

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ НАКАЧКЕ ЧЕРЕЗ L -ДОЛИНУ. СПЕКТР И ФОНОННЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ

Д. Н. Мирлин, И. Я. Карлик, Л. П. Никитин,
И. И. Решина, В. Ф. Сапегга

Впервые обнаружено рекомбинационное излучение горячих электронов, попадающих в Γ -долину из L -долины. В спектре горячей фотолюминесценции проявляются фононные осцилляции, положение которых связано с энергией L -минимума и не зависит от длины волны возбуждения: ¹

При забросе электронов светом высоко в зону проводимости нами наблюдалась горячая фотолюминесценция (ФЛ) с высокочастотным порогом в спектре при энергиях около 1,82 эВ. Спектр ФЛ оказался не зависящим от энергии квантов возбуждающего света (ϵ_{ex}), см. рис. 1. Идентичные спектры были получены нами с линиями возбуждения 5145 Å (2,41 эВ), 4880 Å (2,54 эВ) и 4416 Å (2,81 эВ). Оценки энергии фотовозбужденных электронов в момент рождения (ϵ_0) приводят для указанных значений ϵ_{ex} к величинам 0,75, 0,85 и 1,07 эВ соответственно ¹⁾. В спектре наблюдаются осцилляции с периодом ~ 37 мэВ. Интенсивность ФЛ с точностью порядка 10% не зависит от длины волны возбуждающей линии и определяется лишь ее интенсивностью.

Эти результаты могут быть интерпретированы следующим образом. В результате ряда последовательных междолинных переходов фотовозбужденные электроны скатываются на дно нижней боковой (L) долины, а оттуда с испусканием "междолинного" фонона $\hbar\omega_{ph}$ попадают в Γ -долину (см. рис. 1, *d*). L -долина становится, таким образом, вторичным источником моноэнергетических электронов. Наблюдавшийся спектр ФЛ $- I(\hbar\omega)$, формируется в условиях эксперимента (гелиевые температуры) за счет переходов электронов из Γ -долины зоны проводимости на акцепторные уровни. Осцилляции в спектре обусловлены, очевидно, последовательным испусканием LO ($q \approx 0$) фононов в ходе энергетической релаксации электронов в Γ -долине. Первый высокочастотный максимум в спектре при энергии электронов $\epsilon_e \approx 285$ мэВ с учетом сделанных выше предположений обусловлен междолинным $L \rightarrow \Gamma$ переходом с испусканием $LO(\hbar\omega_{ph} = 29$ мэВ) или $LA(\hbar\omega_{ph} = 26$ мэВ) фононов с $q = \pi/a$ (111) ²⁾. Именно такого типа переходы разрешены правилами отбора в кристаллах GaAs [2]. Ввиду близости энергий LO и LA фононов соответствующие пики в спектре не разрешаются. Однако на высокочастотном склоне спектра видно плечо при $\epsilon_e \approx 300$ мэВ, которое отчетливо проявляется в дифференциальном спектре (кривая 3 на рис. 1).

¹⁾ Приведены усредненные с учетом гофрировки значения ϵ_0 для электронов, возбужденных из зоны тяжелых дырок в Γ -долину зоны проводимости.

²⁾ Энергии фононов в L -точке приведены по данным нейтронной спектроскопии [1].

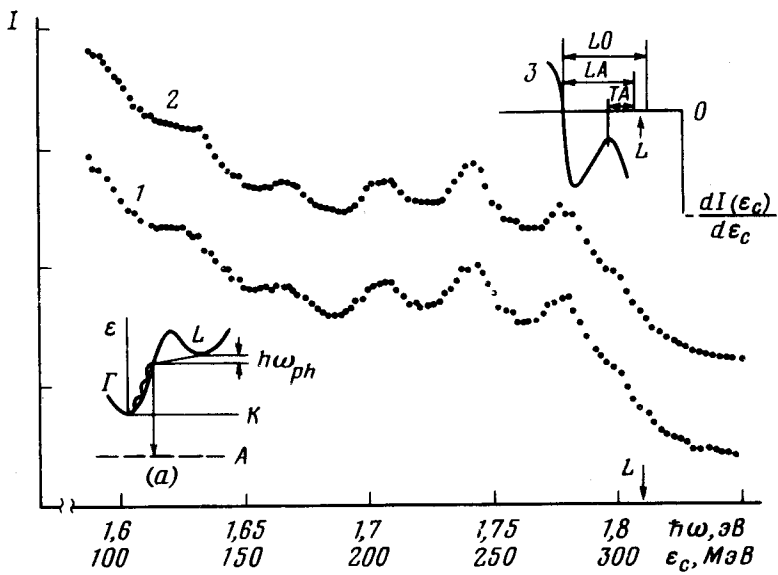


Рис. 1. Спектр фотолюминесценции 1 образца p-GaAs (Zn), $N_A - N_D = -0,9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, $T = 1,6 \text{ К}$. Спектр приведен в зависимости от энергии рекомбинирующих электронов ϵ_c и в зависимости от энергии излучаемых фотонов $\hbar\omega$: 1 - $\epsilon_{ex} = 2,54 \text{ эВ}$, 2 - $\epsilon_{ex} = 2,41 \text{ эВ}$, 3 - $dI(\epsilon_c)/d\epsilon_c$, внизу слева (a) - схема переходов $L \rightarrow \Gamma \rightarrow A$ (акцептор)

Эту особенность мы приписываем переходу $L \rightarrow \Gamma$, происходящему с испусканием TA фонона ($\hbar\omega_{ph} = 8 \text{ мэВ}$). Такой переход может быть частично разрешен в силу того, что волновой вектор электронов k в Γ -долине после междолинного перехода не мал ($k \approx 10^7 \text{ см}^{-1}$). Определенное из положения пиков на кривой 3 (рис. 1) положение дна L -долины относительно дна Γ -долины составляет $304 + 307 \text{ мэВ}$. Этот результат хорошо согласуется с результатами, полученными другими методами ($330 \pm 40 \text{ мэВ}$ [3], 310 мэВ [4], $297 \pm 10 \text{ мэВ}$ [7]). Высокочастотный "хвост" в спектре, возможно, связан с некоторой немонотонностью переходящих из L -долины электронов, обусловленной накоплением вблизи дна L -долины электронов с энергией меньшей энергии оптического фонона.

Описанный эффект дает способ прямого измерения энергетического зазора между дном зоны проводимости и дном нижней боковой долины в случае прямозонного полупроводника. Так, на рис. 2 приведен участок спектра горячей ФЛ кристалла твердого раствора $\text{Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$. Осцилляции горячей ФЛ в данном случае наложены на "хвост" краевой ФЛ. По положению высокочастотного максимума в дифференциальном спектре определено положение дна боковой долины как $210 \pm 10 \text{ мэВ}$ над дном зоны проводимости.

Из спектра ФЛ, вообще говоря, может быть восстановлена функция распределения горячих электронов $f(\epsilon_c)$. Поскольку зависимость вероятности перехода зона проводимости - акцептор $W_{СК,А}$ от ϵ_c известна недостаточно достоверно, мы воспользовались при вычислениях водо-

родоподобным приближением, положив $W_{CK,A} \sim 1/(1+x)^4$, где $x = m_c \epsilon_c / m_A \epsilon_A$, m_c и ϵ_c — масса и энергия электронов в Γ -долине, ϵ_A — энергия ионизации акцепторов, m_A — масса дырок [5]. Результаты восстановления из спектра ФЛ функции $n(\epsilon_c) = f(\epsilon_c) g(\epsilon_c)$ (где $g(\epsilon_c)$ — плотность состояний) для одного из образцов приведены на рис. 3. При расчетах для GaAs (Zn) было положено $m_c = 0,07 m_0$, $\epsilon_A = 25$ мэВ, $m_A = 0,6 m_0$. При сделанных выше допущениях о виде $W_{CK,A}$ и использованном значении m_A среднее значение $\bar{n}(\epsilon_c)$ на рис. 3 практически не зависит от ϵ_c . Это довольно правдоподобно, так как в данном образце, очевидно, доминирует рассеяние на оптических фононах и $\bar{n}(\epsilon_c) = G \tau_{p_0}(\epsilon_c)$ [6], где G — интенсивность накачки, $\tau_{p_0}(\epsilon_c)$ — время испускания оптического фонона, практически не зависящее от энергии в исследованном интервале.

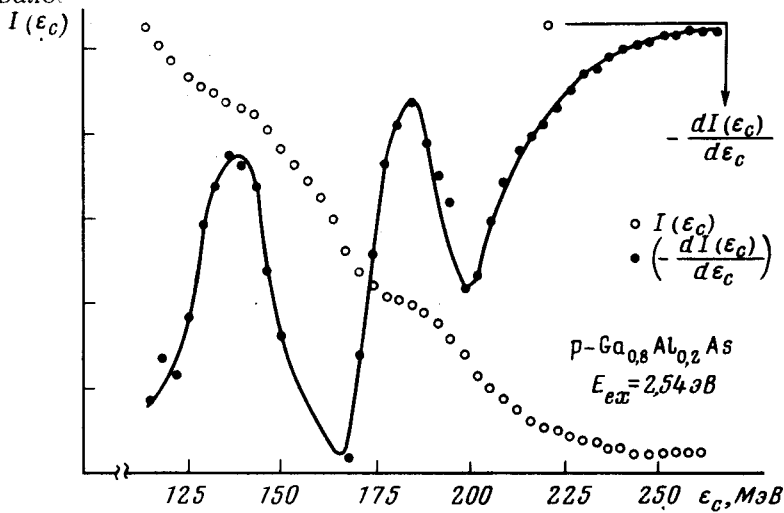


Рис. 2. Спектр фотолуминесценции образца $p\text{-Ga}_{0,8}\text{Al}_{0,2}\text{As}$ и его производная

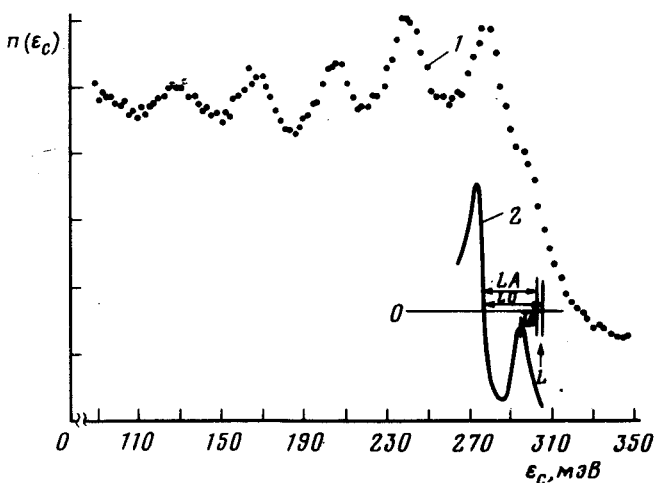


Рис. 3. Функция распределения электронов в Γ -долине для того же образца, что и на рис. 1 (кривая 1) и ее производная (кривая 2), $\epsilon_{ex} = 2,54$ эВ

При возбуждении электронов с меньшей начальной энергией ($\epsilon_0 < 0,4 \text{ эВ}$) наблюдались фоновые осцилляции в спектре горячей ФЛ, "привязанные" к линии возбуждения. Их обсуждение, однако, выходит за рамки данной статьи. Отметим здесь лишь, что фоновые осцилляции в спектре комбинационного излучения свободных горячих электронов наблюдались в данной работе впервые.

Авторы признательны Б.П.Захарчене и В.И. Перелю за интерес к работе и полезные дискуссии.

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

Поступила в редакцию
13 мая 1980 г.

Литература

- [1] J.L.Waugh, G.Dolling. *Phys. Rev.*, 132, 2410, 1965.
- [2] J.L.Birman, M.Lax, R.Loudon. *Phys. Rev.*, 145, 620, 1966.
- [3] D.E.Aspnes, M.Cardona. *Phys. Rev.*, B17, 741, 1978.
- [4] R.D.Dupuis, P.D.Dapkus, R.M.Kolbas, N.Holonyak, Jr. *Solid State Comm.*, 27, 531, 1978.
- [5] H.Barry Bebb, E.W.Williams. In *Semiconductors and Semimetals*, vol.8 Academic Press, N.Y.— London 1972, p. 261.
- [6] И. Б. Левинсон, Б. Н. Левинский. *ЖЭТФ*, 71, 300, 1976.
- [7] В. П. Альперович, А. Ф. Кравченко, Н. А. Паханов, А. С. Терехов. *Письма в ЖЭТФ*, 28, 551, 1978.