

06;12

Особенности эпитаксиальных слоев GaAs как детекторов α -частиц

© В.М. Ботнарюк, Ю.В. Жиляев, А.М. Иванов,
Н.Б. Строкан, Л.М. Федоров

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 9 октября 1997 г.

Рассмотрены свойства p^+n -структур на основе эпитаксиальных слоев GaAs при использовании их в качестве детекторов легких ионов (α -частиц). Проведено сопоставление с последними литературными данными относительно возможностей современного полуизолирующего SI-GaAs. Отмечается, что эпитаксиальные слои имеют меньшее на два порядка величины содержание примесей и дефектов структуры, образующих глубокие уровни в запрещенной зоне материала. Последние определяют условия переноса неравновесных носителей в детекторе, обуславливая их захват, а также формируют профиль электрического поля.

Для времени жизни носителей заряда получена величина ≥ 200 ns, что на два порядка выше значений для SI-GaAs в полном соответствии с меньшим содержанием глубоких центров. Показано, как глубокие центры сказываются на профиле поля, образуя заметную по масштабу область слабых значений.

Первые попытки использования эпитаксиально полученного GaAs в качестве детекторов ядерной радиации были предприняты еще в 70-х годах [1,2]. Авторов привлекала возможность работы детекторов при комнатных температурах вследствие большей, чем у традиционного материала — Si, ширины запрещенной зоны (соответственно меньших обратных токов и шумов). Существенным преимуществом по отношению к Si является и более высокая тормозная способность GaAs. В итоге акцент делался на спектрометрию характеристического рентгеновского излучения (энергии < 100 keV) в задачах анализа состава вещества (см., например, [3]).

В последнее время возник существенный интерес к полуизолирующему GaAs (SI-GaAs) со стороны физики высоких энергий. Ставится задача получения детекторов с максимально возможной рабочей областью, роль которой выполняет область электрического поля смещенной в

обратном направлении $p^+ - n$ -структуры. Здесь очевидным препятствием является высокая степень компенсации проводимости SI-GaAs. Компенсация осуществляется за счет значительной концентрации примесей и собственных дефектов, образующих глубокие уровни (ГУ) в запрещенной зоне материала. Последние участвуют как в формировании области электрического поля в обратном смещенной структуре детектора, так и в захвате неравновесных носителей тока. В этой связи интенсивно изучается перенос заряда в детекторах на SI-GaAs, а также содержащиеся в нем многочисленные ГУ. Так, в работе [4] было обнаружено 7 уровней с глубиной залегания в пределах 0.15–0.81 eV.

Представляет интерес наблюдать проявление ГУ в детекторах из GaAs в условиях, когда их содержание сугубо меньше, чем в SI-GaAs. С этой целью в настоящей работе структуры детекторов изготавливались на основе слоев эпитаксиального GaAs толщиной $\cong 100 \mu\text{m}$. В качестве источника радиации использовались α -частицы. Анализировались обусловленные ГУ особенности переноса неравновесных носителей, параметры содержащихся глубоких центров (ГЦ), поведение емкости детектора от обратного смещения.

1. Слои n^0 -GaAs получали на подложке n^+ -GaAs в открытой хлоридной системе [5]. В качестве источников галлия и мышьяка использовались непосредственно Ga и AsCl₃ уровня чистоты 99.9999. Совершенство слоев в отношении содержания ГУ, контролировалось емкостными методами: снятием вольт-фарадных характеристик, а также спектров DLTS.

Первая особенность проявилась в характере зависимости обратного значения емкости от смещения. Именно, $1/C$ оказалась линейной функцией, если по оси абсцисс откладывать не \sqrt{U} , а первую степень напряжения U . В литературе недавно выдвинута модель для объяснения подобной зависимости в случае SI-GaAs [6]. Модель базируется на возникающем в полях $10^4 - 10^5 \text{ V/cm}$ дисбалансе сечений захвата-эмиссии электронов доминирующим уровнем EL2. Однако в нашем случае значения полей были ниже. Кроме того, в традиционных координатах $1/C = f(\sqrt{U})$ четко выделялись два участка с различной концентрацией примесей $1.1 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и $2.3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ (рис. 1). Поэтому наблюдение линейного хода $1/C = f(U)$ мы склонны рассматривать как аппроксимацию (на сравнительно узком интервале напряжения) сложного хода емкости, вызванного спаданием в глубь пленки концентрации примесей.

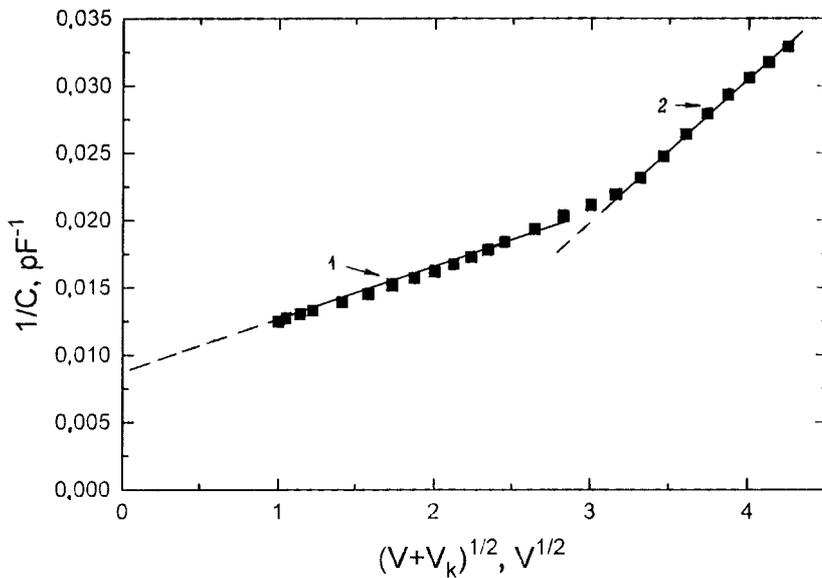


Рис. 1. Зависимость обратной величины емкости от запирающего смещения на $p^+-n_0-n^+$ -структуре GaAs с эпитаксиальным базовым слоем. Условия измерений: температура 78 К; частота пробного сигнала 100 кГц. Концентрация примесей на участках 1 и 2 соответственно: $1.1 \cdot 10^{14}$ и $2.3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$.

Одновременно построение рис. 1 выявило наличие области обеднения при координате $(U + U_k) = 0$, где U_k — контактная разность потенциалов. Появление такой области объясняется тем, что заполнение уровней, расположенных ниже уровня Ферми (E_F), не изменяется и в неравновесных условиях [7,8]. Поэтому компенсация, скажем, мелких доноров (N_D) глубокими акцепторами (N_A) сохраняется на протяжении

$$w \sim \sqrt{E_F - E_A/N_D - N_A},$$

где E_A — положение акцепторного центра. Для образца рис. 1 имеем $w = 11.8 \mu\text{m}$. Подчеркнем, что данные рис. 1 получены при температуре 78 К и частоте пробного сигнала $f = 100 \text{ kHz}$. Однако практически те же значения w соответствуют комнатным температурам

и частотам $f = 1$ kHz. Это свидетельствует о том, что в компенсации участвуют уровни, глубина залегания которых не менее 0.45 eV (сечение захвата принято $\sigma = 3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^{-2}$). Непосредственно положение уровней и их концентрация определялись методом DLTS. Спектры показали наличие трех ГУ, обменивающихся основными носителями с зоной проводимости. Для исследования нижней половины зоны использовался режим с инжекцией дырок. Здесь также были обнаружены три ГУ, обменивающихся дырками с валентной зоной. Основной ГЦ с глубиной залегания $E_c - 0.81$ eV и сечением захвата электронов $\sigma_n = 1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2$ (по принятой терминологии — EL2) присутствовал в концентрации $\sim 5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, т. е. незначительной сравнительно с Si-GaAs. Центры, расположенные на глубине $E_c - 0.48$ eV ($\sigma_n = 2.7 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^2$) и $E_v + 0.52$ eV ($\sigma_p = 2.4 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$), также имели концентрацию $\leq 3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Содержание более мелких центров было примерно на порядок меньше. Следовательно, такие центры не будут определять характеристики материала. Последнее согласуется с результатом приведенных выше емкостных измерений.

Так как EL2, согласно данным работы [9], является одним из ГЦ, ответственных за рекомбинацию, то его сравнительно низкое содержание служит предпосылкой высокого времени жизни носителей заряда. Соответственно перенос неравновесного заряда в детекторах должен происходить с малыми потерями на захват.

2. Характеристики структур как детекторов измерялись по отношению к α -частицам Sm^{244} с энергией ≈ 5.8 MeV. Использовалась стандартная блок-схема: зарядовый предусилитель–усилитель–амплитудный анализатор. Полоса пропускания усилителя формировалась цепочками дифференцирования-интегрирования с постоянной времени $1 \mu\text{s}$. На рис. 2, *a* и *b* приведены соответственно ход номированной амплитуды сигнала и ширины линии в функции протяженности области поля W . Укажем, что пробег частиц составлял $R = 21.6 \mu\text{m}$, а W варьировалось изменением напряжения на детекторе. Нормировка проводилась по сигналу Si прецизионного детектора с учетом отношения величин средней энергии образования пар электрон–дырка.

Из рис. 2, *a* видно, что в нарастании амплитуды просматриваются три участка. На первом из них при значениях $W \leq 22 \mu\text{m}$ наблюдается наиболее крутой подъем сигнала. Далее до $W \leq 33 \mu\text{m}$ происходит более плавный линейный рост, переходящий к последнему участку, ход

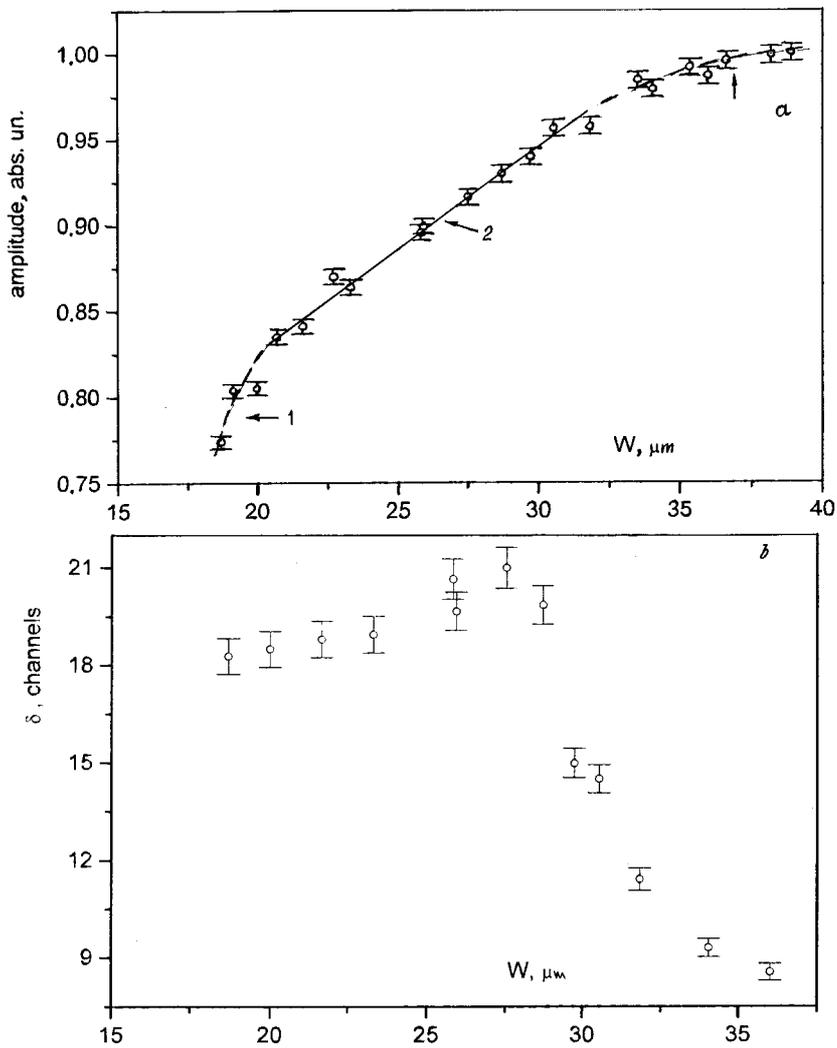


Рис. 2. Зависимость в функции протяженности области электрического поля W при регистрации α -частиц с энергией 5.8 MeV: a — нормированной амплитуды сигнала (пояснения к наблюдаемым трем участкам см. в тексте); b — ширины спектральной линии, цена канала анализатора 8.09 keV.

которого имеет характер насыщения. Напомним, что амплитуда сигнала пропорциональна неравновесному заряду, перенесенному в области поля детектора. С этой позиции поведение сигнала, согласно рис. 2, *a*, объясняется следующим образом.

При значениях $R < W$ трек α -частицы выступает за область поля и перенос этой оконечной части заряда происходит за счет диффузии дырок к границе поля. Очевидно, что сравнительно медленная диффузия связана со значительными рекомбинационными потерями заряда. Уже начало второго участка соответствует расположению трека полностью в области поля. Однако, как следовало из измерений емкости, имеется разделение области на две зоны с различной напряженностью поля (F). Причем для второй из них (при отсчете от поверхности в глубь слоя) протяженность и значения в ней F от смещения не зависят. Другой особенностью этой зоны является малая величина F . Однако по мере роста смещения возрастают размеры и величина F первой зоны поля. Таким образом, все меньшая часть трека приходится на зону слабого поля F . Поскольку поле разделяет носители заряда в треке, препятствуя их рекомбинации, амплитуда продолжает расти, однако темп роста отличен от первого участка.

Наконец, когда трек приходится целиком на зону сильного поля, т.е. $W - w = W - 11.8 \mu\text{m} \geq 21.6 \mu\text{m}$ индуцированный частицей заряд переносится достаточно полно. Это соответствует стадии насыщения сигнала на рис. 2, *a*. В итоге в наблюдаемых трех участках последовательно проявляются: участие в переносе заряда диффузии, разделение и дрейф носителей в слабом и сильном поле.

Что касается абсолютного значения переносимого заряда, то калибровка по Si-детектору указывает для плато (рис. 2, *a*) на дефицит λ порядка 1%. Эта величина, в свою очередь, позволяет оценить время жизни носителей τ по известному для плотных треков соотношению $\lambda = \cdot 10^{-5} / (F \cdot \tau)$, где значение поля берется при координате центра тяжести распределения носителей в треке [10]. Для нашего случая получаем $\tau \geq 200 \text{ ns}$. Заметим, что в работе [4] для SI-GaAs были получены значения $\tau \approx \text{ps}$. Последнее следует связать с большим на два порядка содержанием центра EL2 в SI-GaAs.

На рис. 2, *b* представлен в тех же условиях ход ширины спектральной линии (δ) на уровне 0.5 от ее максимума. Известно [11], что величина δ определяется как произведение дефицита заряда на фактор неодно-

родности потерь по объему детектора (γ). Казалось бы, с падением потерь заряда (ростом амплитуды) ширина линии должна монотонно уменьшаться. Однако на рис. 2, *b* выделяются два участка: весьма слабого роста до $W \approx 28 \mu\text{m}$, а далее — резкого падения δ с последующей тенденцией к насыщению. Отметим, что уменьшение δ начинается до поглощения трека зоной сильного поля.

Наблюдаемый ход можно качественно объяснить различием в условиях растекания носителей и соответственно усреднения неоднородностей потерь заряда по объему трека. Будем исходить из первоначальной геометрии трека в виде тонкой нити. Очевидно, что при участии диффузии, а также в слабых полях F носители заряда до собирания на электроды детектора растекаются на больший объем, чем в условиях сильного поля. Одновременно происходит более полное усреднение величины потерь и снижение тем самым фактора неоднородности γ . Тогда, если двигаться от максимума влево, возрастание потерь λ будет нивелироваться падением фактора γ . Последнее обстоятельство выполаживает левую часть графика. Для правой его части основную роль играет падение потерь заряда, а фактор γ , надо полагать, меняется незначительно.

Заключение. Изготовлены структуры детекторов ионов на базе эпитаксиальных слоев GaAs. Характеристики структур сопоставлены со случаем, когда в качестве исходного материала используется полупроводящий материал — SI-GaAs.

Установлено, что эпитаксиальный GaAs существенно превосходит по чистоте SI-GaAs. Имеется в виду меньшее до двух порядков величины содержание глубоких центров, связанных с примесями и дефектами структуры.

Сравнительно низкая концентрация глубоких центров проявляется тем не менее при формировании области поля обратносмещенной структуры, образуя зону слабого поля $\approx 10 \mu\text{m}$.

Время жизни носителей в треке α -частицы в нашем случае составило $\tau \geq 200 \text{ ns}$, что на два порядка превосходит значения в случае SI-GaAs. Величина τ полностью соответствует меньшему содержанию глубоких центров, главным образом дефекта структуры EL2.

Авторы выражают благодарность В.В.Белькову и В.К. Еремину за полезную дискуссию.

Список литературы

- [1] *Eberhardt J.E., Ryan R.D., Tavendale A.J.* // NIM. 1971. N 3. P. 463–466.
- [2] *Kobayashi T., Sugita T.* // NIM. 1972. N 1. P. 179–181.
- [3] *Голенецкий С.П., Залетин В.М., Протасов И.И., Дударев А.Т.* // ПТЭ. 1980. № 3. С. 63–66.
- [4] *Nava F., Alietti M., Canali C., Cavallini A., Chiossi C., Papa C., Re V., Lanzieri C.* // IEEE Trans. on Nucl. Science. 1996. V. 43. N 3. P. 1130–1136.
- [5] *Жиляев Ю.В.* // Дис. на соискание ученой степени доктора физ.-мат. наук. АН СССР. ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Л., 1991.
- [6] *Mc. Cregor D.S., Rojeski R.A., Knoll G.F., Terry F.L., East J., Eisen Y.* // J. Appl. Phys. 1994. V. 75. N 12. P. 7910–7915.
- [7] *Sah C.T., Reddi V.G.K.* // IEEE Trans. Electron. Devices. 1964. ED-11. P. 345–351.
- [8] *Маковский Л.Л., Рыбкин С.М., Строкан Н.Б., Субашева В.П., Хусаинов А.Х.* Физика электронно-дырочных переходов и полупроводниковых приборов. Л.: Наука, 1969. Сб. ст. С. 88.
- [9] *Ботнарюк В.М., Жиляев Ю.В., Кечек А.Г., Кузнецов Н.И., Лебедев А.А., Шульга Ю.Н.* // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 2. С. 181–184.
- [10] *Quaranta A., Taroni A., Zanarini G.* // IEEE Trans. Nucl. Ser. 1968. V. 15. N 3. P. 373–380.
- [11] *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Маляренко А.М., Строкан Н.Б., Суханов В.Л.* // ФТП. 1987. Т. 21. № 10. С. 1883–1887.