1988 ФИЗИКА И ТЕХНИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ том 22, вып. 11
1988 PHYSICS AND TECHNICS OF SEMICONDUCTORS vol. 22, N 11

ЦИКЛОТРОН-ФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС В ДВУМЕРНОМ ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ

Бадалян С. М., Левинсон И. Б.

Изучен спектр циклотрон-фононного резонанса в двухмерном электронном газе в квантовой яме и гетеропереходе с участием объемных и поверхностных оптических фононов. Показано, что спектр полностью определяется связанными состояниями электрона и оптического фонона.

1. *Введение.* Циклотрон-фононный резонанс (ЦФР) в полупроводниках наблюдается при оптических переходах электрона с одного уровня Ландау на другой с одновременным испусканием (или поглощением) оптического LO-фонона. В объемных образцах этот эффект хорошо изучен как теоретически, так и экспериментально (см. обзоры [1, 2]). Согласно простейшим представлениям, основанным на теории возмущений [3, 4], пики поглощения, соответствующие испусканию LO-фонона, должны наблюдаться для квантов света с энергией

$$\hbar\nu = E_{n'} - E_n + \hbar\omega_{LO}, \tag{1}$$

где E_n и $E_{n'}$ — положение дна начальной и конечной зон Ландау, $\hbar\omega_{LO}$ — энергия LO-фонона. Более строгое рассмотрение показывает [5], что пики ЦФР должны иметь тонкую структуру, обусловленную возникновением связанных состояний электрона и родившегося LO-фонона [6, 7]. Однако энергия связи W этих состояний очень мала: в магнитных полях, таких, что циклотронная частота $\omega_H = eH/mc$ порядка ω_{LO}, имеем $W \simeq \alpha_{LO}^2 \hbar\omega_{LO}$, где α_{LO} — фрелиховская константа связи. (В n-InSb это дает $W \simeq 0.01$ мэВ при $H = 35$ кЭ). Вероятно, поэтому связанные состояния в пиках ЦФР до сих пор экспериментально не разрешены.

Эффекты, обусловленные взаимодействием электронов на уровнях Ландау в двумерном электронном газе с LO-фононами, наблюдались в ряде работ. В инверсионных слоях InSb были обнаружены особенности ширины линии циклотронного резонанса ЦР, связанные с испусканием LO-фонона [8, 9]. В гетеропереходах и квантовых ямах GaAs/GaAlAs наблюдался магнитофононный резонанс [10]. Поэтому есть все основания полагать, что ЦФР должен наблюдаться и в $2D$-электронном газе. С другой стороны, если магнитное поле нормально к плоскости, в которой движутся электроны, то в $2D$-электронном газе сингулярность сильнее, чем в $3D$-газе. В связи с этим пики ЦФР в случае $2D$ должны быть более четкими, чем в случае $3D$, а энергии связи электрона с LO-фононом — больше. В работе [11] было показано, что в $2D$-газе при $\omega_H \simeq \omega_{LO}$ энергия связи $W \simeq \alpha_{LO} \hbar\omega_{LO}$; это дает $W \approx 0.5$ эВ. Все сказанное позволяет надеяться, что в $2D$-электронном газе связанные состояния будет существенно легче обнаружить.

В двумерном электронном газе возникает также определенная специфика, связанная с локализацией оптических фононов. Мы будем рассматривать две ситуации: электроны в изолированной квантовой яме, расположенной в глубине материала, и электроны в гетеропереходе на границе двух полупроводников. LO-фононы с малыми импульсами обычно не проникают из одного материала в другой, и поэтому электроны в квантовой яме и гетеропереходе взаимодействуют только с LO-фононами того полупроводника, в котором они находятся.

Кроме LO-фононов, существуют еще поверхностные SO-фононы, электрическое поле которых сосредоточено с обеих сторон вблизи границы раздела [12]. В случае гетероперехода SO-фононы не имеют дисперсии и поэтому проявляют себя так же, как и LO-фононы. В случае квантовой ямы SO-фононы обладают сильной линейной дисперсией, размывающей сингулярность ЦФР. В этой работе такие SO-фононы не рассматриваются.

2. *Коэффициент поглощения и связанные состояния.* При вычислении коэффициента поглощения предполагается, что переходы происходят между уровнями Ландау, относящимися к нижнему уровню поперечного квантования, и что более высокие уровни поперечного квантования лежат очень высоко, их можно не учитывать. Электрон переходит с уровня Ландау $n=0$ на уровень $n'=1$ с испусканием фонона $\hbar\omega_0$, так что мы будем интересоваться коэффициентом поглощения для квантов света $\hbar\nu$ с энергией, близкой к $\hbar\omega_H+\hbar\omega_0\equiv\hbar\nu_0$. (Здесь $\hbar\omega_0$ обозначает $\hbar\omega_{LO}$ или $\hbar\omega_{SO}$).

Плотность носителей и температура решетки предполагаются такими, что все носители находятся на уровне $n=0$. (Емкость одного уровня Ландау с учетом двух ориентаций спина при $H=50$ кЭ составляет $2.4\cdot10^{11}/\text{см}^2$). Дисперсией оптических фононов, как будет показано, можно пренебречь.

Методы вычислений почти буквально следуют работе [11]. Поэтому, опуская, где это возможно, выкладки, мы сосредоточим внимание на физическом смысле результатов.

Поглощение при переходе $0\to1$ с испусканием фонона определяется плотностью состояний системы двух частиц: электрон на уровне 1+фонон. Так как дисперсией фонона пренебрегается, то обе частицы имеют бесконечную массу, и поэтому непрерывный спектр в этой системе отсутствует. Все состояния электрона и фонона являются связанными. Этим ЦФР в $2D$-газе принципиально отличается от ЦФР в $3D$-газе. По этой же причине коэффициент поглощения для $2D$ ЦФР не может быть вычислен по теории возмущений. Связанные состояния электрона и фонона описываются полным моментом l вращения вокруг $\mathbf{H}$. При этом $l=0, \pm1, \pm2, \ldots$ Состояния с данным l нумеруются дополнительно индексом r, так что энергия связи W_r^l уменьшается с ростом r, приближаясь к нулю при $r\to\infty$. Энергия связи может быть, вообще говоря, любого знака.

Энергии связи W^l определяются из полюсов амплитуды рассеяния электрона и фонона Σ^l, уравнение для которой выведено в [11]. Это уравнение для безразмерной амплитуды рассеяния имеет следующий вид:

$$R^l(t,\ t')=K^l(t,\ t')+\lambda\int\limits_0^\infty d\bar t K^l(t,\ \bar t)\,R^l(\bar t,\ t'), \tag{2}$$

где

$$R=-\hbar\omega_0\Sigma^l, \tag{3}$$

$$\lambda=-\alpha\hbar\omega_H(\varepsilon-h\nu_0+i0)^{-1}, \tag{4}$$

$$K^l(t,\ t')=[\Phi(t)\,\Phi(t')]^{1/2}\sum_{s=0}^{\infty}Q_{1s}(t)\,Q_{1s}(t')\left\{\frac{\sigma}{\sigma-s-1}J_{l+s-2}(2\sqrt{tt'})-\frac{\sigma}{\sigma-s+1}\right\}, \tag{5}$$

$$Q_{ss'}(t)=(s!/s'!)^{1/2}t^{\frac{s-s'}{2}}e^{-\frac{t}{2}}L_s^{s-s'}(t). \tag{6}$$

Здесь ε — суммарная «энергия» электрона и фонона (энергия электрона отсчитывается от уровня $n=0$), параметр $\sigma=\omega_0/\omega_H=H/H_0$, J — функция Бесселя, L — присоединенный полином Лаггера, $t=a_H^2q_\perp^2/2$, где a_H — магнитная длина, $q_\perp$ — импульс фонона, перпендикулярный $\mathbf{H}$.

Множители Φ и константы связи α зависят от механизма электрон-фононного взаимодействия и характера локализации фононов. Мы ограничиваемся полярным PO-взаимодействием. Тогда для LO-фононов α есть обычная фрелиховская константа взаимодействия:

$$\alpha_{LO}=e^2/\varkappa_{LO}v_{LO},\quad mv_{LO}^2/2=\hbar\omega_{LO},\quad \varkappa_{LO}^{-1}=\varkappa_\infty^{-1}-\varkappa_0^{-1}, \tag{7}$$

где $\varkappa_0$ и $\varkappa_\infty$ — низкочастотная и высокочастотная диэлектрические проницаемости. Для квантовой ямы, когда и электроны, и LO-фононы локализованы,

$$\hat{\Phi}(t) = b\delta. \tag{8}$$

Здесь $\delta = p_{LO}d/\pi$, $\hbar p_{LO} = mv_{LO}$ и b есть число порядка единицы, зависящее от степени локализации электрона и LO-фонона (при полной локализации $b \approx \approx 0.46$). В случае гетероперехода, когда локализованы только электроны, $\hat{\Phi}$ имеет такой же вид (8), меняется только значение параметра b.

Для SO-фононов на границе раздела гетероперехода матричный элемент взаимодействия с электронами может быть вычислен аналогично тому, как это сделано в работе [13]. В результате получается

$$\alpha_{SO} = e^2/\varkappa_{SO}v_{SO}, \quad mv_{SO}^2/2 = \hbar\omega_{SO},$$
$$\frac{1}{\varkappa_{SO}} = \frac{2}{\omega_{SO}^2}\left[\frac{\varkappa_{\infty 1}(\omega_{LO1}^2 - \omega_{TO1}^2)}{(\omega_{SO}^2 - \omega_{TO1}^2)^2} + \frac{\varkappa_{\infty 2}(\omega_{LO2}^2 - \omega_{TO2}^2)}{(\omega_{SO}^2 - \omega_{TO2}^2)^2}\right]^{-1}. \tag{9}$$

Здесь индексами 1 и 2 обозначены величины, относящиеся к двум средам. Частота ω_{SO} есть корень уравнения

$$\varkappa_1(\omega) + \varkappa_1(\omega) = 0, \tag{10}$$

где диэлектрические проницаемости обеих сред имеют вид

$$\varkappa(\omega) = \varkappa_\infty \frac{\omega^2 - \omega_{LO}^2}{\omega^2 - \omega_{TO}^2}. \tag{11}$$

В этом случае

$$\hat{\Phi}(t) = \frac{1}{2}\left(\frac{\sigma}{t}\right)^{1/2}, \quad \sigma = \frac{\omega_{SO}}{\omega_H}. \tag{12}$$

Из (2) видно, что безразмерная амплитуда рассеяния R есть резольвента ядра K. Ее полюса определяются собственными значениями λ_r^l ядра K^l, так что

$$W_r^l = \alpha\hbar\omega_H/\lambda_r^l. \tag{13}$$

Доля энергии излучения частоты ν, падающего вдоль $\mathbf{H}$, поглощенная $2D$-газом, может быть вычислена так же, как в [14]. Согласно [11], она может быть представлена следующим образом:

$$w^{\pm}(\nu) = N\frac{e^2}{mc^2}\frac{\hbar c}{\sqrt{\varkappa(\nu)}} 2\pi \sum_r f_r^{\pm}\pi\delta(\hbar\nu - \hbar\nu_0 + W_r^{\pm}). \tag{14}$$

Здесь N — число электронов на 1 см² на уровне $n=0$, c — скорость света в вакууме, $\sqrt{\varkappa(\nu)}$ — показатель преломления на частоте ν, знаки «$\pm$» относятся к излучению правой и левой поляризаций. Поглощение определяется связанными состояниями с полным моментом $l = \pm 1$, $f_r^{\pm}$ и $W_r^{\pm}$ — соответствующие силы осцилляторов и энергии связи. Силы осцилляторов могут быть выражены через собственные функции $\chi_r^{\pm}(t)$ ядра $K^{\pm 1}$. Если функции χ нормированы, то

$$f_r^{\pm} = \alpha\frac{\omega_0}{\nu_0}\frac{\omega_H^2}{(\nu_0 \mp \omega_H)^2}\left|\int_0^\infty dt e^{-t/2} t\hat{\Phi}(t)^{1/2}\chi_r^{\pm}(t)\right|^2. \tag{15}$$

Для фактических оценок w надо учесть ширины уровней, т. е. размазать дельта-функции в (14). Для грубых оценок можно заменить дельта-функции в (14) на лоренцианы с (полной) шириной $\hbar/\tau$, где τ — время релаксации, определенное из подвижности. Тогда поглощение в максимуме линии есть

$$\max w = N\frac{e^2}{mc^2}\frac{c}{\sqrt{\varkappa(\nu)}} 4\pi f\tau. \tag{16}$$

3. *Энергии связи и силы осцилляторов.* Найти энергии связи и силы осцилляторов в общем случае не представляется возможным, поэтому мы рассмотрим отдельно сильные и слабые поля.

Сильные поля ($H \gg H_0$, $\sigma \ll 1$). В этом случае в сумме (5) следует сохранить только член $s=1$, после чего из (8) и (12) видно, что физические параметры задачи H и d входят в ядро K в виде множителя, содержащего σ и δ. Это значит, что λ_r^l пропорциональны этому множителю, а γ_r^l от него не зависят. В результате зависимость $W_r^\pm$ и $f_r^\mp$ от H и d легко определяется.

Применяя методы, связанные с определителями Сильвестра, можно, как и в работе [15], показать, что собственные значения $\lambda_r^\pm$ ядер $K^{\pm 1}$ имеют чередующиеся знаки. Поэтому энергии связи $W_r^\mp$ могут быть как положительные, так и отрицательные, чему соответствуют связанные состояния ниже и выше «порога» $\hbar\nu_0$ соответственно.

Для связанных состояний с *LO*-фононами получаем

$$|W_r^\pm| \simeq \alpha\hbar\omega_0\delta\sigma^{-1}, \quad f_r^+ \simeq \alpha\delta\sigma^{-1}, \quad f_r^- \simeq \alpha\delta\sigma. \tag{17}$$

Для связанных состояний с *SO*-фононами

$$|W_r^\pm| \simeq \alpha\hbar\omega_0\sigma^{-1/2}, \quad f_r^+ \simeq \alpha\sigma^{-1/2}, \quad f_r^- \simeq \alpha\sigma^{3/2}. \tag{18}$$

Слабые поля ($H \ll H_0$, $\sigma \gg 1$). Разлагая члены суммы (5) по σ^{-1}, покажем, что ядро можно представить в виде

$$K^{\pm 1}(t, t') = \sum_{m, m'=1}^{\infty} K_{mm'}^{\pm 1} g_m(t) g_{m'}(t'), \tag{19}$$

где

$$g_m(t) = \Phi(t)^{1/2} e^{-t/2} t^m. \tag{20}$$

Матрицы $K_{mm'}^{\pm 1}$ устроены таким образом, что если в разложении по σ^{-1} сохранить конечное число членов, то бесконечная матрица сведется к конечной, а интегральное уравнение — к конечной системе линейных уравнений. Например, в главном порядке, сохраняя только члены σ^{-1} и отбрасывая члены σ^{-2}, σ^{-3}, ..., найдем

$$\| K_{m,m'}^{+1} \| = \begin{Vmatrix} -3\sigma^{-1} & \sigma^{-1} \\ \sigma^{-1} & -\frac{1}{2}\sigma^{-1} \end{Vmatrix}, \qquad \| K_{m,m'}^{-1} \| = \| -\sigma^{-1} \|. \tag{21}$$

В этом порядке находим два связанных состояния с $l=+1$ и одно с $l=-1$. Все они лежат выше «порога» $\hbar\nu_0$. В случае связи с *LO*-фононами энергии связи и силы осцилляторов таковы:

$$W_{1,2}^+ = -b(3 \pm \sqrt{3})\alpha\hbar\omega_0\delta\sigma^{-2}, \quad f_{1,2}^+ = b\alpha\delta\sigma^{-2}, \qquad W^- = -2b\alpha\hbar\omega_0\delta\sigma^{-3}, \quad f^- = 2b\alpha\delta\sigma^{-2}. \tag{22}$$

Для связи с *SO*-фононами

$$W_{1,2}^+ = -\frac{3}{8}\pi^{1/2}\frac{16}{19 \pm \sqrt{41}}\alpha\hbar\omega_0\sigma^{-3/2}, \quad f_{1,2}^+ = \frac{3}{8}\pi^{1/2}\frac{\sqrt{41} \pm 1}{2\sqrt{41}}\alpha\sigma^{-3/2}, \qquad W^- = -\frac{3}{8}\pi^{1/2}\alpha\hbar\omega_0\sigma^{-3/2}, \quad f^- = \frac{3}{8}\pi^{1/2}\alpha\sigma^{-3/2}. \tag{23}$$

Отметим, что в обоих случаях $f_1^+ + f_2^+ = f^-$. Если сохранить члены σ^{-2}, то порядки матриц $K^{\pm 1}$ увеличатся на единицу и возникнут новые связанные состояния, для которых W и f будут более высокого порядка по σ^{-1}.

Заметим, что в слабых полях имеет место соотношение

$$f_r^\pm \simeq W_r^\pm / \hbar\omega_0. \tag{24}$$

В сильных полях такое соотношение имеет место только для правой поляризации. Для левой поляризации в сильных полях

$$f_r^- \simeq (W_r^-/\hbar\omega_0)\,(H/H_0)^{-2}, \tag{25}$$

т. е. силы осцилляторов существенно слабее.

4. *Обсуждение результатов*. Изучение связанных состояний показывает, что с увеличением номера r, когда падает энергия связи $|W_r|$, одновременно падает и сила осциллятора f_r. Поэтому поглощение, даваемое формулой (14), будет сосредоточено не на пороге $\hbar\nu_0$, а выше и ниже его — на расстоянии порядка W.

В сильных полях энергия связи и сила осциллятора состояний, лежащих выше порога, того же порядка, что и состояний, лежащих ниже порога. Поэтому спектр поглощения должен состоять из двух групп пиков, примерно одинаковых по величине и примерно симметрично расположенных относительно порога. Расстояние между этими группами пиков одного порядка для правой и левой поляризаций, но величина поглощения в правой поляризации в $(H/H_0)^2$ раз больше (рис. 1).

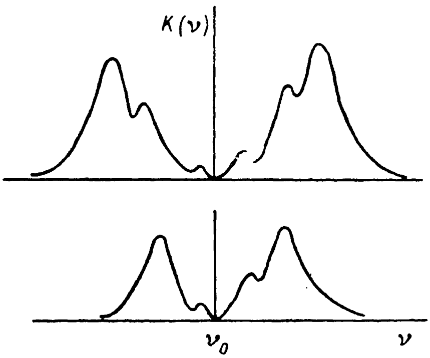

Рис. 1. Спектр ЦФР в сильном магнитном поле.

Верхний рисунок — правая поляризация, нижний — левая.

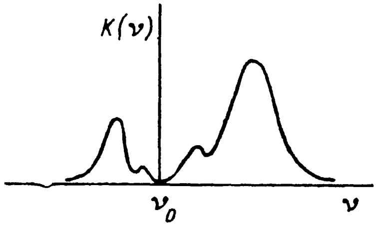

Рис. 2. Спектр ЦФР в слабом магнитном поле (обе поляризации).

В слабых полях связанные состояния с максимальными энергией связи и силой осциллятора лежат выше порога, поэтому пики ниже порога (при $\nu < \nu_0$) должны быть слабее и ближе к порогу. Однако в отличие от случая сильных полей поглощение имеет один порядок величины независимо от поляризации (рис. 2).

Сравним энергии связи для LO- и SO-фононов. Из (17), (18) и (22), (23) видно, что

$$W_{LO}/W_{SO} \simeq \delta_3^{-1/2} \simeq (\hbar\omega_H/\Delta E)^{1/2} \ll 1, \tag{26}$$

где $\Delta E \simeq \hbar^2/md^2$ есть расстояние между уровнями поперечного квантования. В оценке (26) мы пренебрегли разницей между величинами α и σ для LO- и SO-фононов. Соотношение (26) имеет место как в сильных, так и в слабых полях. Такое же соотношение справедливо для сил осцилляторов. Таким образом, связанные состояния с SO-фононами должны быть более доступны для наблюдения.

Оценим энергии связи и силы осцилляторов для квантовой ямы GaAs с берегами $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$. Прежде всего рассмотрим вопрос о локализации LO-фононов в GaAs. Используя экспериментальные данные, законы дисперсии LO-фононов в GaAs представим следующим образом:

$$\omega(q) = \omega_0\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{q}{q_0}\right)^2\right], \tag{27}$$

$$\omega_0 = 295\ \text{см}^{-1},\quad q_0 = 1.85\ \text{Å}^{-1}.$$

Существенные в формировании связанных состояний импульсы фононов $q_\perp \lesssim q_H^{-1}$, $q_\parallel \lesssim \pi/d$. Даже в самых сильных полях ($H=200$ кЭ) и узких ямах ($d=25$ Å) имеем $q \lesssim 0.1$ Å^{-1}, так что $|\omega(q)-\omega_0| \lesssim 1$ см$^{-1}$. Между тем GaAs-подобная LO-мода в $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ имеет частоту 284 см$^{-1}$. Поэтому LO-колебания в GaAs локализованы в яме с высотой степок $\delta\omega_0=11$ см$^{-1}$, что заметно больше, чем величина дисперсии $|\omega(q)-\omega_0|$. Глубину проникновения LO-колебания GaAs в $Ga_{0.7}Al_{0.3}As$ можно оценить как $q_0^{-1}(\omega_0/\delta\omega_0)^{1/2} \approx 3$Å. Это означает, что LO-фононы сильно локализованы в квантовой яме.[1] Это вполне согласуется с экспериментальными данными по комбинационному рассеянию [16–18].

При ширине ямы $d=100$ Å расстояние между низшим и следующим уровнями поперечного квантования $\Delta E=170$ мэВ, что заметно превышает $\hbar\omega_{LO}=36$ мэВ. В GaAs $H_0=212$ кЭ, так что обычно $\hbar\omega_H \lesssim \hbar\omega_{LO}$, и поэтому для оценок можно использовать формулы (17). Используя для GaAs $\alpha_{LO}=0.07$, в поле $H=40$ кЭ получаем

$$W^+ = \begin{cases} -0.16 \text{ мэВ}, \\ -0.04 \text{ мэВ}, \end{cases} \qquad f^+ = \begin{cases} 0.9 \cdot 10^{-3}, \\ 0.9 \cdot 10^{-3}, \end{cases}$$
$$W^- = -0.07 \text{ мэВ}, \qquad f^- = 1.8 \cdot 10^{-3}. \tag{28}$$

В квантовых ямах хорошего (но не рекордного) качества $\mu=10^5$ В·с/см^2, что соответствует $\tau=4$ пс и ширине линии $\hbar/\tau=0.15$ мэВ. Поэтому при $H=40$ кЭ и $d=100$ Å связанные состояния (28) вряд ли разрешаются. Однако, увеличив поле до 100 кЭ и ширину ямы до 150 Å, можно увеличить энергии связи и силы осцилляторов на порядок, т. е. получить $W \simeq 1$ мэВ и $f \simeq 10^{-2}$. Оценим в этих условиях величину поглощения, согласно (16). Полагая $N=2\cdot10^{11}$ см$^{-2}$, найдем $w=2\cdot10^{-3}$. Это значит, что сверхрешетка из 10 слоев дает вполне измеримое поглощение в несколько процентов.

Авторы благодарны М. В. Клейну за ознакомление с результатами работы [16] до ее опубликования.

Литература

[1] Ivanov-Omskii V. I., Korovin L. I., Shereghii E. M. — Phys. St. Sol. (b), 1978, v. 90, N 1, p. 11—32.
[2] Бакапас Р. К., Басс Ф. Г., Левинсон И. Б. — ФТТ, 1978, т. 12, в. 8, с. 1457—1481.
[3] Басс Ф. Г., Левинсон И. Б. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, в. 3 (9), с. 914—924.
[4] Enck R. C., Salch A. S., Fan H. Y. — Phys. Rev., 1969, v. 182, N 3, p. 790—794.
[5] Баканас Р. К., Левинсон И. Б., Матулис А. — ЖЭТФ, 1973, т. 64, в. 3, с. 1065—1070.
[6] Левинсон И. Б., Рашба Э. И. — УФН, 1973, т. 111, в. 4, с. 683—718.
[7] Levinson Y. B., Rashba E. I. — Rep. Progr. Phys., 1973, v. 36, N 12, p. 1499—1569.
[8] Daerr A., Kotthaus J. P., Koch J. F. — Sol. St. Commun., 1975, v. 17, N 5, p. 455—458.
[9] Merke U., Horst M., Evelbauer J., Kotthaus J. P. — Phys. Rev. B, 1986, v. 34, N 10, p. 7234—7245.
[10] Tsui D. C., Englert Th., Cho A. Y., Gossard A. C. — Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, N 5, p. 341—344.
[11] Бадалян С. М., Левинсон И. Б. — ЖЭТФ, 1988, т. 94, в. 3, с. 371—379.
[12] Klein M. V. — IEEE J. Quant. Electron., 1986, v. 22, N 9, p. 1760—1770.
[13] Lassnig R. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 12, p. 7132—7137.
[14] Коровин Л. И., Эшпулатов Б. Э. — ФТТ, 1979, т. 21, в. 12, с. 3703—3712.
[15] Каплан Б. И., Левинсон И. Б. — ФТТ, 1972, т. 14, в. 5, с. 1412—1422.
[16] Jusserand B., Paquet D., Regreny A. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 10, p. 6245—6247.
[17] Colvard C., Gant T. A., Klein M. V., Merlin R., Fisher R., Morkoc H., Gossard A. C. — Phys. Rev. B, 1985, v. 31, N 4, p. 2080—2091.
[18] Sood A. K., Menendez J., Cardona M., Ploog K. — Phys. Rev. Lett., 1985, v. 54, N 19, p. 2111—2114.

Институт проблем технологии
микроэлектроники и особочистых
материалов АН СССР
Черноголовка

Получена 25.03.1988
Принята к печати 2.06.1988

[1] Противоположное утверждение, сделанное в [11], ошибочно.