

## АНОМАЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ МОЩНЫХ ПИКΟΣЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

*Н.Н.Агеева, И.Л.Бронева, Е.Г.Дядюшкин, Б.С.Явич*<sup>1)</sup>

Экспериментально обнаружено аномальное излучение арсенида галлия при межзонном поглощении мощных пикосекундных импульсов света. Максимум излучения лежит при энергии кванта  $< E_g^0$ . Излучение имеет пороговый характер и коррелирует с зависимостью интенсивности возбуждающего излучения от времени в пикосекундном диапазоне.

В экспериментах<sup>1, 2</sup> было обнаружено, что при облучении прямозонного полупроводника мощным пикосекундным импульсом света с энергией кванта  $\hbar\omega_e$ , несколько превышающей ширину запрещенной зоны  $E_g^0$  невозбужденного образца, происходит приблизительно

---

<sup>1)</sup> Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР.

но обратимое изменение спектра прозрачности полупроводника в течение импульса. Этот эффект усиливается с ростом энергии импульса  $W_e$ . Однако после импульса спектральное распределение прозрачности  $T_1(\lambda)$  образца не зависит от  $W_e$ . В теории<sup>3</sup> результаты опытов<sup>1</sup> объяснялись в предположении, что доминирующей причиной обратимого просветления образца является генерация носителей на фронте и индуцированная светом рекомбинация на спаде импульса. При этом после импульса температура носителей равна температуре решетки, и должно выполняться условие насыщения

$$\mu_e - \mu_h = \hbar\omega_e,$$

где  $\mu_e$  и  $\mu_h$  — квазиуровни Ферми электронов и дырок. Второй причиной быстрого спада концентрации фотовозбужденных носителей  $N$  до остающегося после импульса значения  $N_1 = N(T_1)$  могла бы быть и разновидность кооперативного спонтанного излучения (например, в<sup>3</sup> называлось рекомбинационное сверхизлучение), что возможно, пока  $\mu_e - \mu_h \geq E_g$ , где  $E_g$  — ширина запрещенной зоны. Если кооперативное излучение является основной причиной быстрого спада  $N$ , то после импульса должно выполняться условие

$$\mu_e - \mu_h \approx E_g.$$

В условиях эксперимента<sup>1</sup> близость  $\hbar\omega_e$  к  $E_g$  не позволяла сделать заключение об участии кооперативного излучения в механизме быстрого спада  $N$ . В дальнейших опытах приблизительно обратимое изменение прозрачности наблюдалось нами и при  $\hbar\omega_e$ , существенно превышающих  $E_g$ . Однако по окончании возбуждения просветление образца не зависело от  $\hbar\omega_e$ , откуда следовало, что в этих условиях быстрый спад  $N$  не описывается только рекомбинацией, индуцированной возбуждающим светом<sup>3</sup>, но, по-видимому, возникает и кооперативное излучение. В излагаемом ниже эксперименте было действительно обнаружено излучение, возникающее в подобных условиях. Однако окончательное заключение о его природе делать пока преждевременно, в частности, из-за отсутствия теории кооперативного излучения из полупроводника, применимой при данных условиях.

Исследуемые образцы представляли собой описанные в<sup>1</sup> гетероструктуры  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As} - \text{GaAs} - \text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$  с толщиной слоев соответственно 1,1 — 2,1 — 0,6 мкм, при этом слои  $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$  прозрачны для света с  $\hbar\omega < 2,2$  эВ.

В зависимости от задачи эксперимента использовались один или два импульса света — от двух одновременно накачиваемых пикосекундных параметрических генераторов. Свет фокусировался на образец под углом  $\sim 10^\circ$  к его нормали, а в случае двух импульсов угол между лучами составлял  $\sim 3^\circ$  при одинаковой поляризации. Максимальная энергия одного импульса  $W_e^M \sim 100$  мкДж при длительности  $T_p \sim 20$  пс и диаметре фокусного пятна  $\sim 0,6$  мм. Величина  $W_e$  регулировалась толщиной нейтрального поглотителя с калиброванным коэффициентом ослабления. В канале распространения второго луча имелась регулируемая оптическая задержка  $\tau_d$ . Значение  $\tau_d = 0$  соответствовало положению максимума кросс-корреляционной функции  $G(\tau_d)$  обоих возбуждающих импульсов. Часть возникающего в образце при его возбуждении излучения из телесного угла  $\sim 5^\circ$  фокусировалась на щель монохроматора, а возбуждающие лучи проходили вне апертуры фокусирующей системы. Энергию излучения образца  $W_s$  измеряли по интегральному сигналу ФЭУ на выходной щели монохроматора в зависимости от регистрируемой длины волны  $\lambda_s$ , энергии  $W_e$  и задержки  $\tau_d$ .

На рис. 1 представлены спектры обнаруженного излучения из образца при возбуждении импульсами света с  $\hbar\omega_e \approx 1,49$  эВ ( $\hbar\omega_e > E_g^0 = 1,423$  эВ) для двух энергий возбуждения. Видно, что спектр излучения расположен при энергиях  $\hbar\omega_s < E_g^0$  и имеет максимум, который растет и смещается в длинноволновую область при увеличении  $W_e$ .

Измерение зависимости  $W_s = f(W_e)$  в различных точках спектра обнаружило ее нелинейный пороговый характер (см. рис. 2): заметное излучение появляется при некотором значе-

нии  $W_e > 0$  и обнаруживает тенденцию к насыщению. Последнее может быть обусловлено просветлением образца при возбуждении.

В следующем опыте образец облучался двумя импульсами с приблизительно одинаковой  $W_e$  и немного отличающимися  $\hbar\omega_e$ . Между этими импульсами варьировали задержку  $\tau_d$ , что позволяло менять распределение интенсивности возбуждающего излучения во времени при неизменной полной энергии. В этих опытах обнаружена корреляционная зависимость между энергией излучения из образца  $W_s$  при  $\lambda_s = \text{const}$  и задержкой  $\tau_d$  (рис. 3). Зависимость имеет минимум при  $\tau_d \approx 0$ , как это следует из сопоставления с представленной там же функцией  $G(\tau_d)$ , и два приблизительно симметричных боковых максимума.

Излучение из образца, по-видимому, происходит уже в течение импульса возбуждения, когда наблюдается и обратимое просветление (таким образом излучение возникает за время много меньшее, чем, например, время рекомбинации  $\tau_R \sim 500$  пс для слабовозбужденного образца). На это указывают два обстоятельства.

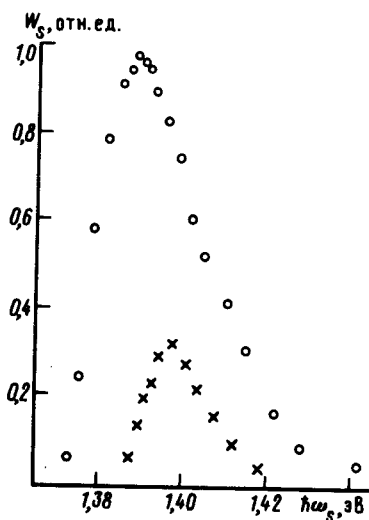


Рис. 1

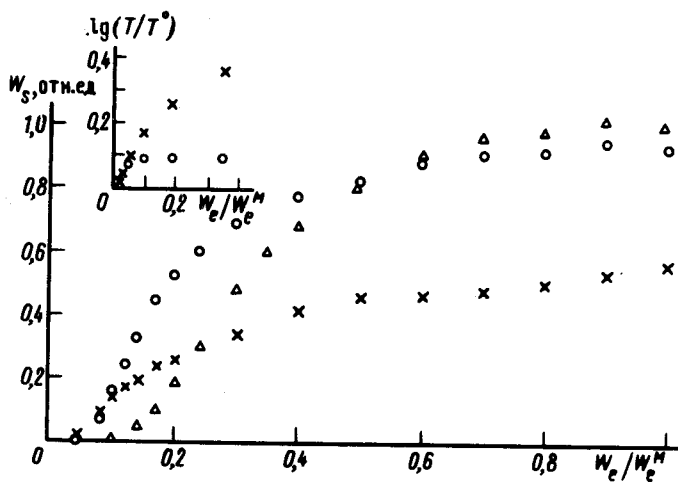


Рис. 2

Рис. 1. Спектр излучения из образца, возбуждаемого светом с  $\hbar\omega_e = 1,487$  эВ, —  $\times$ ;  $\circ$  — то же самое, но при энергии возбуждающего импульса, увеличенной в 10 раз

Рис. 2. Зависимость энергии излучения из образца от энергии возбуждающего импульса при  $\hbar\omega_e = 1,487$  эВ и  $\hbar\omega_s = 1,406$  эВ —  $\times$ , 1,395 эВ —  $\circ$ , 1,385 эВ —  $\Delta$ . Вставка к рисунку: изменение прозрачности GaAs для зондирующего излучения с  $\hbar\omega = 1,566$  эВ при возбуждении импульсом с  $\hbar\omega_e = 1,490$  эВ, измеренное с задержкой 60 пс —  $\circ$ , 5 пс —  $\times$ ;  $T$  и  $T^0$  — прозрачность образца соответственно при наличии и отсутствии возбуждения

Во-первых, в области значительных  $W_e$  излучение из образца с ростом  $W_e$  продолжает расти, и его спектр расширяется в том числе и в длинноволновую область (см. рис. 1, 2) — тогда как состояние носителей после импульса, оцениваемое по спектру прозрачности, следовательно, и спектр их излучения уже перестают зависеть от  $W_e$  (см. вставку на рис. 2). Расширение спектра в длинноволновую область при увеличении  $W_e$ , по-видимому, обусловлено уменьшением  $E_g$  во время возбуждения образца из-за кулоновского взаимодействия носителей<sup>3</sup> и динамического эффекта Штарка<sup>4, 5</sup>.

Во-вторых, при этом предположении удастся согласовать между собой вид зависимостей  $W_s(\tau_d)$  и  $W_s(W_e)$ .

Наличие максимумов на кривых  $W_s(\tau_d)$  может быть обусловлено пороговым характером и суперлинейным изменением на начальном участке зависимости  $W_s(W_e)$ . То, что изме-

нение  $W_s$  с  $\tau_d$  начинает наблюдаться при  $|\tau_d| > T_p$ , можно связать с затягиванием энергетической релаксации носителей, отмеченном в <sup>3</sup> для подобных условий эксперимента. Отметим, что подобного типа корреляционная зависимость для излучения полупроводника, насколько нам известно, ранее не наблюдалась.

Пороговый характер зависимости  $W_s = f(W_e)$  при  $\lambda_s = \text{const}$  связан, по-видимому, с созданием инверсии на этом переходе.

Описанные выше отличительные свойства обнаруженного излучения представляют несомненный интерес. Однако для полного понимания природы излучения требуется дальнейшее изучение этого явления. Аналогичное излучение, возможно, обуславливает наблюдающуюся в многослойных квантовых структурах пикосекундную эволюцию спектра усиления <sup>6</sup> и появление дополнительного пика излучения в <sup>7</sup>. Описанные опыты приводят к заключению о необходимости учета обнаруженного излучения при анализе явлений насыщения оптического поглощения полупроводников.

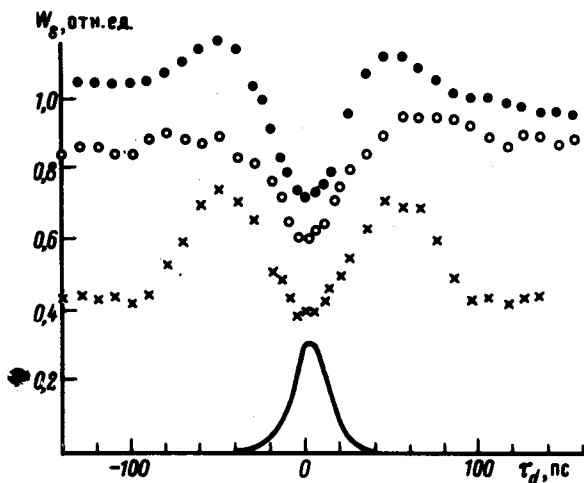


Рис. 3. Зависимость энергии излучения с  $\hbar\omega_s = 1,395$  эВ из образца, возбуждаемого двумя импульсами с  $\hbar\omega_e = 1,494$  и  $1,483$  эВ, от задержки между возбуждающими импульсами:  $\times$  —  $W_{s1} = 0,21$ ,  $\circ$  —  $W_{s1} = 0,54$ ;  $\bullet$  — то же самое, но при  $\hbar\omega_s = 1,385$  эВ и  $W_{s1} = 0,62$  ( $W_{s1}$  — энергия излучения из образца от каждого импульса возбуждения по отдельности). Сплошная линия — функция  $G(\tau_d)$

Авторы приносят глубокую благодарность Ю.В.Гуляеву за внимание и поддержку работы, Г.Д.Богомолу, Г.Н.Шкердину за полезные дискуссии и особенно Ю.Д.Калафати, С.Е.Кумекову и В.И.Перелю, совместно с которыми было сформулировано вышеизложенное обобщение результатов.

#### Литература

1. Броневова И.Л., Гадонас Р.А., Красаускас В.В. и др. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 322.
2. Islam M.N., Ippen E.P., Burkhardt E.G., Bridges T.J. J. Appl. Phys., 1986, 59, 2619.
3. Броневова И.Л., Кумеков С.Е., Перель В.И. Письма в ЖЭТФ, 1986, 43, 368.
4. Калафати Ю.Д. I Всесоюзная конференция по оптической обработке информации. Тез. докл. Ленинград, 1988, ч. 2, с. 108.
5. Schmitt-Rink S., Chemla D.S., Haug H. Phys. Rev. B, 1988, 37, 941.
6. Shank C.V., Fork R.L., Yen R., Shan J. Sol. St. Comm., 1983, 47, 981.
7. Shank C.V., Fork R.L., Greene B.I. et al. Surface Science, 1982, 113, 108.