

ЕМКОСТЬ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ В КЕЙНОВСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ В УСЛОВИЯХ РАЗМЕРНОГО И МАГНИТНОГО КВАНТОВАНИЯ

Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Завьялов В. В.,
Зверев Л. П., Кулаев Г. И., Хомутова С. С.

Теоретически и из сопоставления с экспериментом (исследовались при $T=4.2\div 100$ К МОП структуры на основе бесщелевого полупроводника $Hg_{0.875}Cd_{0.125}Te$) показана необходимость учета размерного квантования при анализе емкостных характеристик приповерхностных слоев в кейновских полупроводниках. В области положительных изгибов зон получены универсальные аналитические аппроксимации для дифференциальной емкости классической и квантованной приповерхностных потенциальных ям. Из значений емкости в квантовых магнитных полях и анализа полевых зависимостей магнитоосцилляций емкости определены плотность состояний в магнитном поле и уширение уровней Ландау.

Емкостные методы, широко используемые при исследовании физических параметров границ раздела, окислов и полупроводников в МОП структурах, основаны на сравнительном анализе экспериментальных и теоретических вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Расчеты ВФХ основаны, как правило, на классическом рассмотрении приповерхностной потенциальной ямы, что для традиционных широкозонных полупроводников, вообще говоря, оправдано, поскольку актуальная для анализа область модуляции ВФХ в них приходится на значения поверхностных потенциалов, при которых уровень Ферми в области пространственного заряда (ОПЗ) лежит вдали от краев разрешенных зон (по крайней мере на несколько kT), и квантованием в приповерхностной потенциальной яме можно пренебречь. Существенно иная ситуация имеет место в узкощелевых полупроводниках, где в широком диапазоне изгибов зон $\mu_s - \mu_b$, а в бесщелевых при всех μ , [здесь μ_s , μ_b — значения химического потенциала на поверхности ($z=0$) и в объеме, энергии при всех z отсчитываются вверх от дна зоны проводимости] параметры ОПЗ определяются зарядом зонных носителей. В этом случае традиционный подход, игнорирующий размерное квантование энергетического спектра в ОПЗ (для материалов с неквадратичным законом дисперсии такая теория развита в [1, 2]), не представляется оправданным и требует проверки.

В настоящей работе построена простая теория емкости ОПЗ в кейновских полупроводниках, основанная на адекватном для таких материалов квазиклассическом подходе [3, 4] при расчете подзон размерного квантования. С позиции развитой теории анализируются экспериментальные результаты исследования емкостных характеристик МОП структур на основе бесщелевого полупроводника $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x=0.125$, $N_D - N_A = 3.7 \cdot 10^{15}$ см⁻³).

МОП структуры изготавливались методом анодного окисления с последующим напылением полевых электродов площадью 10^{-3} см². В исследованном диапазоне температур $4.2\div 100$ К ВФХ не зависят от частоты ($f=3 \cdot 10^4\div 10^7$ Гц) и имеют типичный низкочастотный вид, что связано с отсутствием в бесщелевых полупроводниках барьера для неосновных носителей в области инверсионных изгибов зон. Гистерезис, как правило, не превышает 0.1 В, однако на отдельных структурах форма ВФХ для различных направлений развертки напряжения

на полевом электроде V_g существенно различна (рис. 1). Ранее [5] нами было показано, что емкостные измерения в комбинации с воздействием квантующего магнитного поля могут быть использованы и как прямой метод исследования параметров подзон размерного квантования в узкощелевых полупроводниках. На рис. 1 наряду с ВФХ приведены магнитоосцилляции емкости в зависимости от V_g , полученные вычитанием зависимостей $C(V_g)|_H$, измеренных в магнитном поле H , из кривых $C(V_g)|_{H=0}$ при $H=0$.¹ По положению магнитоосцилляций могут быть определены плотности носителей в двумерных (2D) подзонах: $n_i = eH\nu_i/ch$ (ν_i — кратность заполнения уровней Ландау в i -й подзоне), а следо-

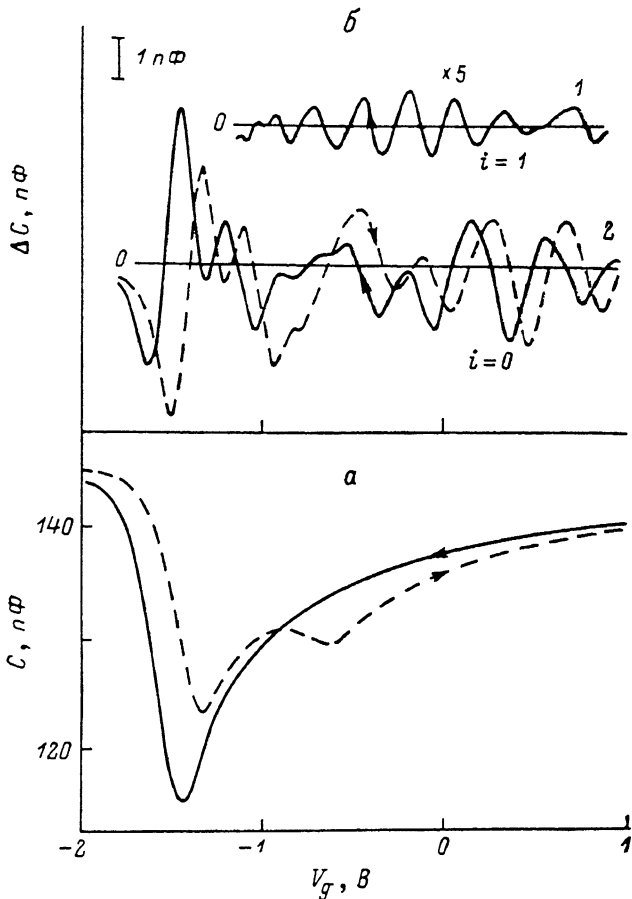


Рис. 1. Вольтфарадные характеристики ($H=0$) (а) и магнитоосцилляции емкости (б) в МОП структурах на основе $\text{Hg}_{0.875}\text{Cd}_{0.125}\text{Te}$.

$T=4.2$ К. Стрелками указаны направления развертки напряжения. б) H , кЭ: 1 — 10, 2 — 50.

вательно, и однозначно связанная с n_i величина приповерхностного изгиба зон. Как видно из рис. 1, осцилляционные кривые, соответствующие различным направлениям развертки V_g , практически идентичны и лишь сдвинуты по оси напряжений за счет различия, как это видно из ВФХ, напряжений плоских зон V_{fb} . Это означает, что при одинаковых $V_g - V_{fb}$ величины n_i и μ , для обеих кривых равны. Между тем соответствующие значения емкости в ВФХ различны, что указывает на нарушение режима высокочастотности и по отношению к обмену с пограничными (или заглубленными в диэлектрик) состояниями. Испол-

¹ Амплитуды магнитоосцилляций емкости зачастую на несколько порядков меньше емкости структур C и модуляции емкости при изменении V_g , и подобная процедура возможна только при использовании цифровых методов регистрации и обработки ВФХ. С этой целью был разработан оригинальный измерительно-вычислительный комплекс на базе микро-ЭВМ с разрешением по емкости 2^{-15} при амплитуде тестирующего сигнала $5\text{--}10$ мВ.

зая рассчитанные из n_i значения μ_s (в квазиклассическом приближении [4]; самосогласованный расчет также приводит к близким значениям), экспериментальные $C(V_p)$ можно пересчитать в зависимости $C_s(\mu_s)$ [$C_s = C_{sc} + C_{ss} = = CC_{ox}/(C_{ox} - C)$, где C_{sc} , C_{ss} , C_{ox} — соответственно удельные емкости ОПЗ полупроводника, пограничных состояний и геометрическая емкость окисла] (рис. 2).

В основном на анализе магнитоосцилляций емкости методе определения μ_s (через n_i) не используется каких-либо дополнительных модельных предположений, а в области $\mu_s > \epsilon_g$ [ϵ_g — ширина щели $\epsilon(\Gamma_6) - \epsilon(\Gamma_8)$] — и каких-либо параметров материала, поскольку в указанной области во всех кейновских полупроводниках n_i и μ_s связаны универсальным соотношением [4]. Обычно применяемые для определения μ_s способы, основанные на измерении высокочастотной емкости или интегрировании низкочастотных ВФХ, ввиду сложности обеспечения режимов высоко- или низкочастотности измерений емкости зача-

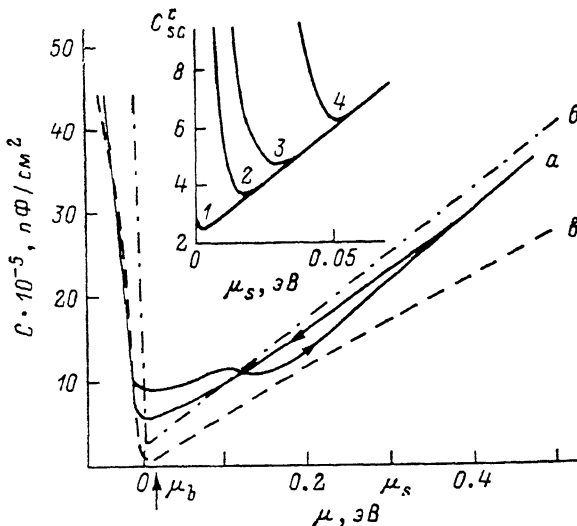


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные зависимости дифференциальной емкости приповерхностной ОПЗ от поверхностного потенциала.

$a - C_s$, $b - C_{sc}^e$, $v - C_{sc}^q$ ($T = 4.2$ К). На вставке — T , К: 1 — 4.2, 2 — 30, 3 — 50, 4 — 77.

стью, особенно в узкощелевых полупроводниках, при низких температурах не надежны. Значения μ_s , определенные низкочастотным методом из ВФХ (рис. 1; измерения при различных направлениях развертки и различных магнитных полях приводят практически к идентичным результатам), почти на 30% меньше величин, определенных из магнитоосцилляций. На рис. 2 приведены также результаты расчета для классической (неквантованной) ОПЗ C_{sc}^e и с учетом квантования C_{sc}^q . В расчетах использовано двухзонное кейновское приближение, учтены произвольная степень вырождения носителей в зонах и заполнение примесных центров. При вычислении $C_{sc}^q = e^2 dn_s / d\mu_s$ ($n_s = \sum n_i$) использовано приближение [4] для параметров заселенностей $2D$ -подзон.

В большей части исследованного интервала μ_s в области как отрицательных $\mu_s < \mu_0$, так и положительных изгибов зон классическая зависимость $C_{sc}^e(\mu_s)$ лежит выше экспериментальной кривой $C_s(\mu_s)$, что приводит к нефизичному выводу об отрицательной плотности пограничных состояний $N_{ss} = (C_s - C_{sc}^e)/e^2$. Классическая теория предсказывает заметную температурную зависимость C_{sc}^e (см. вставку на рис. 2), что также не согласуется с экспериментом: в диапазоне 1.8–77 К C_s от температуры практически не зависит. Учет квантования энергетического спектра в приповерхностной потенциальной яме приводит к существенно меньшим значениям емкости ОПЗ (физически это соответствует большей области локализации носителей в квантовой системе) и полностью снимает отмеченные выше противоречия. Обращает на себя внимание линейный харак-

тер зависимостей $C_{sc}^c(\mu_s)$ и $C_{sc}^g(\mu_s)$ во всем диапазоне положительных μ_s . Такое поведение, являющееся в конечном счете следствием близости законов дисперсии в глубине зон проводимости кейновских полупроводников к линейным, стимулирует поиск аналитических аппроксимаций для $C_{sc}^c(\mu_s)$ и $C_{sc}^g(\mu_s)$ (при $\mu_s < 0$ задача аналогична исследованному недавно случаю материалов с параболическим законом дисперсии [6]). Для рассматриваемого класса полупроводников уже при $n_s \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ μ_s достигает значений 100 мэВ (для простоты ввиду $\mu_s \gg \mu_b$ полагаем далее $\mu_b = 0$), и по крайней мере для материалов с $|\varepsilon_g| < 100$ мэВ зоны проводимости могут быть описаны дисперсионным соотношением, близким к ультрарелятивистскому: $E(E + 2m_{nb}s^2) \approx (E + m_{nb}s^2)^2 \approx \approx p^2s^2$, где m_{nb} — эффективная масса на дне зоны проводимости, $s^2 = (\varepsilon_g/2m_{nb}) \approx \approx 10^8 \text{ см/с}$ — межзонный матричный элемент оператора скорости. В этом приближении вычисление первого интеграла уравнения Пуассона ($d\mu/dz$) (μ тривиально (влиянием заряда дырок и примесей при $\mu_s > 100$ мэВ можно пренебречь), и легко приходим к результату

$$C_{sc}^c = \frac{\gamma}{4\pi} \frac{d}{d\mu_s} \left(\frac{d\mu}{dz} \Big|_{z=0} \right) = \frac{2}{3\pi\beta} \left(\frac{e}{s\hbar} \right)^2 (\mu_s + m_{nb}s^2) \left[1 + \left(\frac{k}{1+k} \right)^4 \right]^{-1/2} = \frac{2}{\sqrt{3}\pi\beta} \frac{e^2}{s\hbar} \left[1 + \left(\frac{k}{1+k} \right)^4 \right]^{-1/2} \sqrt{n_s} \approx \frac{2}{\sqrt{3}\pi\beta} \frac{e^2}{s\hbar} \sqrt{n_s}, \quad (1)$$

где $\beta = \sqrt{8\pi e^2/3s\hbar\gamma}$. γ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, $k = m_{nb}s^2/\mu_s$. Для расчета емкости квантованной ОПЗ в диапазоне $\mu_s \gg m_{nb}s^2$ могут быть использованы результаты [3, 4] для зависимостей $n_s(\mu_s)$, рассчитанных в псевдоультрарелятивистском приближении. С учетом поправки первого порядка по $m_{nb}s^2/\mu_s$

$$C_{sc}^g = \frac{\sum_{i=0}^n \alpha_i^2}{\pi} \left(\frac{e}{s\hbar} \right)^2 (\mu_s + m_{nb}s^2) \approx \sqrt{\frac{2 \sum_{i=0}^n \alpha_i^2}{\pi}} \frac{e^2}{s\hbar} \sqrt{n_s}, \quad (2)$$

где n — число заполненных $2D$ -подзон, α_i — корни уравнения

$$\ln \frac{1}{\alpha_i} [1 + \sqrt{1 - \alpha_i^2}] - \sqrt{1 - \alpha_i^2} = \frac{\beta}{2} \left(1 + \frac{3}{4} \right),$$

что дает $\sum_{i=0}^n \alpha_i \approx \sum_{i=0}^{\infty} \alpha_i \approx 0.454$ (при $\beta = 1$). Игнорирование эффектов размерного квантования в ОПЗ приводит, как показывает сравнение (1) и (2), к погрешности $\sim 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$ в определении плотности пограничных состояний N_{ss} , что зачастую порядка или больше самой величины N_{ss} .

Поскольку s и параметр β в узкозонных полупроводниках имеют близкие значения [4], то, как видно из (1) и (2), при $\mu_s \gg m_{nb}s^2$, что выполняется практически для всего представляющего интерес интервала μ_s , зависимости $C_{sc}^g(\mu_s)$, как и $C_{sc}^c(\mu_s)$, одинаковы для всего класса кейновских полупроводников, т. е. являются универсальными. Зависимости же $C_{sc}^c(n_s)$, $C_{sc}^g(n_s)$ в первом порядке по $m_{nb}s^2/\mu_s$ вообще не зависят от m_{nb} .

Существенным преимуществом емкостных методов по сравнению с традиционными гальваномангнитными является возможность (при измерении абсолютных значений емкости) получения информации непосредственно о плотности состояний, например, восстановления энергетического спектра $2D$ -подзон в квантующих магнитных полях, как это было продемонстрировано для инверсионных слоев Si в [7].

Преобразованием экспериментальных зависимостей $C(V_g)$ в $C_s(n_s)$ и вычитанием из кривых $C_s(n_s)$, измеренных в магнитном поле, кривых $C_s(n_s)$ при $H=0$ можно выразить емкость ОПЗ C_{sc} в магнитном поле через ее значение при $H=0$:

$$\Delta C_s(n_s) = C_s(n_s)|_H - C_s(n_s)|_{H=0} = C_{sc}(n_s)|_H - C_{sc}(n_s)|_{H=0},$$

поскольку спектр локализованных пограничных состояний, а следовательно, и C_{sc} можно считать не зависящими от H . Емкость ОПЗ выражается через параметры подзон

$$C_{sc}^q = e^2 \sum_i \frac{dn_i}{d\mu_i} \frac{d\mu_i}{d\mu_s} = e^2 \sum_i \frac{dn_i}{d\mu_i} \left(1 - \frac{d\varepsilon_i}{d\mu_s}\right),$$

где $\mu_i = \mu_s - \varepsilon_i(0)$ — энергия Ферми в i -й $2D$ -подзоне, $\varepsilon_i(0)$ — энергия дна $2D$ -подзоны. В материалах с квадратичным законом дисперсии производная $dn_i/d\mu_s$ при $T=0$ эквивалентна плотности состояний в i -й подзоне на уровне Ферми. В рамках квазиклассического подхода [4] можно показать, что в случае узкощелевых полупроводников законы дисперсии в $2D$ -подзонах хорошо аппроксимируются дисперсионным соотношением релятивистского типа с массой

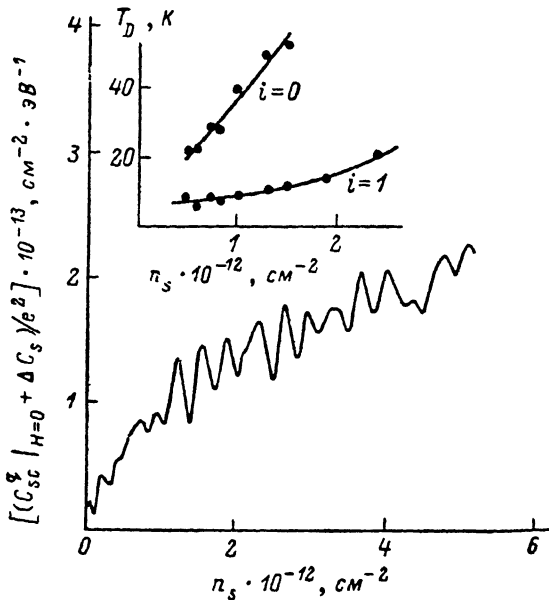


Рис.3. Зависимости $(C_{sc}^q|_{H=0} + \Delta C_s)/e^2$ и температуры Дингла от n_s .
 $T=4.2$ К, $H=50$ кЭ.

покоя m_{ni} , зависящей от приповерхностного изгиба зон, а следовательно, и от энергии Ферми $\mu_i = \alpha'_i \mu_s$:

$$\varepsilon_i (\varepsilon_i + 2m_{ni}s^2) = p^2s^2, \quad m_{ni} = k_i \mu_i / 2s^2, \quad (3)$$

где $k_i = (\alpha_i/\alpha'_i)^2 - 1$, а α'_i определяется уравнением

$$\alpha'_i - \ln \alpha'_i = \frac{3}{2} \left(i + \frac{3}{4} \right) + 1.$$

Зависимость m_{ni} от μ_i (заметим, что m_{ni} в первом порядке по $m_{nb}s^2/\mu_s$ не зависит от m_{nb}) нарушает тождественность между $dn_i/d\mu_i$ при $T=0$ и плотностью состояний $D(\mu_i)$. Действительно, при законе дисперсии (3) в двумерном случае с учетом спинового вырождения нетрудно получить

$$\frac{dn_i}{d\mu_i} = \frac{1}{\pi \hbar^2 s^2} \left[kT \left(1 + s^2 \frac{dm_{ni}}{d\mu_i} \right) \ln \left(1 + \exp \frac{\mu_i}{kT} \right) + m_{ni}s^2 \left\{ 1 + \exp \left(\frac{\mu_i}{kT} \right) \right\}^{-1} \right]. \quad (4)$$

Даже для предельно низких из доступных для экспериментальных исследований $n_i \sim 10^{10} \text{ см}^{-2}$ выполнено условие $\mu_i > 20$ мэВ, т. е. в актуальной области температур $T < 100$ К электронный газ вырожден и (4) приводит к следующему соотношению между $dn_i/d\mu_i$ и D_i :

$$\frac{dn_i}{d\mu_i} = D_i(\mu_i) + \frac{1}{\pi \hbar^2} \frac{\alpha_i dm_{ni}}{d\mu_i} = D_i(\mu_i) \left(\frac{1 + k_i}{1 + \frac{k_i}{2}} \right), \quad (5)$$

где $D(\varepsilon) = \rho dp / \pi \hbar^2 d\varepsilon = (\varepsilon + ms^2) / \pi \hbar^2 s^2$ — плотность состояний двумерного релятивистского газа. Пренебрегая зависимостью α_i и α'_i от H , получаем

$$e^2 \sum_{i=0}^n \alpha'_i \frac{1+k_i}{1+\frac{k_i}{2}} D_i(\mu_i) \Big|_H = e^2 \sum_{i=0}^n \alpha'_i \frac{1+k_i}{1+\frac{k_i}{2}} D_i(\mu_i) \Big|_{H=0} + \Delta C_s. \quad (6)$$

При использованной зависимости $m_{ni}(\mu_i)$ (3) (ее выбор несколько произволен, поскольку законы дисперсии в $2D$ -подзонах аппроксимируются, но не сводятся в точности к релятивистским) первый член в правой части (6), как нетрудно показать, совпадает с (2).

Многоподзонный характер спектра в узкощелевых материалах затрудняет анализ экспериментальных данных, однако ситуация несколько упрощается тем обстоятельством, что вклад подзон с $i > 1$ в емкость ОПЗ не превышает 10% , а магнитоосцилляционные емкости для разных подзон из-за различия в них циклотронных масс проявляются в различных областях магнитных полей (рис. 1). Величина $C_{s,i}(n_s)$, полученная сложением расчетной зависимости $C_{s,i}^q(n_s)|_{H=0}$ и экспериментальной кривой ΔC_s , приведена на рис. 3. При $n_s = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ ($n_0 = 8.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в пренебрежении вкладом подзон с $i > 1$ плотность состояний в центре уровня Ландау ($\nu = 3.5$) составляет $D(\mu_i) \sim 2.1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, а между уровнями Ландау — $D_{\min} \approx 0.8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, что свидетельствует о заметно большем перекрытии уровней, чем это имеет место в Si, где в режиме квантового эффекта Холла $D_{\max} \approx 10 D_{\min}$ [7]. Между тем определенная подобно [8] из температурных зависимостей амплитуд магнитоосцилляций циклотронная энергия составляет $\hbar \omega = 17 \text{ мэВ}$, что значительно больше, чем в Si, при том же поле $H = 50 \text{ кЭ}$. Существенно большее уширение уровней в $\text{Hg}_1\text{Cd}_x\text{Te}$, чем в Si, подтверждается и представленными на рис. 3 зависимостями температуры Дингла, определенной из полевых зависимостей амплитуд магнитоосцилляций $\Delta C_s(H)|_{n=\text{const}}$, от поверхностной плотности носителей n_s . Исходя из T_D , можно оценить плотность состояний на уровне Ландау: $D(\varepsilon) = eH / ch \pi k T_D$. Для $n_s = 1.2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ такая оценка дает $1.9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{эВ}^{-1}$, что фактически совпадает с величиной, определенной выше из анализа абсолютных значений емкости.

Л и т е р а т у р а

- [1] Basovkin V. M., Kurushev G. L., Polovinkin V. G. // Phys. St. Sol. (a). 1982. V. 74. P. 297—306.
- [2] Bloom I., Nemirovsky Y. // Sol. St. Electron. 1988. V. 31. N 1. P. 17—25.
- [3] Раданцев В. Ф. // Письма ЖЭТФ. 1987. Т. 46. В. 4. С. 157—159.
- [4] Раданцев В. Ф. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 10. С. 1796—1802.
- [5] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П. и др. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 6. С. 2038—2107.
- [6] Zöllner J. P., Raasch G., Übenssee H. // Phys. St. Sol. (a). 1987. V. 99. P. 193—204.
- [7] Пудалов В. М., Семенчипский С. Г. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44. В. 11. С. 526—529.
- [8] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П. и др. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 3. С. 1016—1029.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Получена 15.07.1988
Принята к печати 10.10.1988