

## ИОННОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА Au—InP И Au—GaP

Г. А. Зубаускас, Л. И. Пранявичюс, В. Р. Саргунас

Ионно-лучевое перемешивание успешно применяется для получения неравновесных структур и иницирования взаимных реакций в системах металл—металл и металл—кремний [1–3]. Известны работы по ионному перемешиванию системы металл—GaAs [4–6]. В настоящей работе исследовалось влияние ионного перемешивания в структурах Au—InP и Au—GaP. Монокристаллы InP и GaP с напыленной пленкой золота облучались ионами аргона с дозами  $10^{14}$ ,  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>. Энергия ионов аргона подбиралась из условия  $d \approx 0.8 R_p$ ,

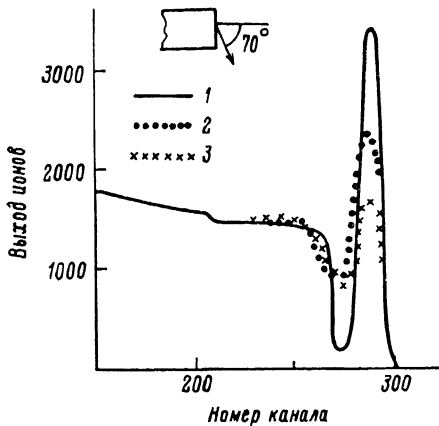


Рис. 1. Спектры POP структур Au—InP.

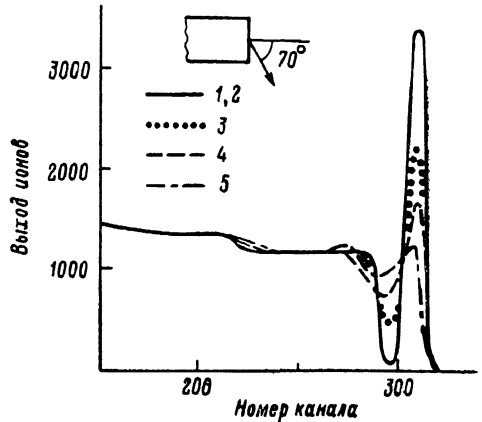
1 — исходный; 2, 3 — после облучения с дозами  $10^{15}$  и  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> соответственно.

Рис. 2. Спектры POP структур Au—InP.

1 — исходный спектр; 2 — отожженный при 320 °C в течение 10 мин без облучения; 3–5 — после облучения с дозами  $10^{14}$ ,  $10^{15}$ ,  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> соответственно.

где  $d$  — толщина пленки Au,  $R_p$  — средний проекционный пробег  $Ar^+$ , и равнялась 75 кэВ при толщине пленки золота 200 Å. Плотность ионного тока 0.5 мкА/см<sup>2</sup>. Образцы исследовались методом резерфордского обратного рассеяния (POP) ионов гелия с энергией 2 МэВ. На рис. 1 представлены спектры POP структур Au—InP. Из спектра структуры Au—InP, облученной ионами Ar с дозой  $10^{15}$  см<sup>-2</sup>, видно, что произошло ионное перемешивание границы раздела. Высокоэнергетический край сигнала сдвинулся в сторону более высоких энергий, а низкоэнергетический край сигнала золота — в область низких энергий, что свидетельствует о взаимной диффузии Au и In. Глубину диффузии Au в InP определить трудно из-за наложения сигналов от In и Au. С увеличением дозы до  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> ионное перемешивание усиливается. В структурах Au—GaP, облученных  $Ar^+$  с дозой до  $3 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, перемешивания границы раздела не наблюдается в пределах разрешающей способности метода POP. Ввиду того, что условия облучения были аналогичными, можно сделать вывод, что преобладающим механизмом при ионном перемешивании Au—InP является радиационно-ускоренная диффузия.

После имплантации ионов аргона образцы отжигались в потоке гелия при температуре 320 °C в течение 10 мин, так же отжигались контрольные неимплантированные образцы. На рис. 2 представлены спектры POP отожженных структур Au—InP. Спектры начальной и необлученной структур совпадают, что означает отсутствие взаимной диффузии во времени отжига необлученного образца. Увеличение сигнала у высокоэнергетического края сигнала индия и низкоэнергетического края сигнала в спектре от Au—InP, облученном с дозой  $10^{14}$  см<sup>-2</sup>, свидетельствует, что произошла реакция между пленкой золота и подложкой InP, хотя ионного перемешивания при этой дозе не наблюдалось. При данной дозе облучения разрушение кристаллической решетки InP является значительным. Возможно, поверхностный слой полупроводника аморфизуется, что меняет условия реакции при отжиге. Из спектров структур Au—InP, облученных ионами аргона с дозами  $10^{15}$  и  $10^{16}$  см<sup>-2</sup>, видно, что взаим-

ная диффузия Au и In, произошедшая во время облучения, при отжиге еще более усиливается. Метод РОР менее чувствителен для легких элементов, поэтому определить степень аутодиффузии фосфора труднее. Однако сдвиг края сигнала фосфора в сторону более высоких энергий и некоторое сглаживание его края в спектрах 4 и 5 свидетельствуют, что фосфор тоже диффундирует в пленку золота.

Известно, что при данной температуре отжига структура Au—GaP является термостабильной [7]. Тем не менее исследование облученных и отожженных структур Au—GaP показало, что начиная с дозы  $10^{16}$  см<sup>-2</sup> происходит слабая взаимная диффузия Au и Ga, хотя ионного перемешивания в этих образцах не наблюдалось. Таким образом, показано, что ионным облучением можно инициировать взаимные реакции и в такой относительно инертной структуре, как Au—GaP.

#### Список литературы

- [1] Mayer J. W., Tsaur B., Lau S. S., Hung L. S. // Nucl. Instr. and Meth. 1981. Vol. 182—183. P. 1—11.
- [2] Tao K., Hewett C. A., Kau S. S. et al. // Nucl. Instr. and Meth. 1987. Vol. B19. N 20. P. 753—756.
- [3] Cullis A. G., Poate J. M., Borders J. A. // Appl. Phys. Lett. 1976. Vol. 28 (2). P. 314—318.
- [4] Jaroli E., Petz B., Gyulai J. // Nucl. Instr. and Meth. 1987. Vol. B19. N 20. P. 767—772.
- [5] Каменецкас Ц. // Матер. VII Междунар. конф. «Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы». Вильнюс, 1985. С. 209—220.
- [6] Tsutsui K., Furukawa S. // J. Appl. Phys. 1984. Vol. 56. N 2. P. 560—562.
- [7] Поут Дж., Ту К., Мейер Дж. // Тонкие пленки — взаимная диффузия и реакции. М.: Мир, 1982. 572 с.

Каунасский политехнический институт им. Антанаса Снечкуса

Поступило в Редакцию 13 февраля 1989 г.

01; 10  
© 1990 г.

Журнал технической физики, т. 60, в. 2, 1990

## ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ИОНОВ В ЦИРКУЛИРУЮЩЕМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ ПРОФИЛЕМ ПЛОТНОСТИ

Н. Н. Наугольный

Один из известных способов уменьшения концентрации ионов на магнитной дорожке накопителя состоит в создании дополнительных зон неустойчивости ионного остова благодаря низкочастотной азимутальной модуляции плотности электронного пучка. Этому вопросу посвящены, в частности, работы [1—3].

В данной работе излагаются результаты обобщения моделей, обсуждаемых в этих работах, на случай произвольного профиля плотности циркулирующего пучка, а также приводятся оценки эффективности указанного способа ослабления влияния ионного фона на динамику электронного пучка.

### 1. Ступенчатый электронный пучок

Использование этого приближения привлекательно возможностью эффективного применения матричных методов, а также простотой анализа полученных результатов. Рассмотрим поэтому модель, представляющую собой последовательность  $k$  прямоугольных электронных импульсов длительности  $\tau_{ok}$ , разделенных временным интервалом  $\tau_{ol}$ , которую сменяет  $l$  сгустков с соответствующими параметрами  $\tau_{el}$ ,  $\tau_{ol}$  и т. д.

Пусть  $k(\tau_{ok} + \tau_{ol}) + l(\tau_{el} + \tau_{ol}) + \dots \equiv \tau_L$  — период обращения пучка. Введем оператор  $T_k = T_{dk} \cdot T_{fk}$ , где

$$T_{dk} = \begin{pmatrix} \text{ch } \psi_k \omega_k^{-1} \text{sh } \psi_k \\ \omega_k \text{sh } \psi_k \text{ch } \psi_k \end{pmatrix}, \quad T_{fk} = \begin{pmatrix} \cos \varphi_k & \omega_k^{-1} \sin \varphi_k \\ -\omega_k \sin \varphi_k & \cos \varphi_k \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Здесь  $\omega_k^2 = \omega_0^2 + (\epsilon_i/m_i)k_{i1}^2$ ,  $\omega_k = \omega_{aik}^2 - \omega_{i1}^2 - (\epsilon_i/m_i)k_{i1}^2$ ,  $\psi_k = \omega_d \tau_{ok}$ ,  $\varphi_k = \omega_k \tau_{ok}$ . Матрицы (1) и обозначения входящих в них величин взяты из работы [3].