

06;11;12

Переходный процесс при непрерывном и ступенчатом нагревании GaAs поверхностно-барьерных структур

© Ю.А. Гольдберг, Е.А. Поссе

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 31 октября 2000 г.)

Изучалось изменение характеристик емкость–напряжение ($C-U$) и ток–напряжение (I_f-U и I_r-U) структур полупроводник–твердый металл (GaAs–Ni) в процессе их непрерывного и ступенчатого нагревания. Изначально свойства исследуемых структур соответствовали теории термоэлектронной эмиссии. Показано, что в процессе непрерывного нагревания выпрямляющие структуры переходят в омические при некоторой температуре $T_{\text{Ohm}} = 720$ К, существенно более низкой, чем температуры плавления металла или эвтектика металла и полупроводника. Для сравнения изучались свойства структур, отожженных при различных температурах T_{ann} и охлажденных до комнатной температуры (ступенчатое нагревание). Показано, что в этом случае $I-U$ -зависимости были близки к исходным после отжига структур при $T_{\text{ann}} < T_0 = 553$ К; при $T_{\text{ann}} > T_0$ на этих характеристиках наблюдались избыточные токи, и, наконец, при увеличении T_{ann} на 200–300 К по сравнению с T_0 характеристики полностью переходили в омические. Предполагается, что эти явления связаны с химическим взаимодействием Ni и GaAs, что приводит к изменению поверхностных свойств полупроводника.

Предварительные замечания

Как известно, непосредственный контакт полупроводник–металл является вентильным, если между металлом и полупроводником имеется туннельно непрозрачный потенциальный барьер, и омическим, если потенциальный барьер отсутствует, либо он туннельно прозрачен (см., например, [1–3]). В наших работах [4,5] на примере структур полупроводник–жидкий металл (GaP–Ga, GaP–In, GaAs–Ga) было установлено, что вентильный контакт переходит в омический в процессе непрерывного нагревания структуры после того, как произойдет растворение приповерхностного слоя полупроводника в металле. В работе [6] мы показали, что этот переход происходит и в случае контакта полупроводник–твердый металл.

В настоящей работе мы изучали изменение характеристик емкость–напряжение ($C-U$) и ток–напряжение (I_f-U и I_r-U) структур полупроводник–металл (GaAs–Ni) в процессе их непрерывного и ступенчатого нагревания.

Объекты и методика эксперимента

Для создания этих структур использовались эпитаксиальные слои GaAs ($n = 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), выращенные на подложках из GaAs ($n = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Все кристаллы были ориентированы по плоскости (100). Вначале изготавливался омический контакт сплавлением In в GaAs подложку. Эпитаксиальный слой GaAs обрабатывался обычным для изготовления вентильных похевностно-барьерных структур способом: механическая полировка, химическое травление, промывка. Затем на обработанную поверхность химическим способом [7] наносился слой Ni. Исходные структуры были вентильными.

Для исследования изменения свойств диодов Шоттки часть структур непрерывно нагревалась с малой (менее 5 degree/min) скоростью в нейтральной среде (гелий) от комнатной температуры до 870 К, во время этого нагревания (т.е. без охлаждения до комнатной температуры) измерялись характеристики ток–напряжение ($I-U$) и емкость–напряжение ($C-U$).

Другая часть структур подвергалась ступенчатому нагреву, т.е. отжигалась при различных температурах и после каждого отжига охлаждалась до комнатной температуры, после чего измерялись $I-U$ - и $C-U$ -характеристики. Параметром, характеризующим асимметрию $I-U$ -характеристики, был взят коэффициент выпрямления $K_r = I_f/I_r$ при $U = \pm 0.5 \text{ eV}$.

Результаты и дискуссия

1. Рассмотрим эволюцию характеристик дифференциальная емкость–напряжение и ток–напряжение в случае непрерывного нагрева структур.

1.1. Зависимости $C-U$ в координатах $C^{-2}-U$ были линейными в интервале температур 290–470 К (рис. 1, а), что соответствует теории Шоттки

$$C^{-2} = \frac{2(U_d - U - kT/q)}{\epsilon_s \epsilon_0 S^2 q (N_d - N_a)}, \quad (1)$$

где ϵ_s — статическая диэлектрическая проницаемость полупроводника, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, q — заряд электрона, $N_d - N_a$ — концентрация нескомпенсированных доноров в полупроводнике, U_d — диффузионный потенциал, k — постоянная Больцмана, T — температура (К).

Из этих характеристик были определены концентрация нескомпенсированных доноров $N_d - N_a =$

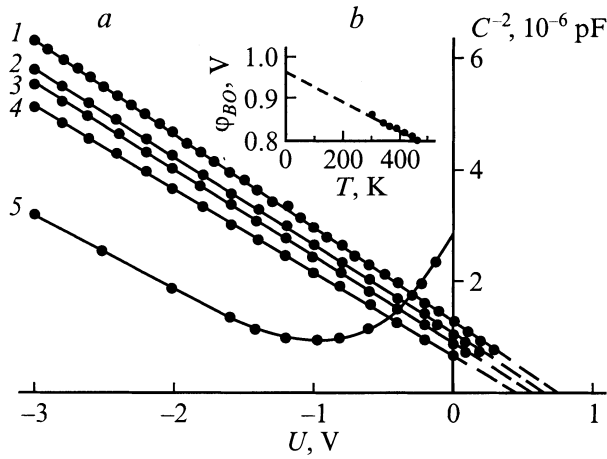


Рис. 1. *a* — зависимости емкости C структуры $N1$ от напряжения U при температурах T, K : 1 — 295, 2 — 368, 3 — 413, 4 — 465, 5 — 493; *b* — температурная зависимость высоты потенциального барьера φ_{BO} , рассчитанная из $C^{-2}-U$ -характеристик по напряжению отсечки на оси ординат.

$= 1-2 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ и значение диффузионной разности потенциалов U_d при разных температурах. Высота потенциального барьера без учета его понижения силами изображения (φ_{BO}) была определена из соотношения $\varphi_{BO} = U_d + \mu/q$, где μ — энергия уровня Ферми в полупроводнике. Из зависимости $\varphi_{BO} = f(T)$ (рис. 1, *b*) были определены температурный коэффициент $\alpha = 2.4 \cdot 10^{-4} \text{ V/degree}$ и φ_{BO} , экстраполированное к 0 K, $\varphi_{BO}(0 K) = 0.96 \text{ V}$.

При $T \geq 470 \text{ K}$ зависимость $C^{-2}-U$ отклоняется от линейной (рис. 1, *a*) и измеряемая величина емкости резко уменьшается. В этом случае измеряемая мостовым методом емкость существенно отличается от истинной из-за значительного уменьшения дифференциального сопротивления структуры, что в свою очередь свидетельствует о переходе барьерного контакта в омический.

1.2. Измеренные зависимости прямого тока I_f от напряжения (рис. 2, *a*) имели экспоненциальный участок в интервале $T = 290-430 \text{ K}$

$$I_f = I_0 \exp(qU/\beta kT), \quad (2)$$

где $\beta = 1.02-1.03$.

Анализ этих характеристик показал, что зависимости I_f от U соответствуют теории термоэлектронной эмиссии с учетом влияния сил изображения на высоту потенциального барьера $\varphi_B(U)$

$$I = I_0 [\exp(qU/kT) - 1], \quad (3)$$

$$I_0 = A^* ST^2 \exp(-q\varphi_B/kT), \quad (4)$$

$$\varphi_B = \varphi_B(0K) - \alpha T, \quad (5)$$

где постоянная Ричардсона $A^* = 120m_e/m_0$, m_e — эффективная масса основных носителей тока, m_0 — масса

свободного электрона в вакууме, α — температурный коэффициент высоты барьера.

Если учесть, что истинная высота потенциального барьера

$$\varphi_B(U) = \varphi_{BO} - \Delta\varphi_B(U), \quad (6)$$

то предэкспоненциальный множитель I_0 можно представить в виде

$$I_0 = I_s \exp(q\Delta\varphi_B(U)/kT), \quad (7)$$

где ток насыщения

$$I_s = A^* ST^2 \exp(-q\varphi_{BO}/kT) \quad (8)$$

и величина понижения барьера силами изображения

$$\Delta\varphi_B = \left[\frac{q^3(N_d - N_a)}{8\pi^2\epsilon_s\epsilon_0^2} (U_d - U - kT/q) \right]^{1/4}. \quad (9)$$

Для определения I_s при различных температурах I_f-U -характеристики перестраивались в координатах $I_f = f[U + \Delta\varphi_B(U)]$. Величины $\Delta\varphi_B(U)$ определялись для каждого значения U по формуле (9). Значения I_s находились путем экстраполяции экспоненциального участка перестроенных зависимостей $I_f = f[U + \Delta\varphi_B(U)]$ к $[U + \Delta\varphi_B(U)] = 0$. Зависимость I_s/ST^2 от $1/T$ (график Ричардсона на рис. 3) оказалась линейной, как и следует из теории, причем постоянная Ричардсона $A^* = (8.2 \pm 1.0) \text{ A/cm}^2\text{-degree}^2$, что совпадает с ожидаемой из теории (эффективная масса электрона для GaAs $m_e^* = 0.068m_0$). Высота потенциального барьера без учета сил изображения, полученная из графика Ричардсона, $\varphi_{BO}(0 K) = 0.96 \text{ V}$, что совпало со значением, полученным из $C-U$ -характеристик.

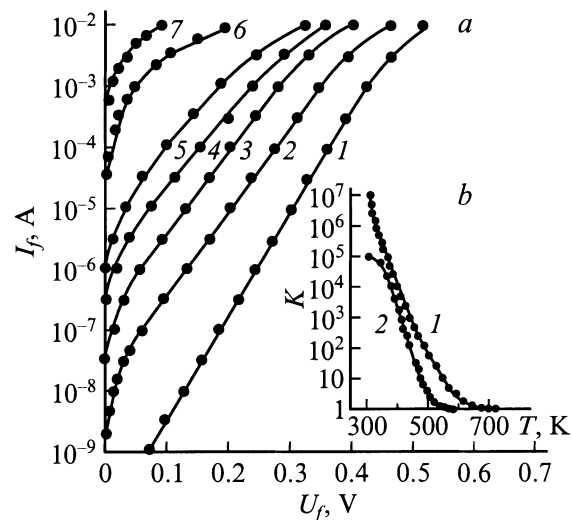


Рис. 2. *a* — зависимости прямого тока I_f от напряжения U для структуры $N1$ при температурах T, K : 1 — 296, 2 — 343, 3 — 373, 4 — 393, 5 — 428, 6 — 473, 7 — 563; *b* — температурная зависимость коэффициента выпрямления K_r для GaAs-Ni структуры (1) и для структуры полупроводник-жидкий металл [4] GaAs-Ga (2).

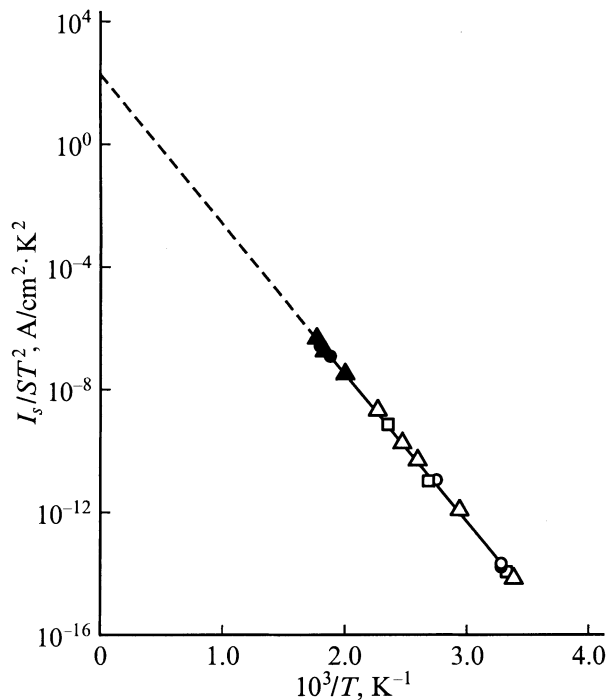


Рис. 3. График Ричардсона, построенный по данным I_f-U -зависимостей (Δ , \circ , \square) и I_r-U -зависимостей (\blacktriangle , \bullet) для Ni-GaAs структур.

При температурах $T > 430$ К экспоненциальный участок не проявлялся, так как большая часть напряжения падала на остаточном сопротивлении (сопротивление толщи полупроводника и омического контакта) из-за существенного уменьшения дифференциального сопротивления структуры.

1.3. Зависимость обратного тока (I_r) от напряжения (рис. 4) была измерена в интервале температур 290–580 К. При $T < 350$ К обратный ток очень мал. При $350 \leq T \leq 450$ К обратный ток существенно зависит от напряжения, что, вероятно, связано с токами утечки. При $490 \leq T \leq 550$ К I_r-U -характеристики имеют близкий к насыщению участок (рис. 4).

Для того чтобы установить механизм обратного тока на этих участках, был построен график Ричардсона для обратного тока. Значения I_s , равные величинам обратного тока, которые были бы, если бы не действовали силы изображения, были найдены делением значений обратного тока при разных напряжениях на $\exp(q\Delta\varphi_B(U)/kT)$ (рис. 4, сплошные линии). Зависимость I_s/ST^2 от $1/T$ для обратного тока оказалась линейным продолжением графика Ричардсона для прямого тока (рис. 3). Отсюда следует, что обратный ток для исследуемых нами структур подчиняется теории термоэлектронной эмиссии до температуры $T = 550$ К. При $T > 550$ К появляется избыточный объемный ток, связанный с началом необратимого перехода барьерного контакта в омический.

Итак, в исследуемых нами Ni-GaAs поверхностно-барьерных диодах прямой ток при $T \leq 430$ К и обратный

ток при $T \leq 550$ К обусловлены термоэлектронной эмиссией. При более высоких температурах проявляются избыточные токи, связанные с переходом барьерного контакта в омический.

1.4. Далее рассмотрим поведение отношения прямого тока к обратному (коэффициент выпрямления $K = I_f/I_r$) при дальнейшем непрерывном нагревании структур. Результаты измерения $K = f(T)$ при $U = \pm 0.5$ В (рис. 2, б) сводятся к следующему.

а) В процессе непрерывного нагревания Ni-GaAs вентильные контакты, так же как и контакты полупроводник-жидкий металл [4], при некоторой температуре переходят в омические (рис. 2, б). Такой переход происходит еще до возможного образования сильно легированного или варизонного рекристаллизованного слоя полупроводника, характерного для традиционного омического контакта.

б) Температура перехода вентильных контактов Ni-GaAs в омические (T_{Ohm}) составляет 720 К, что на ~ 100 К превышает температуру перехода для контактов жидкий металл-GaAs. При таких температурах не происходит плавления контактного металла (температура плавления составляет $T_m = 1453^\circ\text{C}$ для Ni), поэтому не может происходить растворение полупроводника в жидком металле. Мы предполагаем, что при этих температурах происходит химическое взаимодействие полупроводника с металлом, в результате чего исчезает тонкий приповерхностный слой полупроводника, содержащий большую плотность поверхностных состояний, ответственных за образование вентильных свойств контакта.

Отметим, что взаимодействие Ni и GaAs, измеренное методом обратного рассеяния α -частиц [8], начинается при ~ 470 К. В результате этого взаимодействия образуется новая фаза, которая при ~ 570 К появляется на поверхности структуры.

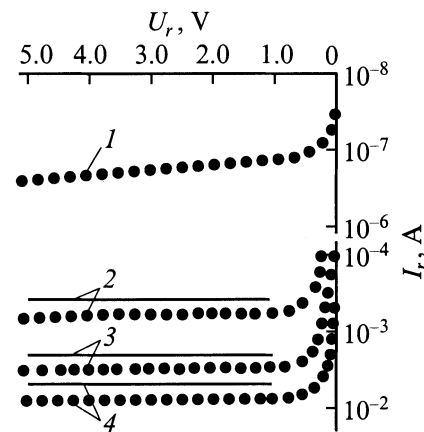


Рис. 4. Зависимости обратного тока I_r от напряжения U для структуры N1 при температурах T , К: 1 — 363, 2 — 493, 3 — 533, 4 — 553. Точки — эксперимент, линии — расчет по теории термоэлектронной эмиссии.

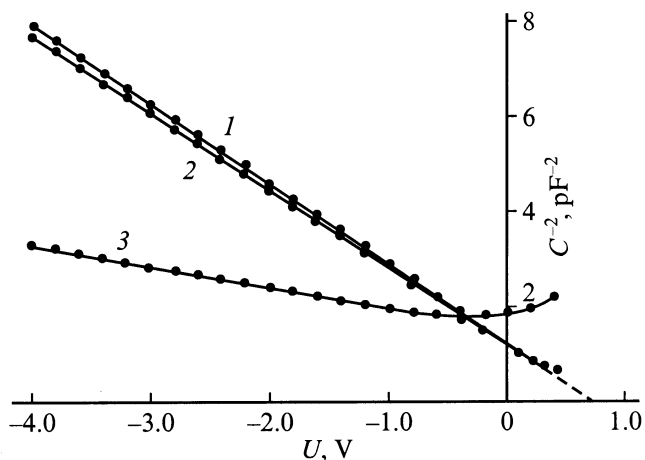


Рис. 5. Зависимости емкости C от напряжения U для структуры $N2$, измеренные непосредственно после изготовления структуры (1) и после отжига. Температура отжига T_{ann} , К: 1 — 533, 543, 553, 563; 2 — 573; 3 — 582. Температура измерений 295 К.

В работе [9] было установлено, что этой фазой является метастабильное соединение Ni_2GaAs , при образовании которого высота барьера возрастает до 0.84 eV. При температурах 620–820 К эта фаза разлагается на два соединения NiGa и NiAs , при этом высота барьера резко снижается. При температуре 870 К этот процесс заканчивается с образованием омического контакта. Мы наблюдали образование омического контакта при 720 К. Однако этот результат мы получили в процессе непрерывного нагревания, а не после отжига, как в работе [9].

2. Рассмотрим эволюцию характеристик емкость–напряжение и ток–напряжение Ni-GaAs структур в случае ступенчатого нагрева; в этом случае структуры нагревались до различных температур, охлаждались и их характеристики измерялись при комнатной температуре.

2.1. Результаты эволюции $C-U$ -характеристик сводятся к следующему.

а) После отжига при температурах $T_{\text{ann}} \leq 563$ К зависимости $C^{-2}-U$ совпадали с исходной характеристикой (рис. 5).

б) После отжига при температурах $T_{\text{ann}} \geq 580$ К $C^{-2}-U$ -характеристики существенно отличаются от исходных (рис. 5), что свидетельствует о необратимости происходящих в барьерном контакте процессов.

2.2. Результаты эволюции I_f-U -характеристик следующие.

а) После отжига при температурах T_{ann} , меньших некоторой температуры $T_0 = 553$ К, I_f-U -характеристики остаются подобными исходным (рис. 6). Отметим, что для структур, в которых коэффициент идеальности β для исходной I_f-U -характеристики несколько отличался от теоретического значения (кривая 1, где $\beta = 1.05$), после отжига I_f-U -характеристики имели коэффициент β ,

близкий к теоретическому (кривая 2, $\beta = 1.01-1.02$), что связано с исчезновением промежуточных диэлектрических слоев.

б) После отжига при температурах $T_{\text{ann}} > T_0$ на I_f-U -характеристиках появляются избыточные токи, хотя структуры остаются вентильными (рис. 6).

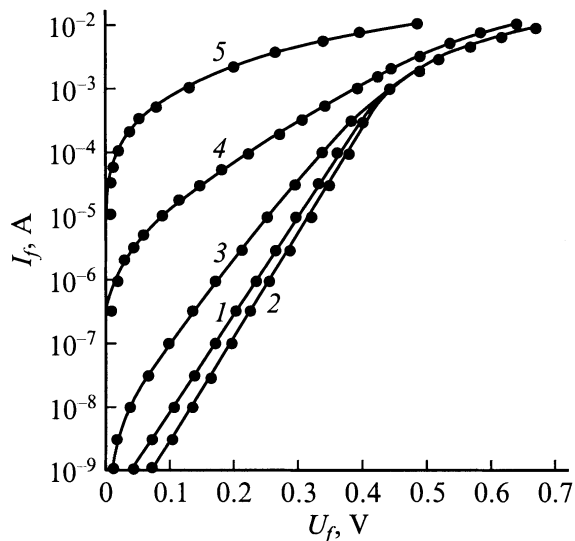


Рис. 6. Зависимости прямого тока I_f от напряжения U для структуры $N2$, измеренные непосредственно после изготовления структуры (1) и после отжига. T_{ann} , К: 2 — 533, 543, 553; 3 — 563; 4 — 573; 5 — 582. Температура измерений 295 К.

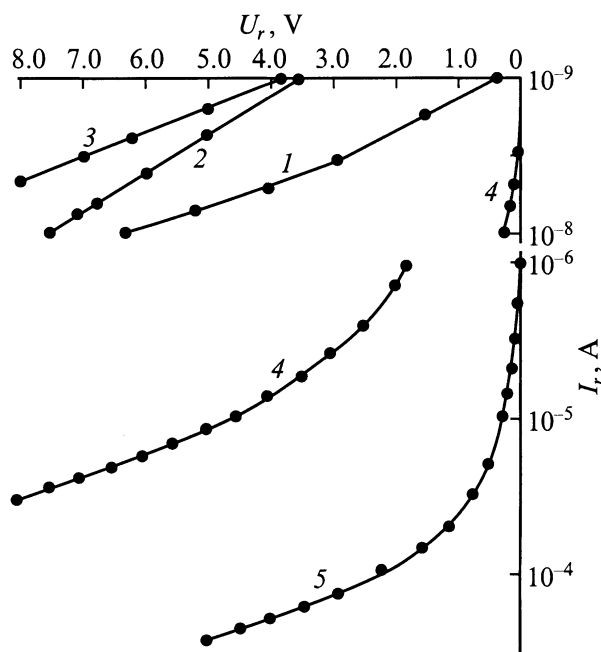


Рис. 7. Зависимости обратного тока I_r от напряжения U для структуры $N2$, измеренные непосредственно после изготовления структуры (1) и после отжига. T_{ann} , К: 1 — 364, 2 — 543, 3 — 553, 4 — 563, 5 — 573. Температура измерений 295 К.

2.3. Результаты эволюции I_r-U -характеристик сводятся к следующему.

а) После отжига при температурах $T_{\text{анн}}$, меньших температуры $T_0 = 553$ К, I_r-U -характеристики остаются подобны исходным. Отметим, что для структур, при изготовлении которых между металлом и полупроводником остался промежуточный слой, обратные токи после отжига становятся меньше исходных, что связано с исчезновением этих слоев во время отжига (рис. 7, кривые 2, 3).

б) После отжига при температурах $T_{\text{анн}} > T_0$ обратные токи возрастают более чем на 2 порядка, что связано с началом необратимого перехода вентильного контакта в омический (рис. 7). При увеличении $T_{\text{анн}}$ на 200–300 К по сравнению с T_0 контакт остается омическим и после охлаждения.

Заключение

Итак, контакт металл-полупроводник, исходно вентильный, переходит в омический в процессе нагревания еще до образования рекристаллизованного слоя. При этом происходит химическое взаимодействие металла с приповерхностной областью полупроводника (в случае структур Ni-GaAs) или растворение этой области в жидком металле (в случае контактов Ga-GaAs [4]). Из этого факта следует, что вновь образованная поверхность полупроводника приобретает свойства, отличные от свойств исходной поверхности. Можно предположить, что на этой поверхности, контактирующей с металлом, возникают состояния, отличающиеся от исходных и закрепляющие поверхностный уровень Ферми либо в зоне проводимости, либо вблизи ее дна, так что потенциальный барьер для электронов уже на образуется и контакт становится омическим.

Список литературы

- [1] Родерик Э.Х. // Контакты металл-полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. 209 с.
- [2] Kurta P.K., Anderson W.A. // J. Appl. Phys. 1991. Vol. 69. P. 3623–3631.
- [3] Mochida N., Honda T., Shirasawa T. et al. // J. Cryst. Growth. 1997. Vol. 129/130. P. 716–719.
- [4] Гольдберг Ю.А., Поссе Е.А., Царенков Б.В. // ФТП. 1986. Т. 20. Вып. 8. С. 1510–1513.
- [5] Гольдберг Ю.А., Ильина М.В., Поссе Е.А., Царенков Б.В. // ФТП. 1988. Т. 22. Вып. 3. С. 555–558.
- [6] Гольдберг Ю.А., Поссе Е.А. // ФТП. 1998. Т. 32. Вып. 2. С. 200–202.
- [7] Гольдберг Ю.А., Поссе Е.А., Царенков Б.В., Шульга М.И. // ФТП. 1991. Т. 25. Вып. 3. С. 439–443.
- [8] Божков В.Г., Заводчиков В.М., Солдатенко К.В. и др. // Электронная техника. Полупроводниковые приборы. 1978. Сер. 2 (7). С. 41–50.
- [9] Lahav F., Eizenberg M., Komet Y. // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 60. P. 991–1001.