

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГОРЯЧЕЙ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ТИПА GaAs

В.И.Земский, Б.П.Захарченя, Д.Н.Мирлин

Исследованы частотные и поляризационные зависимости фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках типа GaAs. Аномально большие значения степени циркулярной поляризации и появление линейной поляризации в спектре рекомбинационного излучения интерпретируются с учетом возникновения анизотропии в импульсном распределении при фотовозбуждении электронов.

В данной работе впервые исследованы частотные и поляризационные зависимости в спектре фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках. Измерения выполнены, в частности, в области частот, максимально возможно близких к частоте возбуждающего света, т. е. в условиях минимальной энергетической релаксации фотовозбужденных электронов. При этом обнаружена линейная поляризация рекомбинационного излучения свободных носителей при возбуждении линейно-поляризованным светом, а также аномально большие значения степени циркулярной поляризации при циркулярном возбуждении. Объектами исследования служили монокристаллы $p\text{-GaAs}$ и эпитаксиальные слои твердых растворов $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ p -типа при температуре 90К. Люминесценция возбуждалась излучением He-Ne-лазера ($\hbar\omega_{ex} = 1,96 \text{ эВ}$). Измерения осуществлялись с помощью спектрометра ДФС-24 с двойным решеточным монохроматором и системы счета фотонов.

На рис. 1 приведен в полулгарифмическом масштабе спектр люминесценции образца $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ с $N_A = 10^{18} \text{ см}^{-3}$. С высокочастотной стороны пика отчетливо видны три участка: два экспоненциальных 1 и 3: $\exp(-\hbar\omega/T)$ с T близкой к температуре кристалла и между ними участок 2 с более слабой частотной зависимостью. В данном кристалле начальная энергия фотовозбужденных электронов ϵ_0 составляет около 0,15 эВ. Участок 1 обусловлен обычной рекомбинационной люминесценцией термализованных электронов. Плато 2 (выделено на рис. 1 из термализованной люминесценции штриховой линией) обусловлено рекомбинацией фотоэлектронов в ходе термализации [1, 2]. Особый интерес представляет область 3. Кроме релаксации неравновесных электронов на дно зоны проводимости имеет место их диффузия в энергетическом пространстве от источника. Это и приводит к тому, что функция распределения электронов при $\epsilon > \epsilon_0$ пропорциональна $\exp[(\epsilon - \epsilon_0)/T]$ [1], а в спектре люминесценции при $\hbar\omega > \hbar\omega_{ex}$ наблюдается экспоненциально спадающий участок.

На рис. 1 приведены также спектральные зависимости степени циркулярной поляризации люминесценции $\rho_{\text{ц}}(\hbar\omega)$ при возбуждении циркулярно-поляризованным светом, а также степени линейной поляризации при возбуждении линейно-поляризованным светом $\rho_{\text{л}}(\hbar\omega)$. Как известно, при возбуждении электронов циркулярно-поляризованным светом

из валентной зоны происходит оптическая ориентация спинов электронов, что проявляется, в частности, в циркулярной поляризации рекомбинационной люминесценции [3, 4]. Спектральная зависимость $\rho_{\text{Ц}}(\hbar\omega)$ в данном случае искажена вкладом термализованного излучения из участка 1. Штриховой линией на рис. 1 показан ход $\rho_{\text{Ц}}$ после вычитания этого вклада. Как видно из рисунка $\rho_{\text{Ц}}$ падает при удалении от $\hbar\omega_{ex}$ в обе стороны, т. е. степень ориентации электронов уменьшается как при релаксации на дно зоны, так и при диффузии в сторону энергий больших $\hbar\omega_{ex}$. Следовало ожидать, что во втором случае спад окажется более крутым, что действительно имеет место.

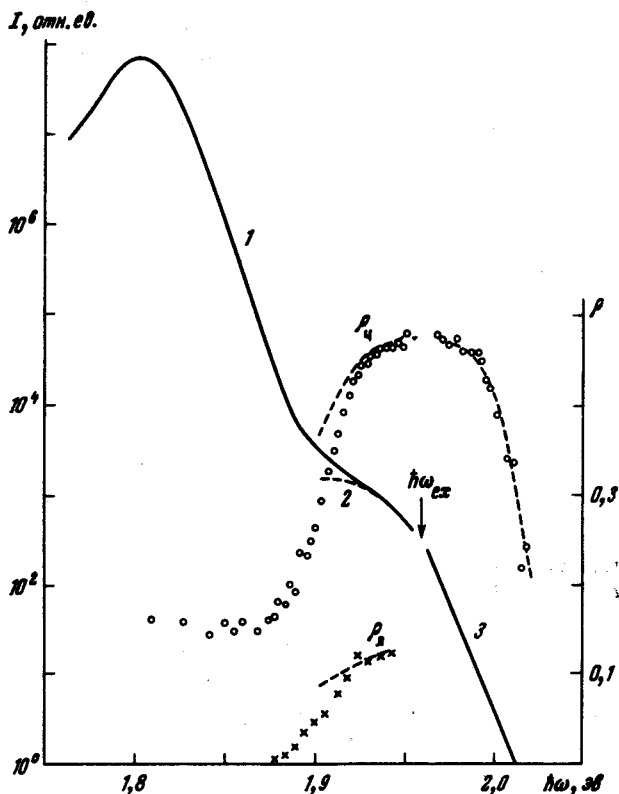


Рис. 1. Спектр рекомбинационного излучения $I(\hbar\omega)$ для образца $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ (сплошная кривая) и частотный ход $\rho_{\text{Ц}}$ — (o) и $\rho_{\text{Л}}$ — (x) (штриховые кривые — после вычитания вклада термализованного излучения)

В кристаллах A_3B_5 при возбуждении циркулярно-поляризованным светом электронов из валентной зоны Γ_8 в зону проводимости Γ_6 степень циркулярной поляризации рекомбинационного излучения обычно не превосходит 0,25 [3, 4]. В этой связи обращает на себя внимание, что в рассматриваемом случае степень циркулярной поляризации в момент рождения $\rho_{\text{Ц}}^0$ значительно больше и близка к 0,5. Появление *линейной* поляризации в спектре рекомбинационного излучения свободных носителей ($\rho_{\text{Л}}^0 \approx 0,15$) вообще явилось неожиданностью. Вероятное объяснение этих поляризационных "аномалий" предложено М.И. Дьяконовым и В.И. Перелем и основывается на следующем. Значение $\rho_{\text{Ц}}^0 = 0,25$ получается лишь в результате усреднения по всем направлениям квазиимпульсов в зоне Бриллюэна [3]. При возбуждении циркулярно-поляризованным светом, вследствие свойств симметрии волновых функций и свя-

зи между моментом и импульсом в валентной зоне создается преимущественное направление по импульсу рождающихся дырок (а тем самым и электронов в силу закона сохранения импульса при поглощении) с осью симметрии, совпадающей с направлением светового луча. Число фотодырок в исследованных образцах р-типа при 90К мало по сравнению с числом равновесных и вносимая анизотропия (пока она не отрелаксирует) важна, и именно она приводит к избыточно большой величине степени циркулярной поляризации.

При линейно-поляризованной накачке также возникает анизотропия в распределении по импульсам фотодырок, а следовательно и горячих электронов с осью симметрии параллельной электрическому вектору световой волны (тяжелые дырки поглощают лишь свет, поляризованный перпендикулярно направлению их импульса [5]). Правила отбора при излучательной рекомбинации и фотовозбуждении идентичны, поэтому анизотропия импульсного распределения электронов приведет к линейной поляризации и в излучении.

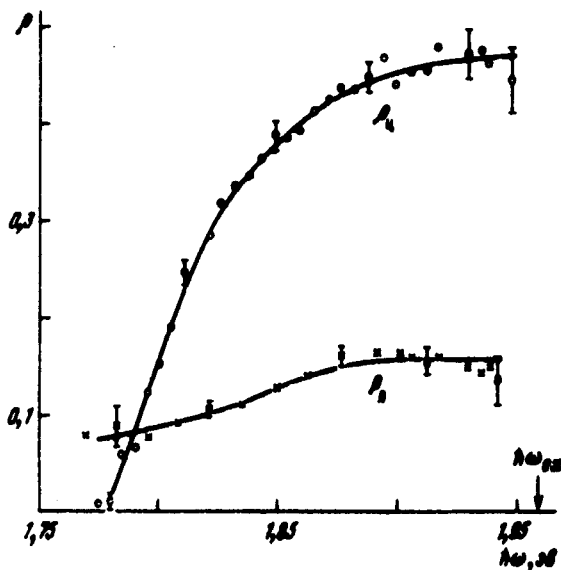


Рис. 2. Спектральная зависимость ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в образце р-GaAs ($N_A = 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$)

На рис. 2 приведены зависимости $\rho_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $\rho_{\perp}(\hbar\omega)$ для GaAs в более широком диапазоне частот, соответствующем релаксации горячих электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок. В этом случае ϵ_0 при возбуждении He-Ne-лазером составляет 0,38 – 0,42 эв. Размазка ϵ_0 обусловлена гофрировкой изоэнергетических поверхностей в валентной зоне. С этим же, вероятно, связан и ход начальных пологих участков кривых $\rho_{\parallel}(\hbar\omega)$ и $\rho_{\perp}(\hbar\omega)$. Как видно из рис. 2, ρ_{\parallel} быстро спадает до нуля в интервале менее 0,1 эв, в то время как ρ_{\perp} уменьшается лишь примерно вдвое. В свете сказанного выше частотная зависимость ρ_{\perp} обусловлена импульсной релаксацией, а спадание ρ_{\parallel} помимо того и спиновой.

При спиновой релаксации свободных носителей из-за переворотов спина в процессах рассеяния отношение времен импульсной τ_p и спиновой релаксации τ_s содержит произведение двух малых параметров $(\epsilon/E_g)^2$ и $(\Delta/E_g)^2$ меньшее в рассматриваемом случае чем 10^{-2} (E_g – ширина зо-

ны, Δ – величина спин-орбитального расщепления). Однако, из хода кривых $\rho_{\text{ц}}(\hbar\omega)$ и $\rho_{\text{д}}(\hbar\omega)$ непосредственно следует, что τ_s и τ_p сравнимы между собой. Этот результат обусловлен, по-видимому, действием прецессионного механизма спиновой релаксации, связанного со спиновым расщеплением зоны проводимости [6]. Если воспользоваться для этого механизма оценкой для GaAs из [7]: $\tau_s^{-1} = 10^{18} \epsilon^3 (\text{мэВ}) \cdot \tau_p$, то при $\tau_p = 10^{-13} \text{ сев}$ (рассеяние на оптических фононах или дырках) и $\epsilon = 400 \text{ мэВ}$ действительно имеем $\tau_s \approx \tau_p$.

Авторы признательны М.И.Дьяконову, Е.Л.Ивченко, В.И.Перелю, Г.Е.Пикусу, И.Н.Ясиевич за весьма полезные обсуждения на разных этапах выполнения данной работы.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
21 июня 1976 г.

Литература

- [1] В.Н.Абакумов, И.Н.Ясиевич. ФТП, 5, 46, 1971.
 - [2] В.И.Земский, Р.Катилюс, Д.Н.Мирлин. ФТТ, 16, 3736, 1974.
 - [3] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ЖЭТФ, 60, 1954, 1971.
 - [4] В.Р. Zakharchenya. Proc. 11 Intern. Conf. Phys. Semicond, Polish. Sci. Publ., Warszawa, 1972, p. 1312.
 - [5] Л.В.Келдыш, О.В.Константинов, В.И.Перель. ФТП, 3, 1042, 1969.
 - [6] М.И.Дьяконов, В.И.Перель. ФТТ, 13, 3581, 1971.
 - [7] A.N.Clark, R.D.Burnham, D.J.Chadi, R.M.White. Phys. Rev., B12, 5758, 1975.
-