

ОБНАРУЖЕНИЕ НОВОГО МЕТАСТАБИЛЬНОГО УРОВНЯ DX-ЦЕНТРА В ТОНКИХ ЛЕГИРОВАННЫХ Si СЛОЯХ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

Брунков П. Н., Евтихийев В. П., Конников С. Г., Котельников Е. Ю.,
Папенцев М. Г., Соболев М. М.

Методами DLTS (нестационарной спектроскопии глубоких уровней), TSCAP (термостимулированной емкости) и модуляционным, основанным на облучении образца пучком электронов и монохроматическим ИК светом, исследовался DX-центр в легированных Si слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x \geq 0.22$. Изохронный отжиг, проведенный с приложенным напряжением обратного смещения $U_0 < 0$ и без него $U_0 = 0$, показал, что DX-центр имеет две конфигурации — стабильную и метастабильную. Стабильная конфигурация характеризуется «self-trapped» уровнем с энергией термической эмиссии $E_2 = 442$ мэВ и пороговой энергией фотоионизации $h\nu \geq 0.8$ эВ и согласуется с моделью DX-центра с большой решеточной релаксацией (LLR). Метастабильная конфигурация, ответственная за эффект остаточной фотопроводимости, характеризуется «ordinary» уровнем с энергией термической эмиссии $E_2^* \approx 200$ мэВ и пороговой энергией фотоионизации $h\nu \geq 0.5$ эВ и согласуется с моделью малой решеточной релаксации (SLR). Кроме того, обнаружен еще один глубокий уровень, не связанный явно с DX-центром, имеющий энергию активации $E_1 = 117$ мэВ и сечение захвата для электронов $\sigma_{n1} = 2.74 \times 10^{-17}$ см².

Введение. Материал $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ широко используется при создании лазерных диодов и сверхвысокочастотных транзисторов. Известно, что в этом материале *n*-типа проводимости происходит образование DX-центров с концентрацией, сравнимой с донорным легированием [1]. С DX-центром связывается эффект устойчивой фотопроводимости (PPC), наблюдающийся в $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ *n*-типа для состава в области $0.2 \leq x \leq 0.6$, возникающий из-за малого значения темпа термического захвата на этот уровень при температуре ниже 150 К. Эти и другие свойства, в частности большой порог энергии фотоионизации $h\nu > 0.8$ эВ и малая энергия термической эмиссии $E_T = 0.28$ эВ электронов с уровня DX-центра, были интерпретированы в модели большой решеточной релаксации (LLR) для комплекса «донор—дефект». При захвате электрона на глубокий уровень такого комплекса должна происходить перестройка атомов, окружающих примесь, и приводить к понижению полной энергии, когда электрон находится в зоне проводимости [2].

В работе [3] было показано, что DX-центр, скорее, связан с донорной примесью замещения, чем с комплексом «дефект—примесь». Для такого DX-центра существуют две модели: одна — с большой [3], другая — с малой решеточной релаксацией (SLR) [4]. В первой модели предполагается смещение донорного атома из узла решетки, во второй модели смещения донорного атома не происходит. В обеих моделях предполагается, что глубокий уровень является локализованным состоянием смещенного донорного атома либо донорного атома замещения, связанным с минимумом *L*-долины. Различие этих двух моделей определяется пороговыми энергиями сечения фотоионизации. Существующие в настоящее время экспериментальные результаты в одинаковой мере подтверждают наличие как большой пороговой энергии $h\nu > 0.8$ эВ [5], так и малой $h\nu < 0.8$ эВ [6], и нет окончательного ответа на вопрос, какая из двух моделей справедлива.

Установлено, что DX-центр, кроме глубокого донорного уровня, связанного с минимумом *L*-долины, имеет также мелкий водородоподобный донорный уро-

вень, который для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с прямой зоной связывается с Γ -долиной [7], а для материала с непрямой зоной — с X -долиной [8]. Для непрямого $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $N_d - N_a = 2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ он имеет энергию термической активации 70 мэВ [8]. В образцах с $N_d - N_a > 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ это значение было около 40 мэВ. В работах [7, 9] из измерений поглощения в дальней инфракрасной области спектра было показано, что для $x > 0.22$ глубокий донорный уровень является стабильным. Недавно было сделано сообщение [10] об открытии новой фотоиндуцированной электронной ловушки, расположенной ниже $D\text{X}$ -центра в легированном $\text{Si Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, выращенном методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Измеренные с помощью DLTS значения энергий термической эмиссии и захвата этой электронной ловушки были 200 и 170 мэВ соответственно.

В работе [11] было высказано предположение, что $D\text{X}$ -уровень характеризуется отрицательной корреляционной энергией U . Захват второго электрона на такой уровень должен переводить дефект в конфигурацию с более низкой энергией, чем захват одного электрона. Нейтральное донорное состояние при этом будет нестабильным. Экспериментальных результатов, которые адекватно подтверждали бы эту модель, пока нет [11].

В этой работе мы приводим новые результаты по измерению легированного $\text{Si Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x \geq 0.22$, проведенные методами DLTS и TSCAP, а также модуляционным методом и методом фотопроводимости [12, 13]. Показываем, что $D\text{X}$ -центр проявляет бистабильные свойства и имеет две устойчивые конфигурации — «self-trapped» и «ordinary», подобные описанным в работе [14]. Кроме того, обнаружен еще один глубокий уровень, не связанный с $D\text{X}$ -центром, с энергией термической активации 117 мэВ.

Наблюдение спектров фотопроводимости и модуляционного в слоях $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, легированных Si , с $x > 0.2$ показало, что, по-видимому, экспериментально обнаруженные различия пороговых энергий сечения фотоионизации связаны, с одной стороны, с наличием других глубоких уровней с меньшей энергией фотоионизации, чем у $D\text{X}$ -центра, а с другой, с тем, что в зависимости от того, в какой из конфигураций находится $D\text{X}$ -центр — «self-trapped» или «ordinary», он может отвечать условиям моделей как LLR, так и SLR.

1. Образцы и методы эксперимента

Измерения проводились методами DLTS и TSCAP на выращенных способом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) лазерных гетероструктурах, состоящих из активной области в виде одиночной квантовой ямы GaAs толщиной 140 \AA , эмиттерных n - и p -слоев $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{As}$, легированных Si с $n = 1 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, и волновода $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}$, легированного Si с $n = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и толщиной 800 \AA .

Для измерения спектров фотопроводимости и модуляционного сигнала были изготовлены методом МПЭ специальные образцы. Исследуемые слои $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.22$) толщиной 1—2 мкм выращивались на полупроводящей подложке $\text{GaAs} : \text{Cr}$, на которую предварительно наращивались буферный нелегированный слой GaAs и $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x \geq 0.22$) толщиной 0.2 мкм. Омические контакты создавались сплавлением In -полосок с зазором между ними 2 мм.

Измерения проводились на спектрометре DL-4600 фирмы «BIO—RAD». Длительность импульсов заполнения при измерении DLTS-спектров равнялась 5 мс.

Спектры фотоионизации слоев $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ исследовались с помощью модуляционного метода [12, 13], основанного на регистрации сигнала $\Delta I = I_{\text{ИК}+\text{тиэз}} - I_{\text{тиэз}}$, который возникал при одновременной бомбардировке образца тонким электронным зондом постоянной интенсивности и монохроматическим ИК светом ($E_{\text{т}} \leq h\nu \leq E_g$). Свет модулировался с частотой 33 Гц. Здесь $I_{\text{ИК}+\text{тиэз}}$ — ток, индуцированный электронным зондом и ИК светом, $I_{\text{тиэз}}$ — ток, индуцированный только электронным зондом, E_g — ширина запрещенной зоны, $h\nu$ — энергия кванта света, $E_{\text{т}}$ — энергетическое положение глубокого уровня. При бомбардировке образца пучком быстрых электронов 5—50 кэВ происходила перезарядка глубоких уровней и уровни, которые были ранее нечувствительными, становились фотоактивными. Монохроматический ИК свет осуществлял

при этом модуляцию заполнения глубоких уровней носителями. При измерении спектральной зависимости модуляционного сигнала ΔI получали информацию об энергетическом положении глубоких уровней. Увеличение уровня возбуждения (6 порядков) позволило изменять положение уровня Ферми в запрещенной зоне, делая чувствительным тот или иной уровень. Аналогичные условия создавались при охлаждении образца. Модуляционный метод был реализован на основе электронного микроскопа-микроанализатора JXA-5A. Для него был изготовлен азотный криостат, позволяющий изменять температуру в диапазоне 90—400 К. Фотопроводимость измеряли с помощью этой же установки при выключенном зонде.

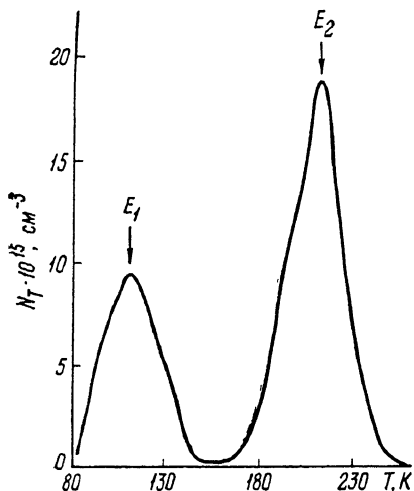


Рис. 1. DLTS-спектр эпитаксиального $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Si}$ -слоя лазерной гетероструктуры.

Напряжение импульса обратного смещения $U_0 = -3$ В. Темп окна 200 $^{\circ}\text{C}^{-1}$.

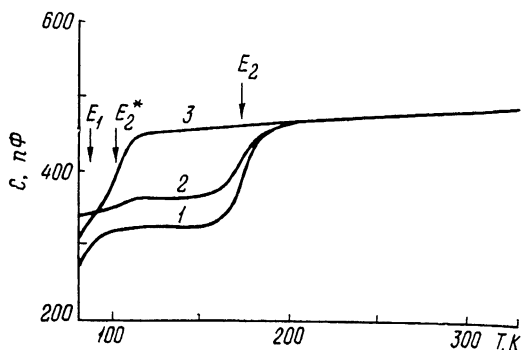


Рис. 2. Спектр термостимулированной емкости (TSCAP) $\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{As}:\text{Si}$ -слоя лазерной гетероструктуры при отжиге (1, 3), облучении (2) образца белым светом в течение 30 мин при $T = 80$ К.

U_0 , В: 1, 2 — 0; 3 — -3.

2. Результаты и дискуссия

В DLTS-спектре (рис. 1), измеренном на диодной структуре при подаче на образец импульсов обратного смещения, было обнаружено два глубоких уровня, ведущих себя как ловушки основных носителей. Параметры уровней, определенные из зависимости Аррениуса, были соответственно $E_1 = 117$ мэВ, $\sigma_{n1} = 2.74 \times 10^{-17}$ cm^2 и $E_2 = 442$ мэВ, $\sigma_{n2} = 1.48 \cdot 10^{-13}$ cm^2 . Параметры уровня E_2 полностью совпали с параметрами DX -центра для $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с $x = 0.26$. Что касается уровня E_1 , то он не идентифицировался ни с одним из известных уровней.

Измерения, проведенные в режиме TSCAP (рис. 2), показали наличие трех уровней — высокотемпературного E_2 (≈ 175 К), идентифицированного как DX -центр, и двух низкотемпературных уровней E_1 и E_2^* (≈ 80 и ≈ 110 К). Энергия термоактивации для второго уровня E_2^* , полученная из TSCAP, равнялась 200 мэВ.

Оказалось, что появление второй и третьей ступенек на кривой TSCAP зависит от условий предварительного охлаждения (с приложенным напряжением обратного смещения $U_0 < 0$ или без него $U_0 = 0$). Уровень E_2 исчезал при охлаждении с $U_0 < 0$, а E_2^* — при $U_0 = 0$. Для этого образца был проведен в течение 5 мин изохронный отжиг при различных фиксированных температурах T_0 и условиях $U_0 = -3$ В или $U_0 = 0$. Предварительно образец нагревался до 350 К и отжигался в течение 5 мин соответственно с $U_0 = 0$, если изохронный отжиг проводился при $U_0 = -3$ В, и $U_0 = -3$ В при изохронном отжиге с $U_0 = 0$. Изохронный отжиг, сделанный для этих двух режимов охлаждения и различных T_0 , показал наличие пороговой температуры отжига $T_0 \approx 150$ К перехода от одной кривой (1) TSCAP к другой (3) (рис. 2). Суммарная высота второй и третьей ступенек кривой TSCAP была постоянной. Полученный результат свидетельствует о том, что это два состояния DX -центра, имеющие одинаковый заряд, —

метастабильное E_2^* и стабильное E_2 . Энергия термической активации перехода $D\dot{X}$ -центра из метастабильного состояния в стабильное, определенная из зависимости изменения высоты второй ступеньки кривой TSCAP с ростом T_0 при условии изохронного отжига с $U_0 = -3$ В, была равна $E_b = 128$ мэВ (рис. 3), а энергия термической активации перехода $D\dot{X}$ -центра из стабильного состояния в метастабильное, определенная из зависимости высоты второй ступеньки с ростом T_0 при условии изохронного отжига с $U_0 = 0$, была равна $E_a = 367$ мэВ. Значения этих энергий, а также результатов отжига свидетельствуют о том, что стабильное состояние $D\dot{X}$ -центра соответствует конфигурации «self-trapped», а метастабильное — конфигурации «ordinary» [14], глубокие уровни обеих конфигураций связаны с L -долиной. Что касается уровня E_1 , то он не претерпевал каких-либо изменений при всех условиях отжига. В случае, когда образец освещался в течение 30 мин белым светом при $T_0 = 80$ К и $U_0 = 0$, первая ступенька

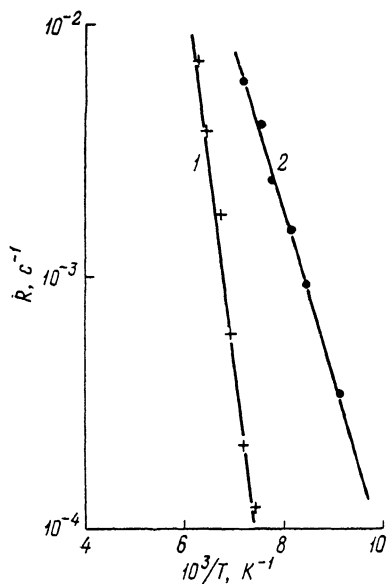


Рис. 3. Зависимости темпа перехода $D\dot{X}$ -центра из метастабильного состояния в стабильное (1) и обратно (2), определенные из данных TSCAP при различных температурах изохронного отжига.

U_0 , В: 1 — -3; 2 — 0.

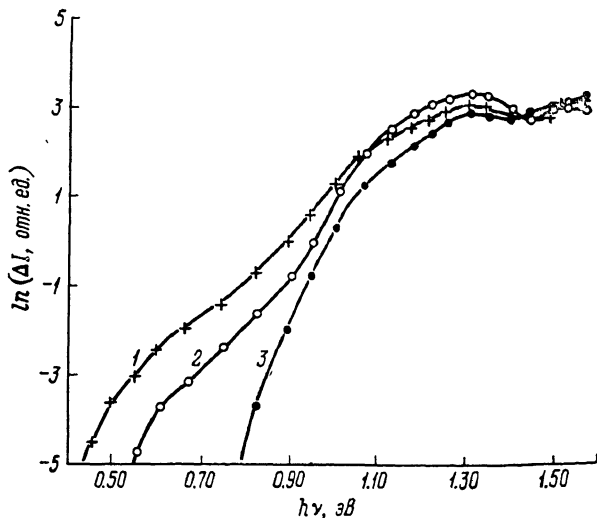


Рис. 4. Спектральные зависимости фотопроводимости (2, 3) и модуляционного (1) сигнала при охлаждении в темноте (1, 2) и при облучении пучком электронов (3).

Ток зонда $1 \cdot 10^{-8}$ А, ускоряющее напряжение 20 кВ, температура образца 120 К.

кривой TSCAP, связанная с уровнем E_1 , исчезла, но появилась вторая ступенька, соответствующая уровню E_2 метастабильного состояния $D\dot{X}$ -центра (рис. 2), т. е. при освещении образца светом происходили фотовозбуждение электронов с уровней E_1 и E_2 в зону проводимости и их частичный захват на метастабильный уровень E_2^* $D\dot{X}$ -центра. При повышении температуры отжига до 150 К перезарядки уровней E_1 и E_2^* при освещении светом не происходило. Результаты последних измерений свидетельствовали о наличии энергетического барьера, препятствующего захвату электронов на уровень E_1 , так же как и на уровень E_2 . Явной связи уровня E_1 с $D\dot{X}$ -центром не обнаружено, природа его не ясна.

На рис. 4 показаны результаты наших измерений спектров фотопроводимости и модуляционного $Al_{0.26}Ga_{0.74}As$ n -слоя, легированного Si, при различных условиях предварительного охлаждения (в темноте и при облучении электронным зондом). Температура, при которой проводились измерения, была 120 К. К омическим контактам приложено постоянное напряжение ≈ 2 В. Таким образом, в слое всегда находились свободные электроны, которые могли быть захвачены на ионизованные глубокие уровни, в том числе на уровень E_2^* метастабильной конфигурации $D\dot{X}$ -центра. Из-за малого значения сечения термического

захвата электронов на уровень E_2 стабильной конфигурации $DХ$ -центра заполнение этого состояния будет незначительным, т. е. $DХ$ -центр будет находиться в метастабильной конфигурации и спектр фотопроводимости (рис. 4, кривая 2) будет определяться этой конфигурацией.

При облучении образца одновременно с ИК светом пучком электронов происходит заполнение ловушек с малым сечением захвата электронов, пороговая энергия фотоионизации будет определяться этими глубокими уровнями (рис. 4, кривая 1). В случае охлаждения при облучении образца пучком электронов будет происходить заполнение уровня E_2 и $DХ$ -центр перейдет в стабильную конфигурацию. Если при этом перед проведением измерений спектра образец облучался около 1 ч ИК светом с $h\nu < 0.8$ эВ, то пороговая энергия фотоионизации (рис. 4, кривая 3) определялась уровнем E_2 стабильной конфигурации $DХ$ -центра и была равна 0.8 эВ. Для слоев, полученных при различных технологических условиях и методах выращивания (МОС гидридном или МПЭ), спектральная характеристика претерпевала значительные изменения в области спектра $h\nu < 0.8$ эВ, что связывалось с наличием других глубоких уровней, кроме уровней $DХ$ -центра.

Таким образом, результаты наших измерений показывают, что $DХ$ -центр в зависимости от условий охлаждения может иметь две конфигурации — стабильную и метастабильную. Стабильная конфигурация характеризуется уровнем «self-trapped» с энергией термической эмиссии, определенной из измерений DLTS, 442 мэВ и пороговой энергией фотоионизации $h\nu \geq 0.8$ эВ, что согласуется с моделью LLR. Метастабильная конфигурация, которая ответственна за эффект PPC, характеризуется «ordinary» уровнем с энергией термической эмиссии ≈ 200 мэВ и пороговой энергией фотоионизации $h\nu > 0.5$ эВ, что согласуется с моделью SLR.

В заключение авторы выражают признательность Д. Лангу и И. Н. Ясневич за полезные обсуждения результатов работы.

Список литературы

- [1] Mooney P. M. // J. Appl. Phys. 1990. V. 67. N 3. P. R1—R26.
- [2] Lang D. V., Logan R. A., Jaros M. // Phys. Rev. B. 1979. V. 19. N 2. P. 1015—1030.
- [3] Morgan T. N. // Phys. Rev. B. 1986. V. 34. N 4. P. 2664—2669.
- [4] Harold P., Hjalmarson H. P., Drummond T. J. // Appl. Phys. Lett. 1985. V. 48. N 4. P. 656—658.
- [5] Mooney P. M., Northrop G. A., Morgan T. N., Grimmeiss H. G. // Phys. Rev. B. 1988. V. 37. N 14. P. 8298—8307.
- [6] Henning J. C. M., Ansems J. P. M. // Appl. Phys. A. 1987. V. 44. N 3. P. 245—247.
- [7] Thies T. N., Kuech T. F., Palmateer L. F., Mooney P. M. // Gallium Arsenide and Related Compounds / Ed. by B. de Cremoux. Bristol, 1985. P. 241.
- [8] Mooney P. M., Wilkening W., Kaufman U., Kuech T. F. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. N 8. P. 5554—5557.
- [9] Dmochowski J. E., Langer J. M., Raczynska J., Jantsch W. // Phys. Rev. B. 1988. V. 38. N 5. P. 3276—3279.
- [10] Jia Y. B., Li M. F., Zhou J., Gao J. L., Kong M. Y., Yu P. Y., Chan K. T. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 11. P. 5632—5634.
- [11] Kachaturyan K. A., Weber E. R., Kaminska M. // Mater. Sci. Forum. 1989. V. 38-41. N 3. P. 1067—1071.
- [12] Соболев М. М., Кояников С. Г., Степанова М. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 383—385.
- [13] Дмитриев А. П., Кояников С. Г., Соболев М. М. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. В. 12. С. 2360—2365.
- [14] Toyozawa Y. // Physica. 1983. V. 116B. N 1. P. 7—17.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получена 18.06.1990
Принята к печати 6.07.1990