

ИССЛЕДОВАНИЕ КВАНТОВЫХ ЯМ $C-V$ -МЕТОДОМ

Алешкин В. Я., Демидов Е. В., Звонков Б. Н.,
Мурель А. В., Романов Ю. А.

Предложен метод нахождения параметров квантовой ямы (КЯ) в гетероструктуре из ее вольт-фарадных характеристик. Показано, что этим способом можно определять расстояние от КЯ до поверхности полупроводника, поверхностные концентрации основных носителей и легирующей примеси в КЯ, глубину залегания двумерной подзоны, получить оценки «хвостов» плотности состояний в ней. Приводятся результаты экспериментального исследования структур $\text{GaAs-In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-GaAs}$.

Современная полупроводниковая технология достигла значительных успехов в выращивании гетероструктур с квантовыми ямами (КЯ). Информацию о подвижности и числе носителей тока в КЯ получают обычно с помощью эффекта Холла и эффекта поля. Для нахождения спектра двумерного электронного газа часто используется наблюдение либо межзонных электронных переходов (люминесценция, оптическое поглощение), либо переходов между состояниями внутри одной зоны (ИК поглощение).

Свойства двумерного электронного газа в МДП структурах предлагалось также исследовать $C-V$ -методом [1, 2], который нашел широкое применение для нахождения концентрационных профилей носителей тока в полупроводниках и величин разрыва краев энергетических зон в гетеропереходах [3, 4]. $C-V$ -метод в магнитном поле с успехом применялся для наблюдения уровней Ландау, долинного и спинового расщеплений в кремниевых МДП структурах [5, 6].

В настоящей работе показано, что из $C-V$ -характеристик гетероструктуры с КЯ можно извлечь такие параметры, как расстояние от КЯ до поверхности полупроводника, поверхностные концентрации основных носителей и легирующей примеси в КЯ, глубину залегания двумерной подзоны, получить оценки «хвостов» плотности состояний в ней.

Т е о р и я

Рассмотрим однородно легированный полупроводник, на расстоянии X_1 от поверхности которого расположена середина квантовой ямы. Будем полагать, что размеры волновой функции электронов в КЯ много меньше характерных длин областей пространственного заряда (ОПЗ), и что частота, на которой измеряется емкость, много меньше обратных времен установления равновесия в системе. Возможны два случая. В первом атомы легирующей примеси ионизованы при всех температурах, что характерно для $n\text{-GaAs}$, во втором носители вымораживаются, если $T \Rightarrow 0$, например, в $p\text{-GaAs}$.

Сначала рассмотрим первый случай. Проникновение электрического поля в полупроводник с концентрацией доноров N_D описывается уравнением Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\kappa} \left\{ e \left[N_D - N_c F_{1/2} \left(\frac{\mu + e\varphi}{T} \right) \right] + \rho \delta(x - X_1) \right\}, \quad (1)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость полупроводника, T — температура в энергетических единицах, N_c — плотность состояний в зоне проводимости, e — заряд электрона, μ — химический потенциал, ρ — плотность поверхностного заряда КЯ, а $F_{1/2}$ — функция Ферми индекса $1/2$:

$$F_i(y) = \frac{1}{\Gamma(i+1)} \int_0^\infty \frac{x^i}{1 + \exp(x-y)} dx, \quad (2)$$

Γ — гамма-функция. За начало отсчета энергии и электрического потенциала φ выберем дно зоны проводимости в глубине полупроводника, где поле отсутствует. Тогда ρ можно записать в виде [7]

$$\rho = e \left[N_{DW} - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{G(\varepsilon)}{1 + \exp((\varepsilon - \mu)/T)} d\varepsilon \right], \quad (3)$$

где N_{DW} , $G(\varepsilon)$ — поверхностная концентрация доноров и плотность состояний электронов в КЯ.

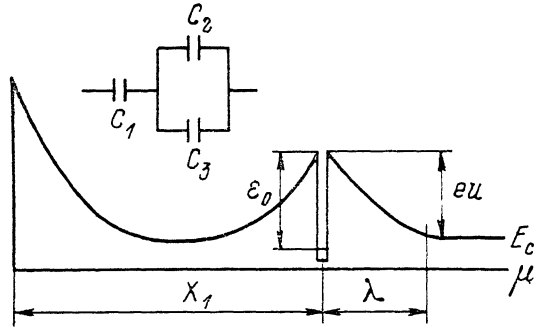


Рис. 1. Положение дна зоны проводимости в гетероструктуре с КЯ.

На вставке изображена ее эквивалентная схема.

Будем рассматривать случай, когда в отсутствие внешнего напряжения КЯ заряжена отрицательно, т. е. ее окрестности обеднены электронами (рис. 1). Если $G(\varepsilon) = G_0(\varepsilon) + N_{DW} \delta(\varepsilon + \varepsilon_0 - eu + \varepsilon_i - T \ln g)$, где $G_0(\varepsilon) = \Theta(\varepsilon + \varepsilon_0 - eu) m / (\pi \hbar^2)$ — «идеальная» плотность состояний 2D газа, Θ — тета-функция, u — падение напряжения за КЯ [$u = -\varphi(X_1)$], m — эффективная масса электронов в зоне проводимости, g — фактор спинового вырождения, ε_i — энергия ионизации донора в КЯ, ε_0 — глубина залегающего квантового уровня в ней, то достаточным условием этого является выполнение неравенства

$$N_{DW} < \frac{mT}{\pi \hbar^2} \left[1 + g \exp\left(\frac{\varepsilon - \mu + \varepsilon_0}{T}\right) \right] \ln\left(1 + \exp\left(\frac{\mu - \varepsilon_i}{T}\right)\right). \quad (4)$$

В GaAs при $N_{DW} < 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $N_D > 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $T \leq 300 \text{ К}$ эти требования легко выполняются.

Обсудим сначала качественно характер изменения емкости. До тех пор пока ОПЗ около поверхности не смыкается с ОПЗ КЯ, приложенное напряжение падает около поверхности. Поэтому зависимость емкости от напряжения здесь та же, что и в однородно легированном полупроводнике:

$$C(V) = \left(\frac{e^2 \kappa}{8\pi}\right)^{1/2} \frac{\left[N_D - N_c F_{1/2}\left(\frac{\mu - e(V + V_0)}{T}\right) \right]}{\left[eV N_D - N_c T \left[F_{3/2}\left(\frac{\mu}{T}\right) - F_{3/2}\left(\frac{\mu - e(V + V_0)}{T}\right) \right] \right]^{1/2}}, \quad (5)$$

где V_0 — потенциал плоских зон, который обычно определяется из зависимости $1/C^2$ от V . При $e(V + V_0) \gg T$ (5) переходит в известную формулу Шоттки. Поскольку $1/C$ пропорциональна глубине проникновения внешнего поля

(глубине, на которой падает приложенное напряжение), при смыкании двух ОПЗ ($V=V_1$) эта глубина скачком увеличивается до X_1 , а емкость соответственно скачком уменьшается. Дальнейшему проникновению внешнего поля в полупроводник препятствует экранирование его электронами в КЯ. Поэтому до напряжения V_2 , при котором все электроны уходят из ямы, емкость слабо меняется, т. е. имеется «плато» емкости для $V_1 < V < V_2$. При $V=V_2$ глубина проникновения опять увеличивается скачком от X_1 до границы ОПЗ за КЯ, и на зависимости $C(V)$ появляется еще один скачок. Для $V > V_2$ емкость изменяется по закону (4), если $N_{DW} \neq 0$ с другим значением V_0 . Эта качественная картина соответствует наблюдаемым зависимостям $C(V)$ в системе GaAs—InGaAs—GaAs.

Перейдем теперь к количественному рассмотрению $C-V$ -характеристики. Для простоты будем полагать далее площадь структуры равной 1 см^2 . Величина, обратная емкости, равна

$$1/C = -\frac{4\pi}{\kappa} \frac{dV}{dE_0} (E_0 < 0, V > 0),$$

где E_0 — поле на внутренней поверхности полупроводника ($x=0$). Для $V > V_1$ падение напряжения внутри полупроводника $V+V_0$ состоит из $v = -(E_0 X_1 + 2\pi e N_D X_1^2 / \kappa)$ — падения напряжения в области $0 < x < X_1$ и u — падения напряжения в области $x > X_1$. Поэтому полную емкость можно представить как две последовательно соединенные емкости: C_1 и $C' = (\kappa/4\pi) (dE_0/du)$, где $C_1 = \kappa/(4\pi X_1)$ — емкость полностью обедненного слоя полупроводника толщиной X_1 . Величину E_0 можно выразить через сумму зарядов в полупроводнике:

$$E_0 = \frac{4\pi}{\kappa} [e N_D X_1 + \rho + q],$$

где q — заряд ОПЗ за слоем. Поэтому C' можно представить в виде суммы двух емкостей:

$$C' = \frac{d\rho}{du} + \frac{dq}{du} = C_2 + C_3. \quad (6)$$

Второе слагаемое в (6) — емкость слоя ОПЗ за КЯ, которая описывается (5) с заменой $V+V_0 \Rightarrow u$, а первое — емкость квантовой ямы, которая при $T=0$ равна плотности состояний электронов в ней на уровне Ферми: $C_2 = e^2 G(\mu)$ [8]. Таким образом, при $V > V_1$ емкость всей структуры можно представить в виде эквивалентной схемы, изображенной на вставке к рис. 1.

Обычно $C_2 \gg C_1, C_3$. Так, для GaAs при идеальной плотности состояний $G(\epsilon) = G_0(\epsilon)$ соответствующая C_2 длина L_2 ($C_2 = \kappa/(4\pi L_2)$) составляет около 23 \AA . Поэтому при $V_1 < V < V_2$ $C \simeq C_1$ и не зависит от напряжения. Из величины емкости на этом плато находится X_1 .

В случае $G(\epsilon) = G_0(\epsilon)$ при $V=V_2$ C_2 обращается в нуль и C' скачком уменьшается на $e^2 m/(\pi \hbar^2)$. Используя (5), можно получить следующее выражение для ϵ_0 :

$$\epsilon_0 = -\frac{3}{5} \mu + \frac{e^2 \kappa N_D \Delta_2^2}{32\pi} \left[1 + \left(1 + \frac{4\pi \hbar^2}{m e^2 \Delta_2} \right)^{1/2} \right]^2, \quad (7)$$

где $\Delta_2 = 1/C_2 (V=V_2+0) - 1/C_2 (V=V_2-0)$. При $T=0$ величина μ определяется N_D , и поэтому из измеренной Δ_2 с помощью (7) находится глубина залегания двумерной подзоны ϵ_0 .

«Нерезкость» скачка емкости может быть вызвана двумя причинами: 1) тепловым размытием распределения электронов по энергии; 2) нерезкостью изменения $G(\epsilon)$. Первая причина связана с тем, что при $T \neq 0$ вклад в C_2 вносит плотность состояний не только на уровне Ферми, но и в области шириной T около него. Тепловое размытие по порядку величины составляет $\delta V_T \approx T (C_3/C)^2/e$. При низких температурах ширина скачка емкости при $V=V_2$ характеризует отклонение плотности состояний от идеальной, т. е. является характеристикой качества КЯ. В «верхней» половине скачка емкости основной вклад в C' вносит C_2 . Тогда если плотность состояний на хвосте имеет вид $G(\epsilon) \sim$

$\sim \exp(-\varepsilon/\gamma)$, то $C_2 = C_1 e^{V/\gamma} + B$, где $B = -\frac{eC_1}{\gamma} \left[\frac{2\pi e N_D}{\kappa} X_1^2 - \frac{e N_{DW}}{C_1} + u \left(\frac{2C_3}{C_1} + 1 \right) \right]$

можно считать постоянной. Таким образом, из наклона зависимости C' от V можно описать величину γ .

Отметим, что если в КЯ на плотности состояний имеется хорошо отделенный от зоны проводимости пик плотности состояний, связанный с примесью, то на зависимости $C(V)$ после скачка при $V = V_2$ возможен всплеск емкости, по положению которого можно определить энергию ионизации примеси.

Рассмотрим теперь область напряжений вблизи $V = V_1$. Если $V < V_1$, то емкость описывается (5), а при $V > V_1$ — эквивалентной схемой, изображенной на рис. 1. Для того чтобы определить скачок емкости при $V = V_1$, воспользуемся следующим выражением для половины толщины слоя ОПЗ около КЯ при $V < V_1$ $\lambda = \rho_0 / 2eN_D$, где ρ_0 — плотность поверхностного заряда КЯ для таких напряжений. Тогда

$$1/C \simeq \frac{4\pi}{\kappa} (X_1 - \lambda), \quad V = V_1 - 0,$$

$$1/C \simeq \frac{4\pi}{\kappa} X_1 + \left[\frac{e^2 m}{\pi \hbar^2} + \frac{e \kappa N_D}{2\pi \rho_0} \right]^{-1}, \quad V = V_1 + 0,$$

и из скачка емкости при $V = V_1$ можно определить ρ_0 :

$$\rho_0 \simeq \frac{e \kappa N_D}{2\pi} \left\{ \frac{\Delta_1}{2} - \frac{\pi \hbar^2}{m e^2} + \left[\frac{\Delta_1^2}{4} + \left(\frac{\pi \hbar^2}{m e^2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}, \quad (8)$$

где $\Delta_1 = 1/C(V = V_1 + 0) - 1/C(V = V_1 - 0)$. Заряд КЯ определяется разностью числа электронов и доноров $\rho_0 = e(N_{DW} - N_0)$. N_{DW} можно определить из асимптотик $1/C^2$ при $V > V_2$ и $V < V_1$:

$$N_{DW} = \frac{\kappa \delta V}{4\pi e X_1} + N_{Da}, \quad (9)$$

δV — расстояние между точками пересечения с осью V двух асимптотик $1/C^2$, a — ширина КЯ.

Поверхностную плотность электронов в КЯ можно также оценить из величины плато емкости по напряжению $V_2 - V_1$. Если $v \gg u$, что обычно выполняется, то

$$N_0 \simeq \frac{\kappa}{4\pi e X_1} (V_2 - V_1) \simeq \frac{\kappa}{4\pi} (E_{01} - E_{02}),$$

где $E_{0i} = E_0$ при $V = V_i$.

Выше, при рассмотрении емкости в окрестности $V = V_1$, мы неявно пренебрегли величиной экранирования L_s :

$$L_s = \left[\kappa T / 4\pi e^2 N_c F_{-1/2} \left(\frac{\mu}{T} \right) \right]^{1/2},$$

а именно она определяет ширину скачка емкости при $V = V_1$. В самом деле, отклонение $C(V)$ от (4) происходит при $1/C \approx 4\pi (X_1 - \lambda - L_s) / \kappa$, т. е. когда расстояние между краями двух ОПЗ порядка L_s . «Полное» смыкание ОПЗ, т. е. переход к емкости на плато, происходит при $1/C_I \approx 4\pi (X_1 - \lambda) / \kappa$. Используя эти соображения и (4), можно получить оценку для ширины по напряжению первого скачка емкости:

$$\delta V_1 \simeq \frac{2\pi e N_D}{\kappa} [2L_s (X_1 - \lambda) - L_s^2] \simeq \frac{4\pi e N_D}{\kappa} L_s (X_1 - \lambda).$$

Выше мы везде предполагали, что толщина КЯ пренебрежимо мала. Учет конечности ширины КЯ внесет две поправки в рассмотренную картину. Во-первых, это штарковский сдвиг уровней в КЯ, во-вторых, — дополнительный вклад в емкость, связанный с изменением средней координаты электронов в КЯ с изменением приложенного напряжения.

Можно показать, что последняя поправка сводится просто к включению в эквивалентную схему емкости, последовательно включенной с C_1 и C' порядка $C_p = x^2 \hbar^2 / (16e^2 N m a^4 \alpha^2)$, где N — число электронов в КЯ, α — отношение матричного элемента координаты между первыми двумя состояниями к ширине ямы ($\alpha = 0.18$ для бесконечно глубокой прямоугольной ямы). Для n -GaAs с $a \approx 10^{-6}$ см, $N \approx 10^{12}$ см $^{-2}$ длина, соответствующая этой емкости, менее 5 Å, так что с очень хорошей точностью ей можно пренебречь.

Штарковский сдвиг приведет к добавке в левую часть (7) величины порядка $(\epsilon_0 + \mu) a / 2\lambda$. Отметим, что под ϵ_0 здесь понимается глубина КЯ при $V < V_1$.

Рассмотрим теперь случай, когда при $T \Rightarrow 0$ носители вымораживаются. Если примесный уровень слабо размыт, то $L_s \Rightarrow 0$, и все предыдущие рассуждения остаются в силе с учетом этого обстоятельства. Так, например, в (4) следует положить $N_c = 0$, а в (7) заменить 3/5 в первом слагаемом на 1. Отметим, что вместо (4) условием существования ОПЗ около КЯ при $T \Rightarrow 0$ является требование $\epsilon_0 > \epsilon_i$, где ϵ_i — энергия ионизации примеси.

Э к с п е р и м е н т

На рис. 2 изображены зависимости $C(V)$ и $C^{-2}(V)$ структуры GaAs—In $_{0.32}$ Ga $_{0.68}$ As—GaAs для трех температур: 300, 77 и 4.2 К. Структура была выращена методом МОС гидридной эпитаксии [9] на 300 мкм подложке n -GaAs

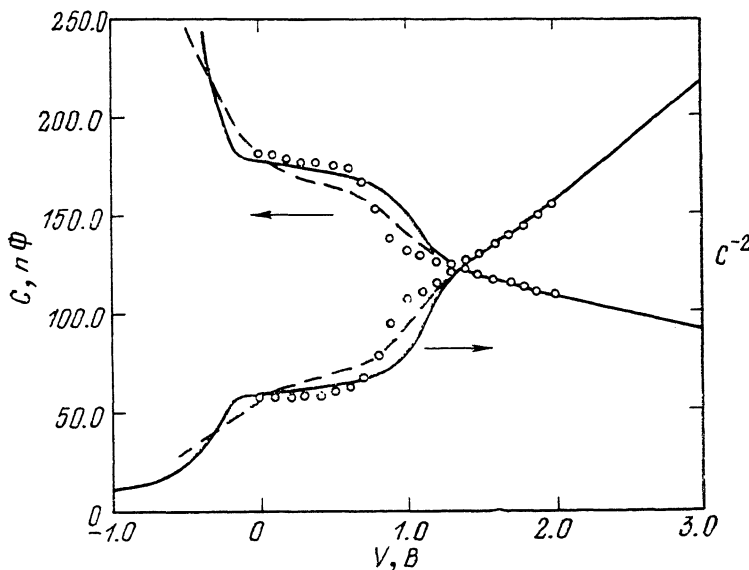


Рис. 2. Зависимости $C(V)$ и $C^{-2}(V)$ гетероструктуры GaAs—In $_{0.32}$ Ga $_{0.68}$ As—GaAs для трех температур.

T , К: сплошная — 300, штриховая — 77, точки — 4.2. Толщина слоя In $_{0.32}$ Ga $_{0.68}$ As около 37 Å.

($\sim 10^{18}$ см $^{-3}$). Общая толщина эпитаксиальной структуры составляла 0.65 мкм. Слой твердого раствора In $_{0.32}$ Ga $_{0.68}$ As располагался на расстоянии ≈ 0.14 мкм от поверхности и имел толщину ≈ 37 Å, эпитаксиальный GaAs был легирован донорами до концентрации $9 \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$. В качестве верхнего контакта использовался напыленный слой Al, имевший форму круга диаметром 500 мкм, который образует с n -GaAs барьер Шоттки. Второй контакт получался нанесением на подложку индий-галлиевой пасты. Измерения емкости проводились на частоте 1 МГц C , R , L измерителем Е 7—12 с уровнем сигнала 2.5 мВ.

Глубина залегания двумерной подзоны в зоне проводимости, определенная с помощью фотолюминесценции, составляет $\epsilon_0^f \approx 102$ мэВ, а из (7)—116 мэВ ($T = 4.2$ К). Из-за хвостов плотности состояний в КЯ скачок емкости при $V = V_2$ размыт и Δ_2 определялась следующим образом: в качестве $C(V_2 - 0)$ бралось значение емкости на плато, а $C(V_2 + 0)$ — значение емкости в начале линейного участка $C^{-2}(V)$ после плато. Величина ϵ_0 , определенная таким способом, фактически означает глубину залегания уровней в КЯ с плотностью состояний

$\ll m/\pi\hbar^2$ (т. е. фактически на хвосте). Величина γ , оцененная из вышеприведенных формул, ~ 10 мэВ. Величина ρ_0/e , определенная из первого скачка емкости, составляет $\approx 8 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$, а N_0 из длины плато — $5 \cdot 10^{11}$ см $^{-2}$ ($T=77$ К). Величина X_1 , определенная из C_1 , составляет 0.142 мкм. Концентрация глубоких уровней в КЯ, измеренная DLTS-методикой, оказалась менее 10^{10} см $^{-2}$.

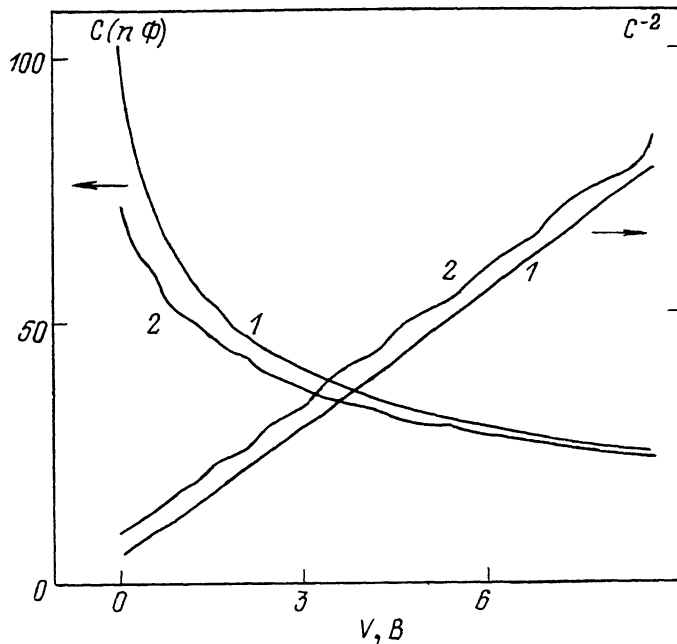


Рис. 3. Зависимости $C(V)$ и $C^{-2}(V)$ сверхрешетки, содержащей 30–40 Å слоев $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, разделенных слоями GaAs для двух температур.
 T , К: 1 — 300, 2 — 77.

На рис. 3 изображены зависимости $C(V)$ и $C^{-2}(V)$ сверхрешетки (СР), содержащей 30–40 Å слоев $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$, разделенных 840 Å слоями GaAs (толщина слоев GaAs определялась взвешиванием). Эта структура выращивалась тем же методом, что и предыдущая, на такой же подложке. Хорошо видно, что при $T=77$ К зависимость $C(V)$ имеет вид «лестницы». Из значений емкости на ступеньках можно определить расстояние от поверхности до соответствующих слоев и период СР — D , а из их длины — оценить число носителей в квантовых ямах. Определенные таким образом D и N_0 составляют 750 Å и 6×10^{10} см $^{-2}$.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Беспалову и И. Г. Малкиной за помощь в проведении эксперимента.

Список литературы

- [1] Фомин Н. В. // ФТТ. 1967. Т. 9. В. 2. С. 616–623. Pals J. A. // Phys. Rev. B. 1973. V. 7. N 2. P. 754–760.
- [2] Прима И. А., Саченко А. В. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 11. С. 2240–2244.
- [3] Blood P., Orton J. W. // Repts. Progr. Phys. 1978. V 41. N 2. P. 157–257.
- [4] Kroemer H., Chin W. Y., Harris J. S., Edwall D. D. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. P. 295–300.
- [5] Kaplit M., Zemel J. N. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 13. N 4. P. 212–215.
- [6] Zemel J. N., Kaplit M. // Surf. Sci. 1969. V. 13. N 1. P. 17–29.
- [7] Бонч-Бруевич В. Л., Звягин И. П., Кайпер Р. и др. Электронная теория неупорядоченных полупроводников. М., 1981. 383 с.
- [8] Luryi S. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 6. P. 501–503.
- [9] Алешкин В. Я., Аншоя А. В., Бабушкина Т. С., Батукова Л. М., Демидов Е. В., Звонков Б. Н., Малкина И. Г. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 5. С. 892–896.