

МЕХАНИЗМЫ СНИЖЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОСТИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ СИЛЬНО ЛЕГИРОВАННОГО ЭПИТАКСИАЛЬНОГО p -GaAs : Ge

Журавлев К. С., Морозов Б. В., Терехов А. С.,
Якушева Н. А.

Изучено влияние примесно-дефектных комплексов в арсениде галлия p -типа, выращенном методом ЖФЭ и легированном германием, на зависимость интенсивности фотолюминесценции (ФЛ) от концентрации дырок. Обнаружено, что падение интенсивности ФЛ, наблюдаемое в области сильного легирования $p > 10^{19}$ см $^{-3}$, усиливается с ростом концентрации комплексов. Показано, что для объяснения этого падения безызлучательной оже-рекомбинацией необходимо учитывать влияние рассеяния квазимпульса носителей заряда на примесно-дефектных комплексах.

Известно, что в сильно легированном p^+ -GaAs с ростом концентрации дырок (при $p > 10^{19}$ см $^{-3}$) наблюдается падение эффективности излучательной рекомбинации [1-5]. Существуют две точки зрения на механизм безызлучательной рекомбинации, определяющий это падение: 1) рекомбинация через глубокий уровень, связанный с комплексами точечный дефект—примесь [6, 7], 2) оже-рекомбинация фотовозбужденных электронов с участием переходов из зоны тяжелых дырок в спин-орбитально отщепленную зону (CHHS процесс) [8]. Образование комплексов подтверждается появлением длинноволновых полос в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции GaAs : Ge [6, 7], а вывод о доминирующей роли оже-рекомбинации сделан в работе [8] на основании анализа зависимости времени жизни неравновесных электронов в GaAs : Zn от концентрации дырок.

Целью данной работы является изучение влияния примесно-дефектных комплексов на рекомбинационные процессы в p^+ -GaAs : Ge.

Исследования проводились на слоях арсенида галлия, выращенных на подложках ориентации (100) методом жидкофазной эпитаксии и легированных германием. Независимое изменение концентраций комплексов и свободных дырок достигалось изменением температуры роста. Были выращены три группы образцов, различающихся начальной температурой роста $T_p = 900, 800$ и 708 °C, скорость охлаждения равнялась 0.7 град/мин, температурные интервалы охлаждения $25, 50$ и 60° для каждой из групп соответственно. Толщина слоев находилась в пределах $10-30$ мкм, концентрация p и подвижность μ_n дырок в слоях определялись из измерений эффекта Холла и проводимости при 295 К методом Ван-дер-Пау, холл-фактор принимался равным 1 . Концентрация фоновых примесей в слоях не превышала $(1-2) \cdot 10^{16}$ см $^{-3}$ [9].

Спектры фотолюминесценции (ФЛ) измерялись при 77 К на управляемой ЭВМ установке с использованием монохроматора ДФС-24, возбуждение осуществлялось аргоновым лазером ($\lambda = 5145$ Å) с плотностью мощности на образце 100 Вт/см 2 [7]. Интенсивность интегральной (по спектру) ФЛ измерялась при 295 и 77 К при возбуждении He—Ne-лазером, в качестве фотоприемника использовался фотодиод ФД-24 К со светофильтрами, отсекающими излучение лазера.

Влияние температуры роста на эффективность излучательной рекомбинации показано на рис. 1, где приведены зависимости интенсивности интегральной ФЛ I при 77 и 295 К от концентрации дырок в исследованных образцах. При

комнатной температуре наблюдается типичная колоколообразная зависимость [1-3]. В области низких концентраций дырок интенсивность люминесценции растет за счет увеличения вероятности излучательной рекомбинации ($\tau_{изл}^{-1} \sim p$), а при высоких концентрациях I начинает падать из-за возникновения дополнительного канала безызлучательной рекомбинации. Сопоставление измеренных нами зависимостей с известными из литературы показывает, что наблюдается хорошее соответствие в характере кривых $I(p)$. Это свидетельствует об универсальности механизмов, формирующих концентрационную зависимость интенсивности интегральной фотолюминесценции в эпитаксиальном p -GaAs. Нами впервые обнаружено, что эта зависимость модифицируется в области больших концентраций при изменении температуры роста: с понижением T_p падение интенсивности люминесценции начинается при более высоких концентрациях дырок. В области низких концентраций ($p < 10^{19} \text{ см}^{-3}$) $I(p)$ не зави-

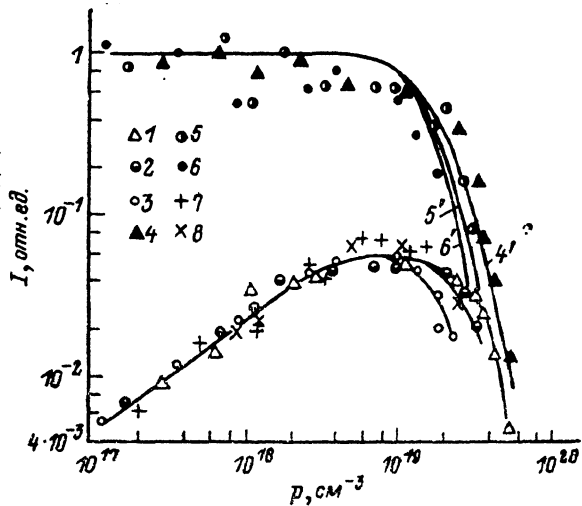


Рис. 1. Зависимость интегральной интенсивности фотолюминесценции от концентрации дырок при 295 (1-3) и 77 К (4-6).

Температура роста T_p , °С: 1, 4 - 708, 2, 5 - 800, 3, 6 - 900. Данные работ: 7 - [2], 8 - [3]. Сплошные кривые - расчет η : для T_p , °С: 4' - 708, 5' - 800, 6' - 900.

сит от T_p . Отсюда можно сделать вывод о том, что квантовый выход излучательной рекомбинации в «объеме» эпитаксиального слоя арсенида галлия близок к 1, а доминирующим каналом безызлучательной рекомбинации при комнатной температуре является рекомбинация на поверхности. Подобное влияние температуры роста на эффективность излучательной рекомбинации наблюдалось и при 77 К: в области высоких концентраций падение I тем сильнее, чем выше T_p . В области низких концентраций I не зависит ни от T_p , ни от p , что свидетельствует, по-видимому, о 100 %-м внутреннем квантовом выходе излучательной рекомбинации независимо от температуры роста.

В предыдущих работах нами изучено влияние уровня легирования в эпитаксиальном GaAs : Ge на сильноперекрывающиеся длинноволновые полосы люминесценции C и D с максимумами при 1.3 и 1.2 эВ соответственно [7]. Было показано, что эти полосы обусловлены, по-видимому, рекомбинацией через уровни комплексов, образованных атомами германия и собственными точечными дефектами арсенида галлия. Полосы рекомбинации C и D обнаруживаются в спектрах ФЛ при $p \geq 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, а при $p \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ их интегральная интенсивность становится больше интенсивности краевой ФЛ. При $p \geq 10^{19} \text{ см}^{-3}$ происходит и весьма резкое падение эффективности люминесценции [1-3]. Наконец, в этой же области концентраций происходит изменение характера встраивания атомов германия в арсенид галлия, выращиваемый методом ЖФЭ. Это проявляется в насыщении роста концентрации дырок при увеличении концентрации германия в растворе-расплаве [10]. Полная концентрация атомов германия в арсениде галлия, измеряемая методом спектроскопии вторичных ионов, продолжает возрастать, как и при меньших концентрациях. Различие в поведении полной и электрически активной концентрации атомов германия также свидетельствует о вероятном встраивании примесных атомов в комплексы. На рис. 2 показано влияние температуры роста (T_p) на относительную интенсивность полос C и D в образцах с примерно одинаковой концентрацией дырок. Видно, что с увеличением температуры роста происходит существенное возрастание интенсивности этих полос.

Сопоставление рис. 1 и 2 показывает, что именно в области сильного легирования ($p > 10^{19}$ см $^{-3}$), где наблюдается падение интенсивности люминесценции, существенный вклад в излучательную рекомбинацию при 77 К вносят глубокие центры, связанные с комплексами. Такие центры, сильно связанные с решеткой, одновременно являются центрами излучательной и безызлучательной рекомбинаций [7, 11], поэтому падение интенсивности интегральной люминесценции с увеличением концентрации дырок может быть объяснено влиянием безызлучательной рекомбинации через уровни комплексов. И чем выше относительный вклад этих комплексов в излучательную рекомбинацию при 77 К, т. е. чем выше была T_p , тем сильнее падает эффективность люминесценции как при 295, так и при 77 К.

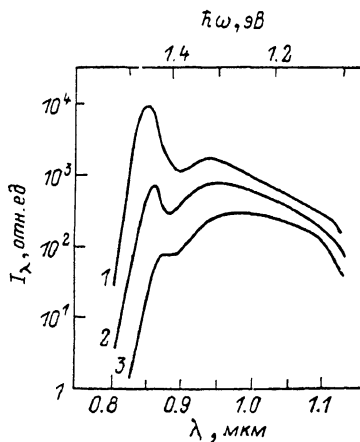


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции при 77 К образцов с $p \approx 2.5 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ и различной температурой роста.

T_p , °C: 1 — 708, 2 — 800, 3 — 900.

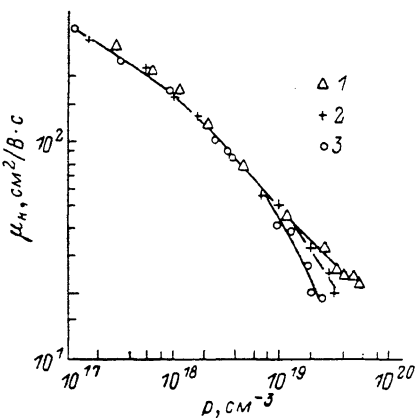


Рис. 3. Зависимость холловской подвижности от концентрации дырок при комнатной температуре.

T_p , °C: 1 — 708, 2 — 800, 3 — 900.

Возможно, однако, и другое объяснение влияния комплексообразования на безызлучательную рекомбинацию. Дело в том, что появление комплексов может приводить к дополнительному рассеянию импульса рекомбинирующих электронов и дырок, а дополнительное рассеяние повышает вероятность оже-рекомбинации [12, 13]. Для выяснения влияния образующихся комплексов на рассеяние была измерена концентрационная зависимость холловской подвижности дырок $\mu_H(p)$, которая для $T=295$ К приведена на рис. 3. Из рисунка видно, что в области больших концентраций ($p > 10^{19}$ см $^{-3}$), т. е. там, где существенно влияние комплексов на люминесценцию, наблюдается зависимость подвижности дырок от температуры роста: с увеличением T_p μ_H падает. Этот факт говорит о существенном влиянии комплексов на рассеяние носителей заряда. Используя зависимости $\mu_H(p)$, мы оценили влияние оже-рекомбинации на основании расчетов $\tau_{оже}$ из работы [14] и вычислили концентрационную зависимость внутреннего квантового выхода $\eta_i(p) = \tau_{оже}/(\tau_{оже} + \tau_{нв.1})$ с учетом значений излучательного времени жизни $\tau_{нв.1}$ в *p*-GaAs, определенных в работе [8]. В компенсированных материалах $\tau_{оже}^{-1} = C_p(N_i, p)p^2$, т. е. зависит как от концентрации заряженных центров рассеяния N_i , так и от концентрации свободных носителей заряда p . Однако теоретические расчеты [14] выполнены лишь для некомпенсированного случая $N_i = p$, поэтому коэффициент C_p мы определяли по значению N_i , а величину p использовали при вычислении $\tau_{оже} = C_p p^2$. Это дает верхнюю оценку $\tau_{оже}$. Величина N_i определялась из $\mu_H(p)$ путем сравнения с теоретической холловской подвижностью дырок с учетом рассеяния на ионах примеси и фононах [15].

Результаты расчетов $\eta_i(p)$ при $T=77$ К для трех групп образцов с разными T_p показаны на рис. 1, откуда видно, что наблюдается удовлетворительное качественное описание эксперимента. Однако необходимо отметить следующие количественные различия: экспериментальная зависимость начинает падать при

$p \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, а расчетная — при $p \approx 8 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Расчетная зависимость более резкая; относящиеся к разным T_p кривые для расчетных зависимостей меньше отличаются друг от друга, чем экспериментальные. Это, по-видимому, может объясняться вкладом безызлучательной рекомбинации через глубокие уровни комплексов, так что в p -GaAs : Ge существенны оба механизма безызлучательной рекомбинации. Кроме того, заметим, что вывод работы [8] о преобладающей роли оже-рекомбинации в сильно легированном p -GaAs сделан для образцов, легированных цинком, где комплексообразование значительно меньше.

Таким образом, в работе показано, что учет несохранения квазиимпульса в СННС процессе и влияния на рассеяние квазиимпульса примесно-дефектных комплексов необходимо для удовлетворительного объяснения падения эффективности люминесценции p^+ -GaAs : Ge безызлучательной оже-рекомбинацией. Корреляция падения эффективности люминесценции и концентрации комплексов, зависящей от температуры роста, обусловлена дополнительным влиянием комплексов на рассеяние. Полученные данные, конечно, не исключают возможности и частично безызлучательной рекомбинации через уровни комплексов, и для описания полной картины безызлучательной рекомбинации в p^+ -GaAs необходимы дополнительные исследования.

Список литературы

- [1] Cusano D. A. // Sol. St. Commun. 1964. V. 2. N 11. P. 353—358.
- [2] Shin K. K., Pettit G. D. // J. Electron. Mater. 1974. V. 3. N 2. P. 391—408.
- [3] Ettenberg M., Nuese C. J. // J. Appl. Phys. 1975. V. 46. N 8. P. 3500—3508.
- [4] Nelson R. J., Sobers R. G. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 12. P. 6103—6108.
- [5] Гарбузов Д. З., Халфин В. Б. // Чтения памяти А. Ф. Иоффе. Л., 1985. С. 18—49.
- [6] Kressel H., Ettenberg M. // Appl. Phys. Lett. 1973. V. 23. N 9. P. 511—513.
- [7] Журавлев К. С., Терехов А. С., Якушева Н. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 5. С. 777—779.
- [8] Титков А. Н., Миронов И. Ф., Чебан В. Н. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. В. 4. С. 738—742.
- [9] Yakusheva N. A., Zhuravlev K. S., Chikichev S. I., Shegaj O. A. // Cryst. Res. Technol. 1989. V. 24. N 2. P. 235—246.
- [10] Rosztochy F. E., Ermanis F., Hayashi I., Schwartz B. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 1. P. 264—270.
- [11] Klick C. C., Schulman J. H. // Sol. St. Phys. V. 5 / Ed. by F. Seitz, D. Turnbull. N. Y., 1957. P. 97—173.
- [12] Hwang C. J. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 4. P. 1355—1361.
- [13] Takeshima M. // Phys. Rev. B. 1981. V. 23. N 2. P. 771—780.
- [14] Takeshima M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 25. N 8. P. 5390—5414.
- [15] Половинкин В. Г. // Препринт ИФП СО АН СССР. Новосибирск, 1984. № 9-84.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Получена 27.10.1989
Принята к печати 1.12.1989