

СТРУКТУРА ПИКА $E3$ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М.

Показано, что известный пик $E3$, наблюдаемый методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ) в арсениде галлия n -типа, облученном гамма-квантами и электронами, представляет собой сумму трех пиков. Основной вклад в суммарный пик вносит центр $E3$. Второй из составляющих пиков обусловлен эмиссией электронов, сопровождающей конфигурационную перестройку бистабильного дефекта $EM1$. Предполагается, что третий пик также связан с конфигурационно-бистабильным центром.

Согласно преобладающим в литературе представлениям, основные радиационные дефекты $E1-E5$ в облученном электронами арсениде галлия n -типа представляют собой первичные нарушения в подрешетке мышьяка [1]. Установлено, что сечение захвата электронов центром $E3$ зависит от температуры и

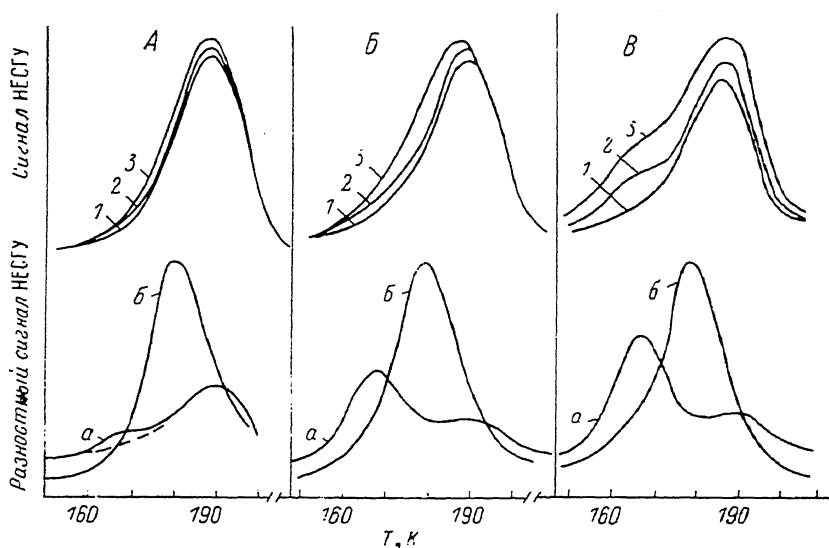


Рис. 1. Спектры НЕСГУ центра $E3$, вводимого облучением гамма-квантами (А) и электронами 7 (Б) и 25 МэВ (В), полученные при длительностях импульсов заполнения 0.1 (1), 1 (2), 100 мс (3), и разностные спектры, полученные при импульсах заполнения 0.03, 0.5 мс (а) и 1, 100 мс (б).

Окно скорости эмиссии 10.07 с^{-1} . Амплитуды пиков для разных видов облучения не нормированы.

энергия термоактивации процесса захвата равна 0.08 эВ. Поэтому при использовании метода НЕСГУ зависимость степени заполнения центра электронами от длительности импульсов будет наблюдаться лишь в наносекундном диапазоне. Однако при изучении радиационных дефектов в электронном арсениде галлия, выращенном методом газофазной эпитаксии (использовались барьеры Шоттки) и облученном гамма-квантами ^{60}Co и электронами 7 и 25 МэВ, нами обнаружено, что форма пика $E3$ меняется и при значительно больших длительностях импульсов заполнения, причем величина изменения зависит от вида облучения и энергии частиц. Из спектров НЕСГУ, представленных на рис. 1, видно, что характер

изменения формы пика различен при увеличении длительности импульсов заполнения от 0.03 до 1 и от 1 до 300 мс (это особенно заметно на образцах, облученных электронами 25 МэВ). Такие изменения можно объяснить, предположив, что пик $E3$ состоит из сигналов эмиссий нескольких центров, скорости введения которых по-разному зависят от вида облучения и энергии частиц, а барьеры для захвата ими электронов существенно больше 0.08 эВ. На сложную структуру пика $E3$ указывается также в работе [2], где показано, что пик эмиссии, соответствующий A -состоянию бистабильного дефекта $EM1$, находится в области температур регистрации пика $E3$. Цель настоящей работы — выяснить структуру пика $E3$ и определить скорости введения его компонент.

Так как форма пика $E3$ сложным образом зависит от длительности импульсов заполнения, для определения его структуры анализировались разностные спектры, полученные вычитанием двух спектров НЕСГУ с разными длительностями импульсов заполнения и одинаковым окном скорости эмиссии. Это позволило значительно ослабить вклад сигнала эмиссии от центра $E3$, так как он заполняется в наносекундном диапазоне, и оставить в спектре только сигналы от центров с большими значениями постоянной времени заполнения. На рис. 1, кроме спектров НЕСГУ, приведены разностные спектры, полученные при длительностях импульсов заполнения 0.03 и 0.5 мс (кривые a), а также 1 и 100 мс (кривые b).

Разностные спектры, изображенные кривыми a , имеют два пика, причем график Аррениуса для центра, которому соответствует более высокотемпературный пик, совпадает с графиком Аррениуса, полученным при изучении пика $E3$ обычным путем (рис. 2), т. е. высокотемпературный пик на спектрах a , составляющий менее 5 % от амплитуды пика $E3$, появляется вследствие зависимости степени заполнения центра, вносящего основной вклад в пик $E3$ (поэтому будем называть этот центр $E3'$), от длительности импульсов заполнения. Энергия активации термоэмиссии электронов с центра $E3'$ равна 0.38 эВ, сечение захвата $\sigma_{\infty} = 2.5 \cdot 10^{-14}$ см². Напомним, что метод НЕСГУ позволяет определять энергию активации термоэмиссии носителей заряда, которая не всегда равна энергетическому расстоянию от уровня центра до края разрешенной зоны.

При увеличении импульсов заполнения от 30 мкс до 1 мс в спектре появляется пик, смещенный относительно $E3$ в область более низких температур, который хорошо разрешается на разностном спектре (рис. 1, кривые a). Используя систему обозначений, предложенную в работе [8], будем называть его $E10$. Энергия активации термоэмиссии электронов с этого центра равна 0.34 эВ, сечение захвата $3 \cdot 10^{-14}$ см² (рис. 2). Скорости введения центра $E10$ при облучении гамма-квантами ⁶⁰Со и электронами 7 и 25 МэВ показаны на рис. 3. Необходимо отметить, что зависимость скорости введения центра $E10$ от скорости первичных смещений атомов имеет больший наклон, чем соответствующая зависимость для центра $E3$. Низкотемпературное облучение гамма-квантами ⁶⁰Со показало, что скорость введения центра $E10$ зависит от температуры облучения, после облучения при 80 К соответствующий ему пик в разностном спектре отсутствует (рис. 1, штриховая линия). Изменение скорости введения центра не связано с температурной зависимостью пороговой энергии смещения, так как для большинства других известных центров подобная зависимость не обнаружена [1]. Такие свойства центра указывают на то, что он не является первичным и представляет собой комплекс, включающий в себя первичные нарушения кристаллической решетки. Так как считается, что основные радиационные дефекты в арсениде галлия n -типа представляют собой первичные нарушения в подрешетке мышьяка [1], учитывая зависимость скорости введения центра $E10$ от скорости первичных смещений атомов (рис. 3) и от температуры облучения, можно предположить, что комплекс состоит из радиационных нарушений подрешетки галлия.

Анализ экспериментальных результатов показал, что на начальном участке зависимость амплитуды пика $E10$ от длительности импульсов заполнения подчиняется экспоненциальному закону $N(t) = N_0 (1 - \exp(-t/\tau))$, где $\tau = \nu_c^{-1} \exp(E_c/kT)$ — постоянная времени заполнения центра. Это позволило определить энергию активации процесса заполнения центра $E_c = 0.17$ эВ и частотный фактор $\nu_c = 1.2 \cdot 10^9$ с⁻¹.

Близкие значения скоростей эмиссии электронов в интервале температур регистрации пика $E10$ имеют и некоторые другие радиационные центры: $P1$, наблюдавшийся в облученном электронами арсениде галлия после отжига при 200°C [4], и $D1$, наблюдавшийся после облучения протонами [5]. Однако имеющиеся различия в графиках Аррениуса и то, что центр $D1$ вводится независимо от температуры облучения, не позволяют без дополнительных исследований отождествить обнаруженный центр $E10$ ни с одним из указанных.

При увеличении длительности импульсов заполнения свыше 1 мс амплитуда пика $E10$ насыщается и дальнейшее изменение формы пика $E3$ связано с появлением в спектре нового пика, который, как будет показано, обусловлен кон-

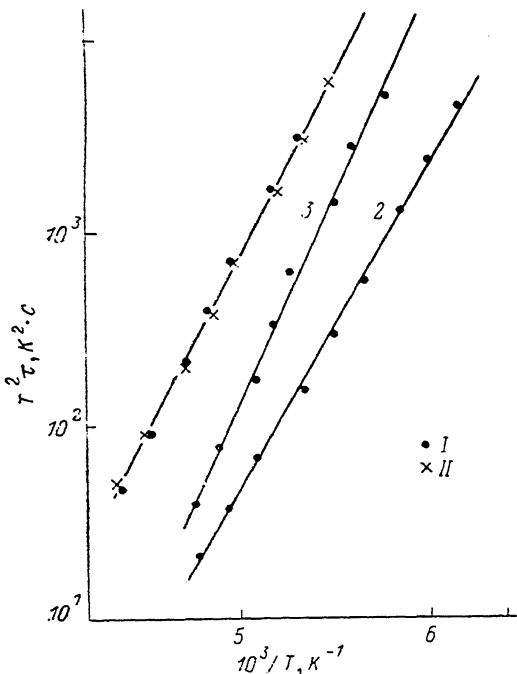


Рис. 2. Графики Аррениуса, полученные по пикам $E3$ (I), $E10$ (2) и $EM1A$ (3) из разностных спектров (I) и из спектров НЕСГУ (II).

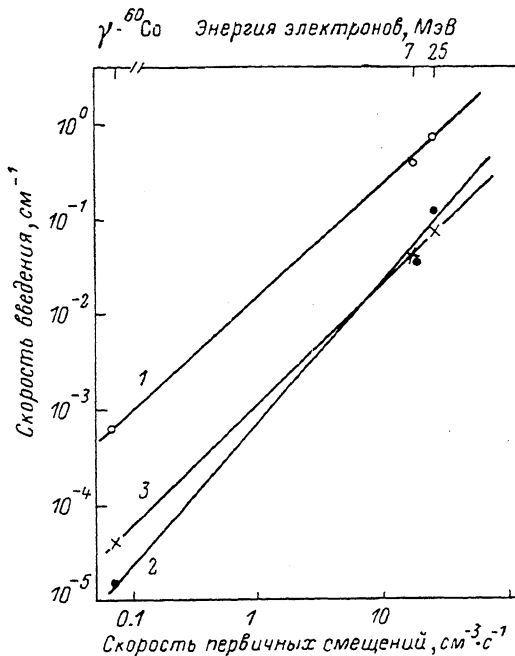


Рис. 3. Зависимости скорости введения центров $E3$ (1), $E10$ (2) и $EM1$ (3) от скорости первичных смещений атомов (нижняя шкала) и от энергии частиц (верхняя шкала).

фигурационно-бистабильным центром $EM1$ в A -состоянии [2]. Далее будем называть этот пик $EM1A$. Соответствующая ему энергия активации термоэмиссии, определенная общепринятым способом из выражения $\tau = (\sigma_0 b_n T^2)^{-1} \exp(\Delta E/kT)$, равна 0.40 эВ, сечение захвата $4 \cdot 10^{-13}$ см². Амплитуда пика $EM1A$ экспоненциально зависит от длительности импульсов заполнения и достигает примерно 17 % от амплитуды пика $E3$. Энергия активации процесса, приводящего к появлению в спектре пика $EM1A$, определенная из зависимостей его амплитуды от длительности импульсов заполнения, равна 0.30 эВ, частотный фактор $1.7 \cdot 10^{10}$ с⁻¹. Этот процесс и конфигурационный переход центра $EM1$ из B - в A -состояние характеризуются одинаковыми значениями энергии активации и частотного фактора. Одними и теми же параметрами описываются также процесс, приводящий к эмиссии электронов, которой соответствует пик $EM1A$, и конфигурационный переход центра $EM1$ из A - в B -состояние (рис. 4). Следовательно, пик $EM1A$ обусловлен конфигурационным переходом бистабильного дефекта $EM1$ из A - в B -состояние с последующей эмиссией электронов. Это подтверждает вывод о том, что термоэмиссия электронов происходит только тогда, когда центр $EM1$ находится в B -состоянии [2].

При записи в режиме инжекции дырок пик $EM1A$ в спектре отсутствует. Кроме того, импульс инжекции неосновных носителей заряда даже при 78 К приводит к переходу центра $EM1$ из A - в B -состояние, что проявляется в появ-

лении пика 0.17 эВ, соответствующего *B*-состоянию [2], причем для этого достаточно единичного импульса инжекции минимальной длительности (в наших условиях 10 мкс). Следовательно, рекомбинация электрона, находящегося на центре *EM1*, и неравновесной дырки, так же как и выброс его квантом света [2], приводит к переходу конфигурационно-бистабильного дефекта из *A*- в *B*-состояние.

Если центр *EM1* находится в *A*-состоянии, то эмиссия электрона с него будет происходить только после его конфигурационного перехода в *B*-состояние. Поскольку постоянная времени эмиссии электронов из *B*-состояния значительно меньше постоянной времени перехода центра из *A*- в *B*-состояние, весь процесс, приводящий к появлению пика *EM1A*, будет лимитироваться конфигурационной перестройкой [2]. Поэтому энергию термоактивации процесса, наблюдаемого нами по пику *EM1A*, надо определять из соотношения $\tau = \nu_a^{-1} \exp(E_{AB}/kT)$, характеризующего конфигурационную перестройку. В этом случае получим $E_{AB} = 0.43$ эВ, $\nu_a = 2.4 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Функциональная зависимость скорости введения центра *EM1* от скорости первичных смещений атомов близка к аналогичной зависимости для центра *E3* и существенно отличается от данных для центра *E10* (рис. 3). Кроме того, скорость введе-

ния центра *EM1* не зависит от температуры облучения в интервале 78—300 К. Установленная связь пика *EM1A* с конфигурационно-бистабильным дефектом позволяет сделать следующее предположение. Для центра *E10* энергия термоактивации процесса заполнения и энергия активации эмиссии электронов имеют близкие значения, так же как и соответствующие энергии для *A*-состояния центра *EM1*, полученные по пику *EM1A*. Возможно, что пик *E10* также обусловлен конфигурационно-бистабильным дефектом и полученная для него энергия термоактивации захвата соответствует конфигурационному переходу из *B*- в *A*-состояние. Тогда наблюдаемый пик *E10* связан с *A*-состоянием, а пик эмиссии электронов из *B*-состояния должен находиться при температуре ниже 80 К, так как в условиях нашего эксперимента он не наблюдался. Это предположение подкрепляется и тем, что при инжекции дырок пик *E10* в спектре отсутствует, что может быть связано только с конфигурационной перестройкой, так как анализ показывает, что при сечении захвата электронов $3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$ и используемой плотности тока 1 А/см^2 инжектируемых через барьер Шоттки дырок недостаточно для перезарядки центра. Однако эта гипотеза требует прямого экспериментального подтверждения.

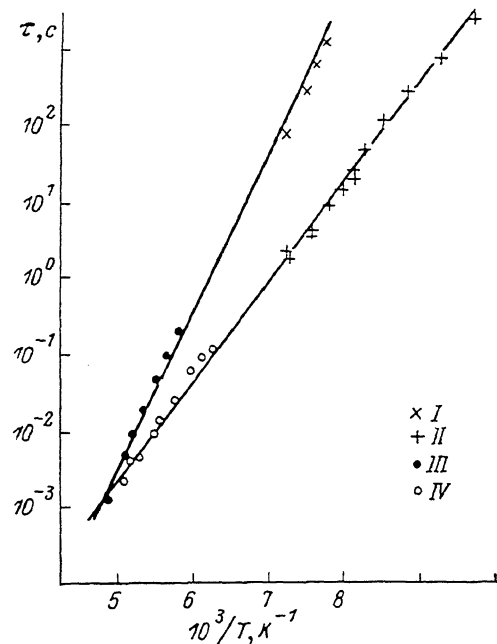


Рис. 4. Графики Арреннуса для центра *EM1*.

Данные получены по перестройкам дефекта *EM1* из *A*- в *B*-состояние (I), из *B*- в *A*-состояние (II) [2], а также по эмиссии, которой обусловлен пик *EM1A* (III), и по зависимостям амплитуды пика *EM1A* от длительности импульсов заполнения (IV).

Таким образом, известный пик *E3*, вводимый в арсенид галлия *n*-типа при облучении гамма-квантами и электронами, представляет собой сумму трех пиков, характеризующих эмиссию электронов с центров *E3* и *E10*, а также эмиссию, сопровождающую конфигурационную перестройку бистабильного дефекта *EM1*. Возможно, пик *E10* также связан с конфигурационно-бистабильным центром.

Таким образом, известный пик *E3*, вводимый в арсенид галлия *n*-типа при облучении гамма-квантами и электронами, представляет собой сумму трех пиков, характеризующих эмиссию электронов с центров *E3* и *E10*, а также эмиссию, сопровождающую конфигурационную перестройку бистабильного дефекта *EM1*. Возможно, пик *E10* также связан с конфигурационно-бистабильным центром.

Таким образом, известный пик *E3*, вводимый в арсенид галлия *n*-типа при облучении гамма-квантами и электронами, представляет собой сумму трех пиков, характеризующих эмиссию электронов с центров *E3* и *E10*, а также эмиссию, сопровождающую конфигурационную перестройку бистабильного дефекта *EM1*. Возможно, пик *E10* также связан с конфигурационно-бистабильным центром.

Список литературы

- [1] Pons D., Bourgoin J. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 20. P. 3839—3871.
- [2] Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 2. С. 264—267.
- [3] Lang D. V., Kimerling L. C. // Lattice Defects in Semiconductors-1974. Conf. Ser. N 23. London—Bristol, 1975. P. 531.
- [4] Pons D., Mircea A., Mitonneau A., Martin G. M. // Inv. Contrib. pap. Int. Conf. on Defect and Radiation Effects in Semiconductors. Bristol—London, 1978. P. 352—359.
- [5] Guillot G., Nauailhat A., Vincent G., Baldy M. // Rev. Phys. Appl. 1980. V. 15. N 3. P. 679—686.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем им. А. Н. Севченко
БГУ им. В. И. Ленина
Минск

Получена 23.12.1988
Принята к печати 15.05.1989

