AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya, 2004 №2

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

М.И. АЛИЕВ, Г.Б.ИБРАГИМОВ

Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида33

Исследовано межзонное поглощение электромагнитного излучения в полупроводниковых сверхрешетках (СР) в скрещенных электрическом и магнитном полях. Найдены аналитические выражения для коэффициента поглощения электромагнитного излучения и определена зависимость его от частоты магнитного и электрического полей и параметров сверхрешетки.

В последнее время в качестве рабочего элемента приборов оптоэлектроники (фильтров, поляризаторов, фотоприемников инфракрасного излучения и др.) используется квантовая полупроводниковая сверхрешетка. Уникальные свойства (в том числе и оптические) сверхрешетки определяются наличием дополнительного периодического потенциала вдоль одной из осей, который приводит к формированию мини-зонной структуры энергетического спектра носителей заряда.

Интерес к электронным свойствам СР связан с уникальной возможностью управлять их зонной структурой, придавая ей ряд особенностей, не достигаемых в естественных кристаллах [1,2]. Значительный интерес вызывает экспериментальное [3,4] и теоретическое [5-10] изучение магнито- и электропоглощения в сверхрешетках и квантовых ямах. Исследование поглощения света в сверхрешетке и квантовых ямах в присутствие электрического поля показывает, что поле сильно действует на коэффициент поглощения. Появляются новые особенности в оптических спектрах при выключении магнитного поля.

В настоящей работе изучено поглощение света в скрещенных электрическом и магнитном полях. Теория этих явлений в массивных образцах была развита в работах [11].

В одномерных СР электроны при движении поперек слоев преодолевают сравнительно большие потенциальные барьеры, расположенные с периодом d и их энергетический спектр в этом направлении может быть описан в приближении сильной связи. В отсутствие поля энергия электрона в полупроводнике со СР в приближении сильной связи имеет вид [6]

$$E_n(k)=\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(k_x^2+k_y^2\right)+\varepsilon_i+\frac{1}{2}\Delta_i\left(1-\cos k_z d\right), \tag{1}$$

где ε_i –положение дна i-й мини зоны, Δ_i – ее ширина, k_x, k_y, k_z –проекции волнового вектора электрона на соответствующие оси (ось OZ направлена вдоль оси СР), m^*-эффективная масса, d-постоянная СР.

Пусть магнитное поле H направлено вдоль оси Z, а электрическое поле E вдоль оси X. Выберем вектор-потенциал в виде $\vec{A}=\{0,Hx,0\}$. Уровни энергии электрона в скрещенном поле найдем, решив уравнение Шредингера

$$H\Psi(r)=\varepsilon\Psi(r). \tag{2}$$

Здесь $\Psi(r)$ -сглаженная часть волновой функции. Волновая функция всей системы электронов с учетом периодических потенциалов запишется следующим образом [5]

$$\Psi_l=u_{l,k_\perp}(x,y)V_i(z)\Psi(r),$$

u(x,y)- периодическая часть волновой функции носителей в плоскости с периодом однородного полупроводника, $V_i(z)$ - периодическая функции с периодам СР, так что

$$\frac{1}{\Omega_0}\int_{\Omega_0} u_{l'k_\perp}(x,y)u_{l,k_\perp}(x,y)dxdy = \delta_{l,l'}$$

$$\frac{1}{d}\int_0^d V_{i',k_z}(z)V_{i,k_z}(z)dz = \delta_{ii'} ,$$

Ω_0-объем элементарной ячейки однородного материала, *l*-номер зоны, а *i*– нумерует подзоны в *l*- й зоне. Для функции $\Psi(r)$ с учетом (1) получается уравнение

$$-\frac{\hbar^2}{2m_c^*}\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2}+\frac{1}{2m_c^*}\left(\frac{\hbar}{i}\frac{\partial}{\partial y}+\frac{e}{c}Hx\right)^2\psi(r)=\frac{1}{2}\Delta_i\cos\left[d\left(-i\frac{\partial}{\partial z}\right)\right]\psi(r)+eEx\psi(r)= \\ =\left[\varepsilon(k)-\varepsilon_i-\frac{1}{2}\Delta_i\right]\psi(r) \quad . \quad (3)$$

Решение (3) можно представить в виде

$$\psi(r)=\exp[i(k_y y+k_z z)]\varphi(x),$$

где $\varphi(x)$ удовлетворяет уравнению

$$-\frac{\hbar^2}{2m_c^*}\frac{d^2\varphi(x)}{dx^2}+\frac{1}{2}m_c^*\omega_c(x-x_c)^2\varphi(x)=[\varepsilon(x)-W_c]\varphi(x), \qquad (4)$$

здесь введены следующие обозначения:

$$\omega_c=\frac{eH}{m_c^* c}\ , \qquad x_c=-R^2k_y-\frac{eER^2}{\hbar\omega_c},$$

$$W_c=\varepsilon_{ic}+\frac{1}{2}\Delta_{ic}(1-\cos dk_z)-R^2eEk_y-\frac{m_c^*c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2, \qquad (5)$$

где $R=(\hbar c/eH)^{1/2}$ - магнитная длина, ω_c - циклотронная частота электрона проводимости массой m_c^*.

Таким образом, энергии электрона в зоне проводимости принимает вид

$$\varepsilon_c=\varepsilon_c^0+\left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c+W_c, \qquad (6)$$

где ε_c^0– уровень энергии, соответствующий нижнему краю зоны проводимости, $n=0,1,2,...$– квантовое число осциллятора. Последние два члены в (5) представляют потенциальную и кинетическую энергию электронов в электрической поле. В отсутствие поля эти и вторые члены в выражении x_c исчезают. Таким образом, **включение** электрической поля в Н должно снять вырождение спектра энергии по k_y и переместить положение равновесие на $\frac{eER^2}{\hbar\omega_c}$.

Собственные функции уравнения (4) равны

$$\varphi(x)=\varphi_n(x-x_c)=\frac{\exp\left[-1/2\left((x-x_c)/\sqrt{R}\right)^2\right]}{\sqrt{R}}H_n\left(\frac{x-x_c}{R}\right),$$

где H_n - полином Эрмита.

Для того чтобы определить коэффициент поглощения света в скрещенных электрическом и магнитном полях $\alpha^{H/E}$ для прямых разрешеннных переходов необходимо знать волновые функции и собственные значения энергии для дырок в валентной зоне.

Для дырок в валентной зоне с зарядом $+e$ и эффективной массой m_v^* вместо (5) получим

$$W_v = \varepsilon_{iv} + \frac{1}{2}\Delta_{iv}\left(1-\cos dk_z\right) + \lambda^2 eEk'_y - \frac{m_v^* c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2 . \qquad (7\,)$$

Для собственного значения энергии дырки вместо (6) получим

$$\varepsilon_v = \varepsilon_v^0 + \left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \varepsilon_v + \frac{1}{2}\Delta_{iv}\left(1-\cos dk_z\right) - R^2 eEk_y - \frac{m_v^* c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2 ,$$

где $\omega_v = \dfrac{eH}{m_v^* c}$, $x_v = -R^2 k'_y + \dfrac{eER^2}{\hbar\omega_v}$. Здесь ε_v^0 –уровень энергии, соответствующий верхнему краю валентной зоны.

Рассмотрим переходы электрона из валентной зоны в зону проводимости под действием слабой электромагнитной волны. Вероятность перехода может быть вычислена по известной формуле

$$W_{cv} = \frac{2\pi}{\hbar}\left|\left\langle \psi_v \left| H_R \right| \psi_c \right\rangle\right|^2 \delta\left(\varepsilon_c - \varepsilon_v - \hbar\omega\right),$$

где гамильтониан взаимодействия электрона с электромагнитным полем H_R определяется как

$$H_R = -\frac{ie\hbar}{m_0 c}\left(\vec{A}_0\,\vec{\nabla}\right).$$

Матричный элемент этого возмущения равен

$$P_{vc} = \left\langle \psi_v \left| H' \right| \psi_c \right\rangle = \frac{eA_0}{m_0 c}\, p_{cv}\,\delta_{k_y,k'_y}\,\delta_{k_z,k'_z}\int \varphi_n\left(x-x_c\right)\varphi_{n'}\left(x-x_v\right)dx\,, \qquad (8)$$

где

$$p_{cv} = -i\hbar\frac{1}{\Omega_0}\int u_v^*(x,y)\nabla u_c(x,y)\,dxdy\cdot\frac{1}{d}\int_0^d V_{iv}^*(z)V_{i'c}(x)\,dz\,, \qquad \left|A_0\right|^2 = \frac{2\pi N\hbar c^2}{\Omega n_c^2}$$

в соответствие [12]. Видно, что $k_y = k_y{}'$, $k_z = k_z{}'$, однако $x_c \neq x_v$ из-за того, что центры тяжести осцилляторных функции не совпадают, они не ортогональны друг к другу, т.е. в общем случае интеграл отличен от нуля при $n\neq n'$.

Преобразуя интеграл в (8) согласно [12], получаем

$$P_{vc} = \frac{eA_0}{m_0 c}P_{cv}\,\delta_{k_y k_y{}'}\,\delta_{k_z k_z{}'}\sqrt{\pi}e^{-\gamma^2}\,2^n\,n'!\,\gamma^{(n-n')}L_{n'}^{n-n'}\left(2\gamma^2\right),$$

где $L_n^{n-n'}$ - обобщенные полиномы Лагерра, а $\gamma = \dfrac{x_v - x_c}{2R} = \dfrac{(m_c^* + m_v^*)cRE}{2\hbar H}$.

Таким образом, вероятность перехода равна

$$W_{vc} = \frac{2\left|P_{cv}\right|^2}{\pi\hbar d}\left(\frac{e\left|A_0\right|^2}{m_0 c}\right)\frac{eH}{\hbar c}e^{-2\gamma^2}\sum_{nn'}\pi 2^n\left(n'!\right)^2\gamma^{2(n-n')}\left[L_{n'}^{n-n'}\left(2\gamma^2\right)\right]^2 \times\left[\frac{1}{4}\left(\Delta_{ic}+\Delta_{iv}\right)^2 - \right.$$

$$\left. -\left\{\varepsilon_g + \left(n+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \left(n'+\frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \frac{1}{2}\left(\Delta_{ic}+\Delta_{iv}\right) + \varepsilon_{ic} + \varepsilon_{iv} - \frac{\left(m_c^*+m_v^*\right)c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2 - \hbar\omega\right\}^2 - \right]^{-1/2} ,(9)$$

где $\varepsilon_g = \varepsilon_c^0 - \varepsilon_v^0$. Коэффициенты поглощения в скрещенных электрическом и магнитном полях для прямых межзонных переходов

$$\alpha^{H/E} = \frac{W_{vc}}{n_e \upsilon} = \frac{8e^2 |P_{cv}|^2}{m_0 \hbar^2 c\omega dn_c} (\mu H) e^{-2\gamma^2} \sum_{nn'} \pi 2^n (n'!)^2 \gamma^{2(n-n')} \left[L_{n'}^{n-n'}(2\gamma^2)\right]^2 \times \left[\frac{1}{4}(\Delta_{ic} + \Delta_{iv})^2 - \right.$$
$$\left. - \left\{\varepsilon_g + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \left(n' + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \frac{1}{2}(\Delta_{ic} + \Delta_{iv}) + \varepsilon_{ic} + \varepsilon_{iv} - \frac{(m_c^* + m_v^*)c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2 - \hbar\omega\right\}^2 - \right]^{-1/2}, \quad (10)$$

где $n' \leq n$, $\mu = \dfrac{e\hbar}{2m_0 c}$ - магнетон Бора, n_e - число фотонов в $1cm^3$, а фазовая скорость $v = c/n$. Выражение (10) показывает, что коэффициент поглощения света $\alpha^{H/E}$ имеет резонансную особенность. Соответствующая частота определяется равенством

$$\hbar\omega = \varepsilon_g + \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c + \left(n' + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \varepsilon_{ic} + \varepsilon_{iv} - \frac{(m_c + m_v)c^2}{2}\left(\frac{E}{H}\right)^2,$$

показывающим, что поглощение резонансного пика не совпадает с расстоянием между уровням Ландау в электрическом поле, а смещено относительно него в длинноволновую сторону.

1. А.Я Шик, *ФТП*, **8** (1974) 1841.
2. А.П.Силин, *УФН*, **142** (1985) 485.
3. L.L.Chang, H.Sakaki, C.A.Chang, L.Esaki, *Phys.Rev. Lett.*, **38** (1977)1489.
4. C.Alifert, S.Gaillard, J.A.Brum, G.Bastard, Frijing and M.Erman, *Solid State Commun.*, **53** (1985) 457.
5. I.A.Chaikowski, G.M.Shmelev, N.A. Enaki, *Phys.Stat.Sol.(b)*, **108** (1981) 559.
6. В.Н.Луцкий, М.И.Каганов, А.Я. Шик, *ЖЭТФ*, **92** (1987) 721.
7. B.Jogai and K.L.Wang, *Phys.Rev. B*, **35 (**1987**)** 653
8. M.I.Aliev, G.B.Ibragimov, Physics of Electronic Materials” International Conference Proceedings Kaluga, (2002) 252.
9. G.B.Ibragimov, *J.Phys.Condens. Matter*, **15** (2003) 8949.
10. G.B.Ibragimov, *Ukr.J.Phys.*, **48** (2003) 527.
11. А.Г.Аранов, *ФТТ*, **5** (1963) 552.
12. А.И.Ансельм, *Введение в теории полупроводников, Наука*, (1979) 615.

ÇARPAZ ELEKTRİK VƏ MAQNİT SAHƏLƏRİNDƏ YARIMKEÇİRİJİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ İŞIĞIN ZONALAR ARASI UDULMASI

M.İ.ƏLİYEV, H.B.İBRAHİMOV

Çarpaz elektrik və maqnit sahələrində yarımkeçiriji ifratqəfəslərdə elektromaqnit şüalarının zonalar arası udulması tədqiq edilmişdir. Elektromaqnit şüalarının udulma əmsalı üçün analitik ifadə alınmış və onun tezlikdən, maqnit və elektrik sahəsindən və ifratqəfəs parametrlərdən asılılığı müəyyən olunmuşdur.

INTERBAND ABSORPTION OF LIGHT IN SEMICONDUCTORS WITH SUPERLATTICES IN CROSSED ELECTRICAL AND MAGNETIC FIELDS

M.I.ALIEV, G.B.IBRAGIMOV

The interband absorption of electromagnetic radiation in semiconductor superlattices in crossed electrical and magnetic fields was investigated. The analytical expressions for ccoefficient of absorption of electromagnetic radiation are found and the dependence it from frequency, magnetic and electrical fields and parameters of a superlattice were determined.

Редактор:Б.Аскеров