

СТРУКТУРА ПИКОВ  $E_4$  И  $E_5$  В  $n$ -GaAs

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

В облученном при комнатной температуре гамма-квантами и электронами  $n$ -GaAs впервые наблюдались радиационные центры  $P_2$  и  $P_3$  до проведения высокотемпературного отжига. Показано, что при энергии электронов более 1 МэВ основной вклад в спектр НЕСГУ в интервале температур свыше 250 К вносят центры  $E_4$  и  $P_3$ , причем с увеличением энергии электронов их доля в суммарном спектре растет. Кроме того, скорости введения центров  $E_4$ ,  $P_3$  и, возможно,  $P_2$  зависят от температуры облучения. Это свойство, а также более эффективный рост скоростей введения центров  $P_2$ ,  $P_3$  и  $E_4$  по сравнению с  $E_5$  при увеличении энергии облучающих частиц указывают на то, что эти центры являются комплексными.

Для энергии активации термоэмиссии электронов с радиационного центра  $E_4$  в  $n$ -GaAs получены значения от 0.64 до 0.76 эВ, а для радиационного центра  $E_5$  — от 0.83 до 0.96 эВ [ $1^{-3}$ ]. Все измерения проводились методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней (НЕСГУ), поэтому различие в полученных результатах слишком велико, чтобы связать его с погрешностью измерений. Результаты, представленные в работах [ $1^{-4}$ ], позволяют предположить, что форма участка спектра, содержащего пики  $E_4$  и  $E_5$ , и полученные значения энергии активации эмиссии электронов с соответствующих центров зависят от условий облучения (температуры образца и энергии облучающих частиц). Возможно, на форму спектра влияют и радиационные центры  $P_2$  и  $P_3$ , которые наблюдались после высокотемпературного облучения или отжига [ $5, 6$ ] (при облучении электронами 1 МэВ их скорость введения на порядок меньше, чем скорость центров  $E_4$  и  $E_5$  [ $1$ ]). Однако непосредственно после облучения при 300 К их обнаружить не удалось, поэтому нет уверенности в том, что центры  $P_2$  и  $P_3$  формируются при комнатной или более низких температурах.

Учитывая то, что дефекты, вносящие близкие к середине запрещенной зоны уровни, могут быть эффективными центрами рекомбинации и оказывать существенное влияние на функционирование некоторых полупроводниковых приборов, целью данной работы мы поставили изучение структуры спектра НЕСГУ в интервале температур свыше 250 К и определение параметров, характеризующих эмиссию электронов с соответствующих центров.

При исследовании облученного электронами 7 и 25 МэВ эпитаксиального  $n$ -GaAs с концентрацией носителей  $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  (использовались барьеры Шоттки) было замечено, что длительность импульсов заполнения существенно влияет на форму спектра НЕСГУ в интервале температур свыше 250 К (рис. 1). Установлено, что увеличение длительности импульсов заполнения приводит к изменению спектрального распределения в области пика  $E_5$ . Зависимость формы участка спектра от длительности импульсов заполнения указывает на то, что захват электронов по крайней мере частью центров, вносящих вклад в рассматриваемый участок спектра, ограничен энергетическим барьером. В GaAs ранее обнаружены радиационные дефекты, обладающие подобным свойством [ $7$ ]. Чтобы определить, какие центры влияют на такое изменение формы спектра, анализировались кривые, представляющие собой разность двух спектров НЕСГУ, полученных при разных длительностях импульсов заполнения и одинаковом окне скорости эмиссии. Вклад в такие разностные спектры будут

вносить лишь те центры, постоянная времени заполнения которых соизмерима с интервалом времени между выбранными длительностями импульсов заполнения.

На рис. 1 показаны спектры НЕСГУ в интервале температур от 230 до 330 К, записанные при двух разных длительностях импульсов заполнения,

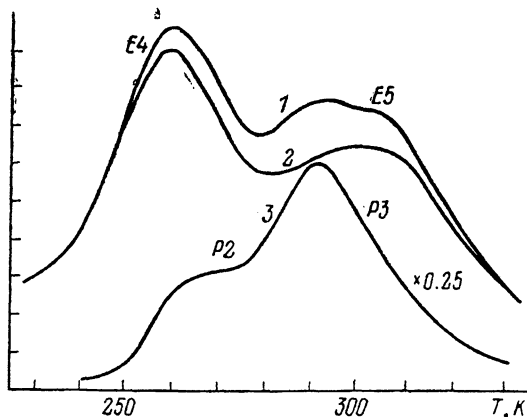
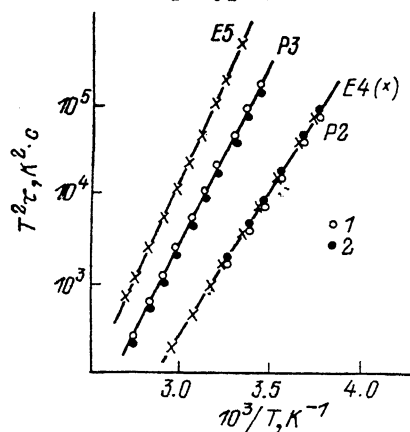


Рис. 1. Спектры НЕСГУ радиационных дефектов в арсениде галлия, облученном электро-нами 7 МэВ.

Окно скорости эмиссии  $\epsilon_n = 0.55 \text{ с}^{-1}$ . Длительность импульсов заполнения: 1 — 1 мс, 2 — 30 мкс; 3 — раз-ностный спектр, полученный при длительностях импульсов заполнения 30 мкс и 1 мс.

а также разностный спектр, полученный при тех же значениях длительностей этих импульсов. Видно, что изменение формы спектра НЕСГУ происходит из-за заполнения центров, пики эмиссии которых изображены на разностном спектре. Для идентификации этих центров было дополнительно изучено их поведение в процессе термического отжига, в результате которого установлено, что в ин-тервале температур до 630 К оно



Кроме того, на рис. 2 представлены графики Аррениуса для центров, вносящих пики в разностный спектр, а также для центров  $P2$  и  $P3$ , наблюдавшихся в спектре НЕСГУ после высокотемпературного отжига, в процессе которого удаляются центры  $E4$  и  $E5$ . Совокупность полученных результатов по-зволяет сделать вывод о том, что пики на разностном спектре обусловлены центрами

Рис. 2. Графики Аррениуса для центров  $E4$ ,  $E5$ ,  $P2$  и  $P3$ .

1 — до термического отжига, 2 — после отжига.

$P2$  и  $P3$ . Наблюдение в спектре этих пиков до проведения высокотемператур-ного отжига подтверждает предположение авторов [1, 2] о том, что центры  $P2$  и  $P3$  могут вводиться непосредственно в процессе облучения при 300 К.

При применении метода НЕСГУ для исследования электрически активных центров в полупроводниковых структурах полагается, что процессы захвата и эмиссии электронов характеризуются двумя параметрами — энергией активаци-и и некоторым феноменологическим коэффициентом, одинаковым для обоих процессов, называемым сечением захвата  $\sigma_{ef}$ . Однако в арсениде галлия обна-ружены радиационные центры, скорость заполнения которых не соответствует значениям, рассчитанным по результатам НЕСГУ, контролирующим процесс эмиссии носителей заряда [7]. Например, установлено, что энергия активации

эмиссии электронов с центра  $E10$  равна  $0.34$  эВ, сечение захвата  $\sigma_{nz} = 3 \cdot 10^{-44}$  см<sup>2</sup>. В исследуемом материале центры с такими величинами сечений захвата должны заполняться электронами быстрее, чем за  $10$  нс. Заполнение же центра  $E10$  в течение сотен микросекунд указывает на то, что определяемая методом НЕСГУ величина упомянутого коэффициента не равна сечению захвата электронов на центр. Учитывая размерность (в см<sup>2</sup>), будем называть эту величину сечением эмиссии  $\sigma_{ne}$  по аналогии с параметром, характеризующим процесс захвата. Неравенство сечений эмиссии и захвата характерно для метастабильных центров, которые в процессе заполнения могут менять свою конфигурацию. Аналогичный эффект наблюдался также в облученном арсениде галлия для А-конфигурации бистабильного центра  $EM1$ , заполнение которого ограничено энергетическим барьером, разделяющим две конфигурации [7], и для подобных центров в других полупроводниках.

Анализ полученных результатов показал, что энергия активации эмиссии электронов с центра  $P3$ , полученная на исследуемых образцах, равна  $0.79$  эВ, сечение эмиссии электронов  $\sigma_{ne} = 3 \times 10^{-12}$  см<sup>2</sup>, а скорости термоэмиссии электронов с центров  $E4$  и  $P2$  имеют близкие температурные зависимости, которые характеризуются энергией активации  $0.63$  эВ и сечением эмиссии  $6 \cdot 10^{-14}$  см<sup>2</sup> (рис. 2), причем центр  $E4$  полностью заполняется при длительности импульсов менее  $10$  мкс.

Сравнение амплитуд пиков  $P2$ ,  $P3$  на спектрах НЕСГУ и на разностных

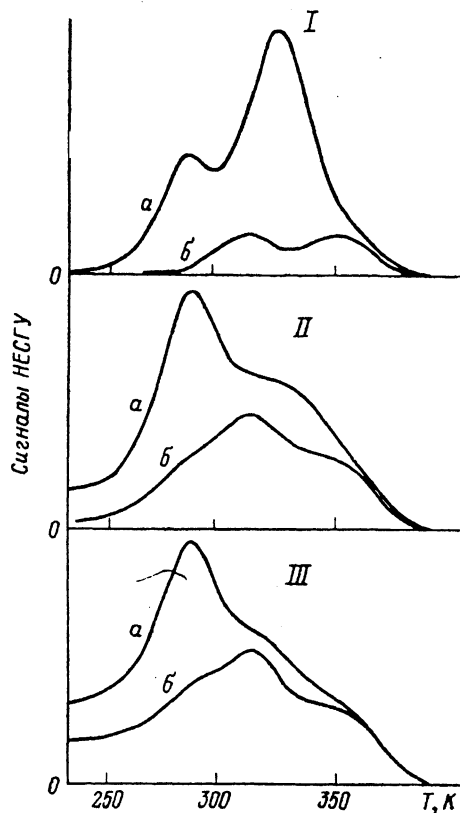


Рис. 3. Спектры НЕСГУ радиационных дефектов в арсениде галлия, образованных при облучении гамма-квантами  $^{60}\text{Co}$  (I) и электронами  $7$  (II) и  $25$  МэВ (III), записанные до (a) и после (б) термического отжига ( $220^\circ\text{C}$ ).

Окно скорости эмиссии  $v_n = 10.8$  с<sup>-1</sup>.

спектрах, записанных после отжига облученных образцов при  $600$  К, показало, что в интервале длительностей импульсов заполнения от  $30$  мкс до  $1$  мс дозополняется лишь часть центров  $P2$  и  $P3$  ( $\sim 20\%$ ), а в основном заполнение происходит при меньших длительностях импульсов. Поэтому определить их концентрацию можно лишь обычным методом НЕСГУ после отжига маскирующих центров  $E4$  и  $E5$ . На рис. 3 показаны спектры НЕСГУ, полученные на облученных структурах до и после проведения термического отжига, из которых видна сильная зависимость соотношения амплитуд рассматриваемых пиков и, следовательно, скоростей введения соответствующих центров от энергии облучающих частиц. Для центров  $E4$ ,  $E5$ ,  $P2$  и  $P3$  при облучении электронами  $7$  МэВ скорости введения соотносятся как  $2.5 : 1 : 1.3 : 1.7$ , а  $25$  МэВ — как  $5 : 1 : 2.5 : 3.5$  (для всех видов облучения нормировка заполнена по концентрации центра  $E5$ ), т. е. при высокой энергии облучающих частиц основной вклад в спектр в области регистрации пика  $E5$  вносит центр  $P3$ , а не  $E5$ , как считалось ранее. При облучении гамма-квантами для скоростей введения центров  $E4$ ,  $E5$  и  $P3$  получено соотношение  $0.5 : 1 : 0.18$ . Пик  $P2$  после гамма-облучения в спектре не обнаружен (возможно, он и вводится, но его концентрация мала, и пик маскируется более интенсивным соседним пиком  $P3$ ). Низкотемпературное облучение гамма-квантами показало, что скорость введения центра  $P3$  зависит от температуры облучения. В структурах, облученных при  $78$  К, центр  $P3$

отсутствует и не образуется в процессе последующих высокотемпературных (до 600 К) отжигов (рис. 3). Напомним, что скорости введения центров  $E4$  и  $E10$  также зависят от температуры облучения [4, 7]. Описанные свойства центров  $P2$  и  $P3$  позволяют предположить, что они, так же как и центр  $E4$ , представляют собой комплексы, в состав которых входят первичные нарушения кристаллической решетки. Нельзя исключать и возможность взаимодействия собственных структурных нарушений с примесными атомами.

Присутствие в облученном материале центра  $P3$  усложняет получение точной информации о параметрах центра  $E5$  и, возможно, является основной причиной того, что приведенные в литературе значения энергии активации и сечений эмиссии электронов с центра  $E5$  значительно различаются [1-3]. Очевидно наиболее точные значения параметров центра  $E5$  могут быть получены в случае, если влияние центров  $E4$  и  $P3$  минимально, т. е. на образцах, облученных гамма-квантами при низких температурах [4]. После такого облучения при 78 К для центра  $E5$  получены значения энергии активации термоэмиссии 0.88 эВ и сечения эмиссии электронов  $6.7 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>.

Параметры термоэмиссии электронов с центров  $E5$  и  $P3$  указывают на то, что они могут являться центрами рекомбинации. Однако наличие энергетического барьера, уменьшающего вероятность захвата электронов, позволяет предположить, что центр  $P3$  в отличие от центра  $E5$  не может эффективно участвовать в процессах рекомбинации носителей заряда.

Таким образом, детальное изучение спектров НЕСГУ показало, что в интервале температур эмиссии электронов с центров  $E4$  и  $E5$  в спектр вносят существенный вклад и центры  $P2$  и  $P3$ , образующиеся в процессе облучения при температуре 300 К. При этом если энергия электронов более 1 МэВ, то основной вклад дают центры  $E4$  и  $P3$ , с увеличением энергии электронов их доля в суммарном спектре растет. Более того, скорости введения центров  $E4$ ,  $P3$  и, возможно,  $P2$  зависят от температуры облучения. Это свойство, а также более эффективный рост скоростей введения центров  $P2$ ,  $P3$  и  $E4$  по сравнению с  $E5$  при увеличении энергии облучающих частиц указывают на то, что они представляют собой комплексы и являются причиной зависимости формы рассматриваемого участка спектра НЕСГУ от условий облучения.

Полученные новые экспериментальные результаты подтверждают сделанный ранее вывод о сложности процесса образования радиационных дефектов в  $n$ -GaAs [4, 7].

#### Список литературы

- [1] Pons D., Bourgoin J. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1985. V. 18. N 20. P. 3839—3874.
- [2] Pons D., Mooney P., Bourgoin J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51: N 4. P. 2038—2042.
- [3] Ланг Д. // Точечные дефекты в твердых телах. М., 1979. С. 187—220.
- [4] Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 1. С. 185—187.
- [5] Pons D., Mircea A., Bourgoin J. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 8. P. 4150—4157.
- [6] Brudniy V. N., Peschev V. V. // Phys. St. Sol. (a). 1988. V. 105. N 1. P. K57—K60.
- [7] Иванюкович В. А., Карась В. И., Ломако В. М. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 9. С. 1635—1639.

Научно-исследовательский институт  
прикладных физических проблем  
при БГУ им. В. И. Ленина  
Минск

Получена 20.02.1990  
Принята к печати 11.04.1990