влияние непараболичности на ход $I_{NN'}(\beta)$, как следует из (15) и (20), обусловлено двумя факторами. Первый, отмеченный в [5], состоит в росте γ (при фиксированном H) при $\beta \rightarrow 1$ из-за уменьшения знаменателя в выражении для γ (см. (15)). Однако, как показывает численный анализ, в области интересующих нас квантовых магнитных полей, это обстоятельство практически не меняет вид спектральных

кривых $I_{NN'}(\beta)$, найденных в [3] для стандартного закона дисперсии, вследствие их быстрого спада с ростом β .

Второй фактор, обусловленный непараболичностью, состоит в найденной нами зависимости сдвига центров осцилляторов от величины k_y (см. (15)). Учет этой зависимости в (20) приводит к коренной перестройке кривых – к более быстрому спаду и устранению узлов (см. рис.1а,б).

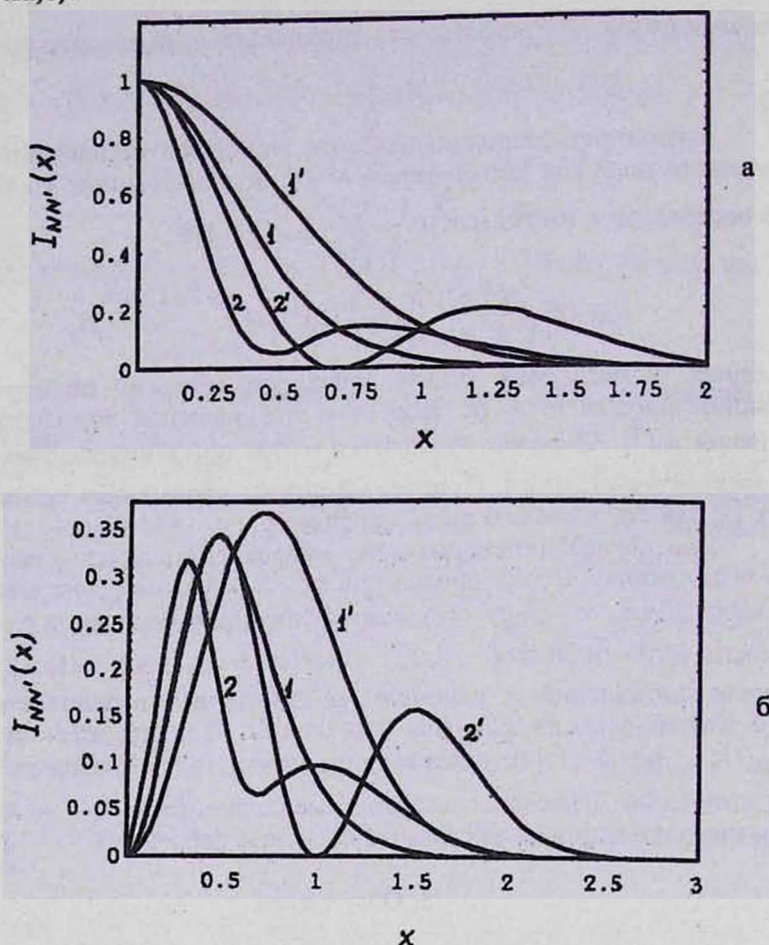


Рис.1. Интенсивности парциальных коэффициентов поглощения $I_{NN'}(x)$ в единицах $I_{NN}(0)$ ($x = 10\beta$, $H = 10^3$ Э) для ксенового полупроводника (1,2); (1',2') – результаты на основе работы [5].

а) разрешенные переходы: 1,1' – $N = 0$, $N' = 0$; 2,2' – $N = 1$, $N' = 1$;

б) запрещенные переходы: 1,1' – $N = 0$, $N' = 1$; 2,2' – $N = 1$, $N' = 2$.

Отсутствие узлов на кривой $\alpha_{N,N'}^{H/E}(E)$ как для разрешенных, так и для запрещенных переходов подтверждается результатами экспериментальных работ (см., например, [2]) по поглощению света образцом InSb в скрещенных полях E и H .

В заключение выражаем благодарность Э.М.Казаряну и А.А.Ки-ракосяну за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. B.F. Levine. J. Appl. Phys., 74, R1 (1993).
2. А.Е.Ржанов, С.Д.Лазарев и др. Микроэлектроника, 9, 79 (1980).
3. А.Г.Аронов, ФТТ, 5, 552 (1963).
4. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.
5. А.Г.Аронов, Г.Е.Пикус. ЖЭТФ, 51, 505 (1966).
6. Б.М.Аскеров. Электронные явления переноса в полупроводниках. М., Наука, 1985.
7. И.М.Пидильковский. Зонная структура полупроводников. М., Наука, 1978.
8. А.П.Джотян, Б.Г.Погосян. Известия НАН Армении, Физика, 33, 64 (1998).
9. M.Reine, Q.H.Vrehen, B. Lax. Phys. Rev., 163, 726 (1967).

ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԽԱՉՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ԵՎ ՍԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Պ. ԶՈԹՅԱՆ, Բ. Ժ. ՊՈԴՈՍՅԱՆ

Հետազոտված է լույսի միջգոտիական կլանումը լիցքակիրների Կեյնի դիսպերսիայի օրենքով կիսահաղորդչում խաչված էլեկտրական և մագնիսական դաշտերում: Արժեքական և հաղորդականության գոտիներում ալիքային թվից օսցիլյատորների կենտրոնների շեղման կախվածության հաշվառմամբ որոշված է կլանման կորերի ընթացքը էլեկտրական դաշտի լարվածությունից:

INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN SEMICONDUCTORS WITH NARROW
FORBIDDEN BAND IN CROSSED ELECTRIC AND MAGNETIC FIELDS

A. A. AVETISYAN, A. P. DJOTYAN, B. G. POGHOSYAN

Interband light absorption in semiconductors with the Kane dispersion law of charge carriers in the crossed electric and magnetic fields is investigated. With account of dependence of the oscillators centers shift in the valence and conduction bands on the wave number, the absorption curves dependence on the electric field is found both for allowed and forbidden transitions.