

МЕХАНИЗМЫ НЕСТАЦИОНАРНОЙ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В СЕЛЕКТИВНО ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ GaAs/*n*-(Al, Ga)As

Копьев П. С., Надточий М. Ю., Устинов В. М.

Исследовано влияние профиля состава и легирования селективно легированных гетероструктур GaAs/*n*-(Al, Ga)As на характеристики эффекта нестационарной фотопроводимости (НФП) при $T=77$ К.

Показано существование двух механизмов, приводящих к достижению стационарного состояния после выключения освещения при низких температурах: туннелирования электронов из двумерного канала на глубокие уровни в (Al, Ga)As : Si и рекомбинации электронов с акцепторными центрами в арсениде галлия.

Освещение при низких температурах белым светом существенным образом влияет на электрофизические свойства селективно легированных гетероструктур GaAs/*n*-(Al, Ga)As с двумерным электронным газом. Так называемый эффект устойчивой фотопроводимости (УФП) [1], заключающийся в возрастании при низких температурах проводимости в двумерном канале в результате освещения и сохранении полученных значений в течение длительного времени после отключения подсветки, подробно исследован в ряде работ [2-4]. Было показано, что концентрация электронов в канале возрастает как вследствие фотоионизации DX-центров в (Al, Ga)As : Si и перехода свободных электронов из широкозонного твердого раствора в потенциальную яму у гетерограницы, так и в результате разделения полей области объемного заряда в буферном слое GaAs фотовозбужденных электронно-дырочных пар [5].

Гораздо меньше исследован эффект нестационарной фотопроводимости (НФП), который проявляется в сравнительно медленном спаде концентрации электронов в двумерном канале после выключения освещения при низких температурах. Согласно модели, развитой в работах [6-8], причиной такого спада концентрации является туннелирование электронов из двумерного канала на глубокие уровни в твердом растворе. Временная зависимость концентрации электронов в этом случае является неэкспоненциальной и описывается выражением

$$\Delta n(t) \sim \ln(1 + t/\tau_0), \quad (1)$$

где $\Delta n(t) = n(0) - n(t)$ — изменение концентрации двумерных электронов со временем, τ_0 — среднее время жизни ближайшего к гетерогранице незанятого глубокого примесного центра.

Таким образом, в литературе приводится модель, позволяющая описать полученные экспериментальные результаты исследования эффекта НФП, однако природа центров, на которые происходит рекомбинация электронов из двумерного канала, обуславливающая эффект НФП, выяснена недостаточно. Существует ряд экспериментальных данных, свидетельствующих о том, что ответственными за НФП могут быть глубокие центры, образующиеся в (Al, Ga)As при легировании кремнием и имеющие намного большие сечения захвата электронов, чем DX-центры [6, 8].

Нами исследовалось влияние профиля состава и легирования селективно легированных гетероструктур GaAs/*n*-(Al, Ga)As на характеристики эффекта НФП. В объемном (Al, Ga)As : Si заметной величины НФП обнаружено не было.

Селективно легированные структуры GaAs/*n*-(Al, Ga)As выращивались методом молекулярно-пучковой эпитаксии [9]. Они отличались толщиной нелегированного слоя (Al, Ga)As, полученного в литературе название «спейсер», и составом твердого раствора *x* (см. таблицу). Уровень легирования (Al, Ga)As кремнием составлял $(1 \div 2) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. В одной из структур вместо выращивания слоя (Al, Ga)As : Si толщиной 500 Å было осуществлено «планарное легирование» [10], причем концентрация атомов кремния на единицу площади была такой же, как и в других исследованных структурах. Электрические измерения проводились при $T=77 \text{ К}$ непосредственно после выключения освещения в условиях насыщения УФП. Временное разрешение составляло $\sim 1 \text{ с}$.

№ образца	Толщина спейсера d_i , Å	Состав слоя $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, x , %	τ_0 , с	$n_{\text{осв}}/n_{\text{темн}}$	Подвижность (осв), $\text{см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$
2105	200	0.27	200	1.6	132 200
2106	100	0.27	50	1.9	82 600
2103	40	0.27	4	1.8	94 000
2056	50	0.2	—	1.07	27 000
2188	50	0.1	—	1.13	15 000
2189*	50	0.1	—	1.4	10 000

Примечание. * Структура с планарным легированием.

В таблице помимо параметров исследованных структур представлены значения времен τ_0 [выражение (1)] и отношение концентраций электронов, измеренных в условиях УФП непосредственно после выключения освещения и в темноте до освещения. По данному отношению можно судить о присутствии DX-центров в исследуемых структурах, поскольку именно они вносят основной вклад в УФП [5]. Из таблицы видно, что у структур 2056 и 2188, как и следовало ожидать, эффект устойчивой фотопроводимости очень мал, так как в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Si}$ при $x < 0.2$ подавляющая часть доноров образует мелкие водородоподобные уровни. Неожиданным является резкое относительное возрастание эффекта УФП для структуры 2189. В этом случае величина концентрации носителей возрастает почти в 1.5 раза после освещения при 77 К, что является промежуточным случаем между структурами, в которых $x=0.27$, а следовательно, большая часть атомов кремния образует DX-центры [7], и структурами с $x=0.1-0.2$, в которых концентрация DX-центров мала. Проявление DX-центров в электрических измерениях при планарном легировании происходит, по-видимому, вследствие того, что при очень высокой концентрации электронов уровень Ферми проходит выше уровня DX-центра, энергия которого при $x < 0.2$ выше дна зоны проводимости [11, 12].

Согласно модели [6-8], вероятность рекомбинации электрона с примесью, находящейся в слое (Al, Ga)As, определяется интегралом перекрытия волновых функций электрона и примеси. Следовательно, время жизни незаполненного уровня возрастает с его удаленностью от интерфейса:

$$\tau(z) \sim \exp(z/z_0), \quad (2)$$

где $z_0 = \hbar [(\Delta E_c - E_0)^{1/2} 2m_e^*]$, ΔE_c — разрыв зоны проводимости, E_0 — энергия основного состояния в потенциальной яме на гетерогранице, отсчитанная от дна зоны проводимости узкозонного полупроводника. Тогда, если спад концентрации электронов в двумерном канале определяется их туннелированием на глубокие центры в (Al, Ga)As, отношение времен жизни пустых центров, расположенных на расстояниях d_{i1} и d_{i2} от интерфейса, составит

$$\tau_0(d_{i1})/\tau_0(d_{i2}) = \exp[(d_{i1} - d_{i2})/z_0]. \quad (3)$$

Если же все примеси, ответственные за временной спад концентрации, находятся на одинаковом расстоянии от гетерограницы, то уменьшение концентрации со временем должно происходить по экспоненциальному закону.

Экспериментальная временная зависимость концентрации электронов для структуры $\text{GaAs}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x=0.27$ и толщиной спейсера 40 \AA представлена на рис. 1 (кривая 1, образец 2103). Аналогичный вид имеют зависимости для образцов 2105 и 2106 с толщиной спейсера 200 и 100 \AA соответственно. Эти кривые хорошо описываются выражением (1) и линеаризуются в логарифмическом временном масштабе при подстановке $t=t+\tau_0$, откуда можно определить τ_0 [13]. Полученные таким образом значения τ_0 приведены в таблице. Видно, что τ_0 возрастает с ростом d_i . Так как указанные образцы выращивались в одной серии непосредственно друг за другом и различались только величиной спейсера, изменение τ_0 при изменении спейсера прямо указывает на то, что глубокие центры в $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$, ответственные за эффект НФП в этих структурах, связаны с легированием $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ кремнием. В то же время τ_0 с ростом d_i возрастает не так резко, как это следует из выражения (3). (Величина z_0 для этих образцов не более $10\text{--}15 \text{ \AA}$). Данное различие, по-видимому, можно объяснить тем, что

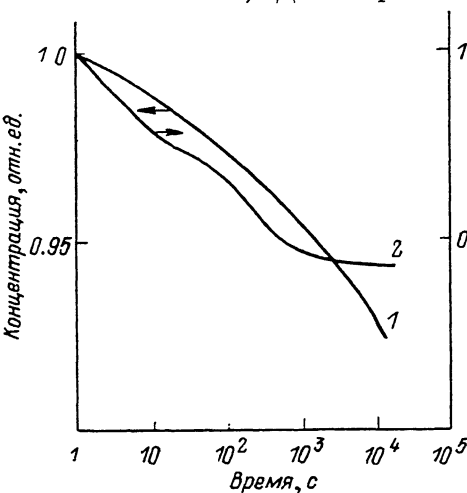


Рис. 1. Изменение нормированной концентрации носителей в логарифмическом масштабе времени для гетероструктур с разным профилем легирования.

№ образца: 1 — 2103, 2 — 2189. $T=77 \text{ К}$.

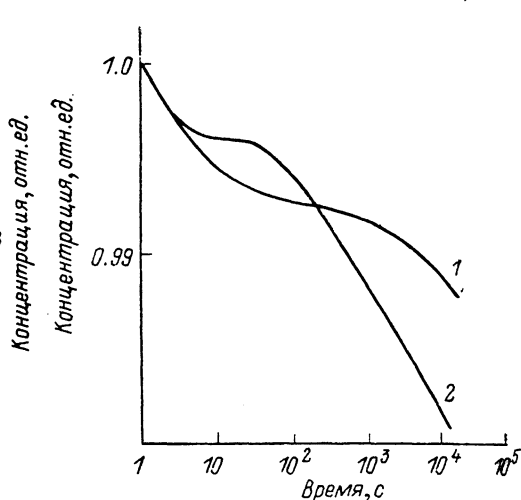


Рис. 2. Изменение нормированной концентрации носителей в логарифмическом масштабе времени для гетероструктур $\text{GaAs}/n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с малыми x .

№ образца: 1 — 2056, 2 — 2188. x : 1 — 0.2, 2 — 0.1. $T=77 \text{ К}$.

формула (3) получена для случая туннелирования электрона под прямоугольный барьер постоянной высоты. Реальный потенциальный барьер, под который туннелирует электрон, имеет сложную форму, зависящую от толщины спейсера. Прозрачность барьера при изменении толщины спейсера может при этом меняться значительно слабее, что и приводит к меньшему различию времен τ_0 для различных d_i .

Изменение профиля легирования кремнием в структуре приводит к изменению вида временной зависимости концентрации электронов. Кривая 2 на рис. 1 получена для образца с планарным легированием. Она уже не описывается выражением (1), так как относительно быстрее спадает в области малых времен. В то же время закон спада не является чисто экспоненциальным, как следовало бы ожидать для идеального планарного легирования. Это расхождение можно объяснить, например, отличием профиля легирования от δ -функции, которое может происходить вследствие хорошо известного явления сегрегации кремния при МПЭ $(\text{Al}, \text{Ga})\text{As}$ [14].

Согласно [15], соотношение количества мелких и глубоких доноров в МПЭ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As} : \text{Si}$ зависит от x . Нами исследовались две структуры с малым x : 2056 и 2188. Как уже отмечалось, эффект УФП у них был очень слаб. Однако эффект НФП проявляется отчетливо (рис. 2), хотя его величина также значительно меньше, чем для структур с $x=0.27$. Вид временной зависимости тоже отличается от кривых, приведенных на рис. 1. На кривых отчетливо проявля-

ются два участка, причем один из них (при больших временах) описывается выражением (1), а другой (начальный) является экспоненциальным. Подобный вид экспериментальных зависимостей предполагает наличие двух каналов релаксации электронов из двумерного канала после выключения освещения. Логарифмический спад при больших временах по-прежнему можно связать с туннелированием носителей на глубокие уровни в $(Al, Ga)As$. Начальный же участок кривых по аналогии с эффектом УФП [5] может быть обусловлен рекомбинацией носителей из двумерного канала на акцепторы уровня в $GaAs$, так как при освещении все акцепторы являются нейтральными. Экспоненциальность временного спада концентрации в этом случае, по-видимому, является следствием того факта, что рекомбинация происходит все время с ближайшими к гетерогранице центрами в $GaAs$, а время жизни электронов на этих центрах за счет прыжковой или зонной проводимости меньше характерного времени перехода электронов из двумерного канала на более удаленные от гетерограницы акцепторные центры. Этот механизм НФП стал заметен, по-видимому, из-за более высокого уровня фонового легирования $GaAs$ в структурах 2056, 2188, нежели в серии 2103, 2105, 2106, что видно из сравнения величин подвижности для образцов с одинаковыми спейсерами. Кроме того, в серии 2103, 2105, 2106 данный эффект мог маскироваться более эффективной рекомбинацией электронов с глубокими центрами в $AlGaAs:Si$.

Как уже отмечалось, в наших экспериментах не наблюдалось эффекта НФП в объемных МПЭ слоях $Al_{0.35}Ga_{0.65}As:Si$. По-видимому, данный результат обусловлен временным разрешением использованной нами методики, т. е. рекомбинация не отделенных барьером фотовозбужденных электронов с глубокими уровнями, ответственными за НФП, происходит за времена, много меньшие 1 с (период измерения).

Таким образом, исследование эффекта нестационарной фотопроводимости в селективно легированных гетероструктурах $GaAs/n-(Al, Ga)As$ показало наличие двух возможных механизмов релаксации возникающих в результате подсветки при низких температурах нестационарных носителей в двумерном канале: 1) туннельной рекомбинации электронов с глубокими центрами в $(Al, Ga)As$, связанными с легированием кремнием, 2) рекомбинации электронов с акцепторными центрами в $GaAs$. Эти механизмы могут существовать одновременно и имеют различные временные зависимости спада концентрации электронов в двумерном канале: 1-й более существен при больших временах, 2-й — при малых. Вклад каждого из них в эффект УФП зависит от состава x слоя $Al_xGa_{1-x}As:Si$ и уровня фонового легирования $GaAs$. Показано также, что планарное легирование кремнием может приводить к возникновению DX -центров в $Al_xGa_{1-x}As$ даже при $x=0.1$.

Список литературы

- [1] Stormer H. L., Dingle R., Gossard A. C., Weigmann W., Sturge M. D. // Sol. St. Commun. 1979. V. 29. N 10. P. 705—707.
- [2] Drummond T. J., Kopp W., Fischer R., Thorne R. E., Cho A. Y. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 2. P. 1238—1240.
- [3] Nathan M. I., Heiblum M., Klem J., Morkoc H. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1984. V. 2. N 2. P. 167—169.
- [4] Schubert E. F., Fischer A., Ploog K. // Sol. St. Electron. 1986. V. 29. N 2. P. 173—180.
- [5] Kastalsky A., Hwang J. C. M. // Sol. St. Commun. 1984. V. 51. N 5. P. 317—322.
- [6] Schubert E. F., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1984. V. 29. N 8. P. 4562—4569.
- [7] Schubert E. F., Knesht J., Ploog K. // J. Phys. C. 1985. V. 18. N 9. P. L215—L221.
- [8] Schubert E. F., Fischer A., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 12. P. 7937—7946.
- [9] Алфёров Ж. И., Иванов С. В., Копьев П. С., Мельцер Б. Я., Полянская Т. А., Савельев И. Г., Устинов В. М., Шмарцев Ю. В. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 7. С. 1199—1203.
- [10] Ishikawa T., Ogasawara K. et al. // J. Appl. Phys. 1987. V. 61. N 5. P. 1937—1940.
- [11] Ishikawa T. et al. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N. 6. P. L484—L486.
- [12] Theis T. N., Mooney P. M., Wright S. L. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 4. P. 361—364.
- [13] Leybovich I. S., Rodé D. L., Davis G. A. // J. Appl. Phys. 1987. V. 62. N 3. P. 939—941.
- [14] Rocett A., Klem J., Barnett S. A., Greene J. E., Morkoc H. // J. Vac. Sci. Techn. B. 1986. V. 4. N 2. P. 519—520.
- [15] Schubert E. F., Ploog K. // Phys. Rev. B. 1984. V. 30. N 12. P. 7021—7029.