

ВЛИЯНИЕ ТЕРМОЛИЗАЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА СПЕКТРЫ ФОТООТВЕТА СТРУКТУР АРСЕНИД ГАЛЛИЯ – МЕТАЛЛ ПРИ 1,6К

*В. Л. Альперович, А. Ф. Кравченко, Н. А. Лаханов,
А. С. Терехов*

В спектрах фотоответа структур GaAs – металл обнаружены осцилляции, связанные с термализацией горячих фотовозбужденных электронов с испусканием оптических фононов. Выявлен новый канал термализации электронов, обусловленный их рассеянием в боковой минимум зоны проводимости.

В работах [1, 2] было обнаружено и исследовано влияние экситонных эффектов на низкотемпературные спектры фотоответа поверхностно-барьерных структур на основе GaAs. В данной работе сообщается об обнаружении осциллирующего спектра фотоответа таких структур в полосе фундаментального поглощения.

Для измерений использовались структуры, приготовленные вакуумным напылением алюминия на поверхность высокочистого эпитаксиального *n*-GaAs. Концентрация свободных электронов и их подвижность, измеренные при 77К, составляли $n \lesssim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $\mu \gtrsim 100000 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{сек}$, соответственно. Образцы помещались в криостат с жидким гелием. Откачкой паров температура понижалась до 1,6К. Источником света являлся монохроматор с линейной дисперсией 4,5 Å/мм. Фотоответ измерялся селективным нановольтметром в режиме фотоэдс (ФЭ).

Измеренный спектр ФЭ показан на рис. 1. Участок спектра в окрестности экситонного пика показан более подробно на рис. 2. На этом рисунке отчетливо видна тонкая структура, обусловленная возбуждением экситонно-примесного комплекса X_1 , основного $n = 1$ и возбужденного $n = 2$ состояний экситона. Из рис. 1 видно, что при энергиях фотона $\hbar\omega$, больших ширины запрещенной зоны E_g , величина ФЭ осциллирует как функция $\hbar\omega$ с периодом 42,5 мэВ. Наряду с монотонным затуханием, можно заметить "биения" амплитуд осцилляций, а также их резкое затухание при энергии фотона $\hbar\omega \approx 1,907$ эВ.

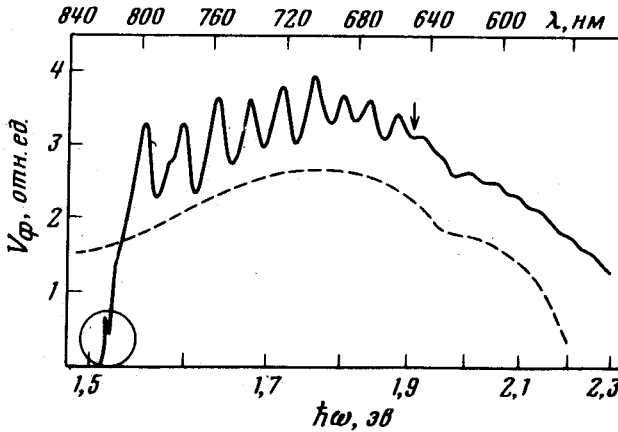


Рис. 1. Спектр фотоэда при 1,6 К (сплошная линия). Стрелкой показано начало термализации электронов через боковой минимум. Часть спектра, выделенная кружком, показана более подробно на рис. 2. Штриховая линия — спектр излучения, выходящего из монохроматора

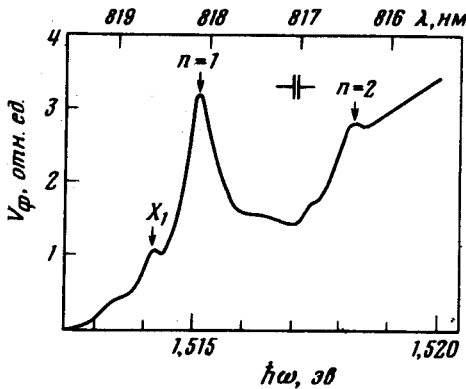


Рис. 2. Спектр фотоэда при 1,6 К вблизи края собственного поглощения

Осцилляции, подобные показанным на рис. 1, наблюдались ранее в спектрах фотопроводимости (ФП) [3, 4], фотомагнитного эффекта [5] и в спектрах возбуждения фотолюминесценции [4]. По периоду осцилляций, во всех случаях приблизительно равному 42 мэВ, было установлено, что их появление связано со ступенчатым процессом термализации электронов с испусканием продольных оптических фононов и зависимостью времени жизни электронов τ_e от их энергии [3, 4]. Экстремумы в спектрах наблюдаются при энергиях фотона

$$\hbar\omega = E_g + K\hbar\Omega_{LO} \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right),$$

где $\hbar\Omega_{LO} = 36,7$ мэВ — энергия продольных оптических фононов, m_e^*/m_h^* — отношение эффективных масс электронов и дырок, K — целое число. "Биения" в осциллирующих спектрах ранее наблюдались и удовлетворительно объясняются интерференцией вкладов зон тяжелых и легких дырок [3].

Несмотря на общую причину (это следует из периода осцилляций $\Phi\Xi$) и внешнее сходство, имеется принципиальное отличие осцилляций в спектре $\Phi\Xi$ от наблюдавшихся ранее [3 — 5]. Известно [6], что величина $\Phi\Xi$ зависит от толщины области собирания неосновных носителей $l = w + L_p$, где w — толщина области пространственного заряда, $L_p = \sqrt{D\tau_p}$ — диффузионная длина дырок. Следовательно, осцилляции $\Phi\Xi$ обусловлены осцилляциями времени жизни дырок τ_p , а не электронов, как в других эффектах. Таким образом, оказывается, что средняя энергия электронов определяет не только их собственное время жизни, проявляющееся в осцилляциях $\Phi\Pi$, но и время жизни дырок. Сопоставляя осцилляции $\Phi\Pi$ и $\Phi\Xi$, можно убедиться в близости всех их основных особенностей и, следовательно, в "сифазности" осцилляций τ_e и τ_p . Объяснение этого факта состоит, по-видимому, в том, что в чистом GaAs при гелиевых температурах электроны и дырки покидают свои зоны преимущественно парами, связываясь в экситоны. Следует отметить, что сам факт наблюдения осцилляций в спектрах $\Phi\Xi$, также как и тонкой экситонной структуры (рис. 2), обусловлен малой величиной области собирания l по сравнению с глубиной поглощения света [2].

Важной особенностью спектра, наблюдавшейся во всех исследованных структурах, является резкое затухание амплитуды осцилляций $\Phi\Xi$, начиная с энергии фотона $\hbar\omega_{\text{пор}} \approx 1,907$ эВ. Это указывает, по нашему мнению, на включение нового канала термализации электронов. Таким каналом является, по-видимому, заброс электронов из центральной долины в боковой минимум зоны проводимости. Известно [7], что начиная с определенных энергий электрона, вероятность такого заброса в GaAs выше вероятности испускания LO-фонона в центральной долине. Электроны, вернувшиеся в центральную долину за счет обратных переходов, приобретают энергетическую "размазку" из-за дисперсии оптических фононов, из-за участия в междолинном рассеянии коротковолновых акустических фононов, а также возможной термализации в боковом минимуме. Эта энергетическая "размазка" приводит к затуханию осцилляций. Из порога затухания

$$\hbar\omega_{\text{пор}} = E_g + \left(\Delta + \hbar\Omega_{iv} \right) \left(1 + \frac{m_e^*}{m_h^*} \right)$$

($\hbar\Omega_{iv}$ — энергия фононов, участвующих в междолинном рассеянии) можно определить энергетический зазор Δ между дном зоны проводимости и нижайшим боковым минимумом. Полагая, что основной вклад в междолинные переходы дают LO-фононы (т. е. полагая $\hbar\Omega_{iv} = \hbar\Omega_{LO} = 36,7$ мэВ), получим $\Delta = 297 \pm 10$ мэВ. Это значение существенно отличается от величины $\Delta = 360$ мэВ [8], в течение долгого времени считавшейся надежно установленной для GaAs [9]. В то же время, определенное нами значение Δ находится в прекрасном согласии с $\Delta =$

= 296 мэВ, полученным в недавней работе Аспнеса [10] и ряде последующих работ [11], в которых пересмотрены прежние представления о местоположении нижайшего бокового минимума в GaAs. Таким образом, получено новое экспериментальное подтверждение структуры зоны проводимости арсенида галлия, предложенной в [10].

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
15 сентября 1978 г.

Литература

- [1] А.Ф.Кравченко, Н.А.Паханов, А.С.Терехов. ФТП, 11, 796, 1977.
 - [2] А.Ф.Кравченко, Н.А.Паханов, А.С.Терехов. Изв. АН СССР, сер. физ., 42, 1191, 1978.
 - [3] R.W.Shaw. Phys. Rev., B, 3, 3283, 1971.
 - [4] C.Weisbuch. Sol. St. Electron., 21, 179, 1978.
 - [5] В.Ю.Ибрагимов, Н.М.Колчанова. ФТП, 12, 453, 1978.
 - [6] А.А.Гуткин, М.В.Дмитриев, Д.Н.Наследов. ФТП, 4, 282, 1970.
 - [7] W.Fawcett., A.D.Boardman. S.Swain. J. Phys. Chem. Sol., 31, 1963, 1970.
 - [8] H.Ehrenreich. Phys. Rev., 120, 1951, 1960.
 - [9] Арсенид галлия. Получение, свойства и применение. Под ред. Ф.П.Кесаманлы, Д.Н.Наследова. М., изд. Наука, 1973, стр. 214.
 - [10] D.E.Aspnes. Phys. Rev., B, 14, 5331, 1976.
 - [11] R.Trommer, M.Cardona. Sol. St. Comm., 21, 153, 1977; A.R.Adams, P.G.Vinson, C. Pickering, G.D.Pitt., W.Fawcett. Electron. Lett., 13, 46, 1977; M.A.Littlejohn, J.R.Homser, F.H.Glisson. J.Appl. Phys., 48, 4587, 1977.
-