

ОБРАТИМОЕ ПИКОСЕКУНДНОЕ ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЗРАЧНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ ПРИ МЕЖЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ МОЩНЫХ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА

*И.Л.Броневой, Р.А.Гадонас, В.В.Красаускас,
Т.М.Лифшиц, А.С.Пискаркас, М.А.Синицын¹⁾, Б.С.Явич¹⁾*

Экспериментально обнаружено, что во время облучения мощным пикосекундным импульсом света в спектре прозрачности арсенида галлия возникает добавочный вклад в пропускание. Результаты измерений качественно соответствуют теории¹, основывающейся на представлении о квазичастицах Галицкого – Гореславского – Елесина².

Экспериментально неоднократно было показано, что при облучении прямозонного полупроводника мощными импульсами света пикосекундной длительности τ с энергией фотонов, несколько превышающей ширину запрещенной зоны E_g , прозрачность тонких образцов для света той же частоты возрастает с ростом энергии импульсов, достигая насыщения, которое сохраняется в течение приблизительно времени рекомбинации τ_R ³⁻⁵. В теории¹, использовавшей представление о квазичастицах Галицкого и др.², при рассмотрении этого явления было предсказано не подтвержденное до сих пор экспериментами дополнительное поглощение света, имеющее обратимый характер. Согласно¹, межзонное поглощение происходит необратимо по отношению к интенсивности падающего света I до момента, когда с учетом частоты энергетической релаксации фотовозбуждаемых носителей ν_r заселенности верхнего и нижнего оптических состояний, связанных резонансным оптическим переходом, сравниваются. Далее, поглощение обуславливается обратимым изменением с I спектра квазичастичных состояний, сформированных из волновых функций одночастичных состояний валентной зоны и зоны проводимости, связываемых оптическими переходами. Для применимости теории¹ требуется, чтобы $\tau < \tau_R$, а характерное время изменения поля было больше ν_r^{-1} . Развитое в¹ представление о поглощении света обратимого характера стимулировало проведение описываемого эксперимента.

В предлагаемой работе при комнатной температуре исследовалось изменение спектра прозрачности эпитаксиальных слоев GaAs в процессе и непосредственно после пропускания че-

¹⁾ Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе АН СССР

рез них мощных импульсов света. Образцы представляли собой 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, выращенные МОС-гидридной эпитаксией на (100) – подложке из n^+ -GaAs. Концентрация доноров в слое GaAs $\sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при степени компенсации $\sim 60\%$. На площади $4 \times 4 \text{ мм}^2$ подложку стравливали. Слои $\text{Al}_{0,5}\text{Ga}_{0,5}\text{As}$, предназначенные для стабилизации поверхностной рекомбинации и механической прочности, прозрачны для света с $\hbar\omega < 2,2 \text{ эВ}$.

Исследования проводились на лазерном дифференциальном пикосекундном спектрофотометре⁷. Два импульса света, возбуждающий и зондирующий, фокусировались на образец почти нормально к его поверхности – угол между лучами $\sim 7^\circ$ при одинаковой их поляризации. Мощный возбуждающий импульс с энергией фотонов $\hbar\omega = 1,437 \text{ эВ}$ ($\lambda = 863 \text{ нм}$), что на 11 мэВ превышает величину E_g , определенную по спектру фотолюминесценции, имел максимальную энергию, проходящую через область зондирования, $E_e^M \approx 100 \text{ мкДж}$ при длительности импульса на полувысоте $\sim 30 \text{ пс}$. Зондирующий импульс, перестраиваемый по длине волны λ_p , при приблизительно той же длительности имел на два – три порядка меньшую энергию. Диаметр зондирующего луча $\sim 0,8 \text{ мм}$. Энергия E_e возбуждающего импульса регулировалась толщиной нейтрального поглотителя с калиброванным коэффициентом ослабления. В канале зондирующего луча имелась регулируемая оптическая задержка τ_d . Принималось, что $\tau_d = 0$ (погрешность в несколько пс из-за переустойровок) соответствует положению максимума кросс-корреляционной функции $G(\tau_d)$ возбуждающего и зондирующего импульсов.

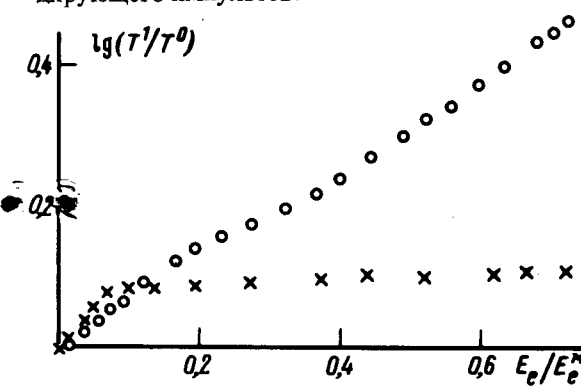


Рис. 1

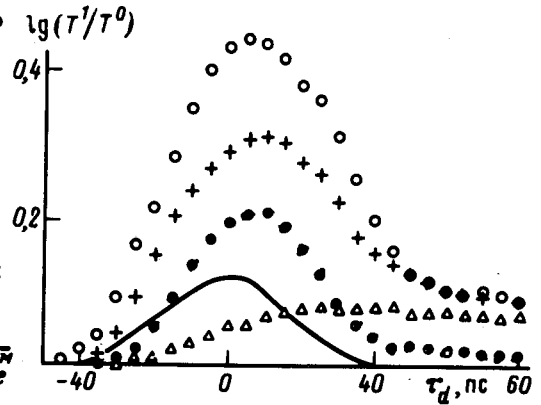


Рис. 3

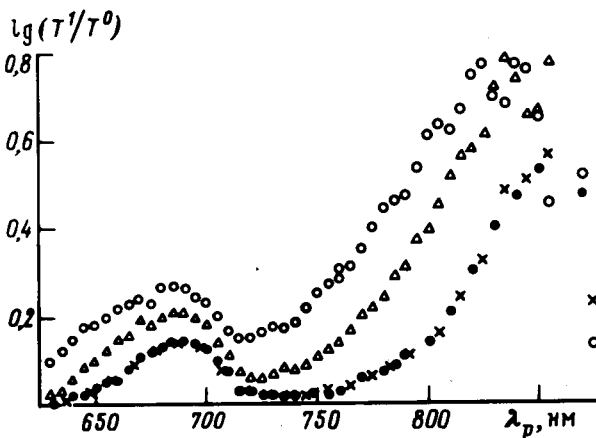


Рис. 2

Рис. 1. Изменение прозрачности GaAs с энергией возбуждающего импульса при $\lambda_p = 794 \text{ нм}$: $\tau_d = 5 \text{ пс}$ – \circ , $\tau_d = 60 \text{ пс}$ – \times

Рис. 2. Спектр изменения прозрачности при $E_e = 0,85 E_e^M$: $\tau_d = 5 \text{ пс}$ – \circ , $\tau_d = 65 \text{ пс}$ – \bullet и при $E_e = 0,53 E_e^M$: $\tau_d = 5 \text{ пс}$ – Δ , $\tau_d = 65 \text{ пс}$ – \times

Рис. 3. Изменение прозрачности со временем задержки при $\lambda_p = 794 \text{ нм}$: $E_e = 0,074 E_e^M$ – Δ , $E_e = 0,52 E_e^M$ – $+$, $E_e = 0,72 E_e^M$ – \circ , при $\lambda_p = 750 \text{ нм}$, $E_e = 0,72 E_e^M$ – \bullet . Сплошной линией показана кросс-корреляционная функция $G(\tau_d)$

Изменение прозрачности образца T измеряли по интегральному сигналу фотоприемника E_p на выходе канала зондирования в зависимости от энергии E_e и задержки τ_d . Измерения проводились поочередно при возбуждающем импульсе и без него, и, ввиду флуктуационного характера излучения лазера, из ~ 100 измерений на ЭВМ в режиме "on line" рассчитывалась величина

$$\lg \frac{T^1}{T^0} = \lg \frac{E_p^1/E_r^1}{E_p^0/E_r^0}, \text{ где } E_r - \text{ опорный сигнал в канале зондирования, а}$$

индексы 1 и 0 означают, соответственно, наличие и отсутствие импульса возбуждения. По окончании цикла таких измерений образец сохранял исходные оптические свойства.

На рис. 1 в качестве примера зависимости $\lg(T^1/T^0) = f(E_e)$ представлены результаты измерений при $\lambda_p = 794$ нм, $\tau_d = 5$ и 60 пс. При зондировании по окончании импульса возбуждения ($\tau_d = 60$ пс) прозрачность выходит на некоторый уровень насыщения θ , подобно наблюдавшемуся в ⁵ при зондировании на частоте возбуждающего света. Однако, при зондировании приблизительно синхронно с возбуждением ($\tau_d = 5$ пс) был обнаружен монотонно возрастающий с ростом E_e дополнительный вклад в прозрачность $\Delta = \lg \frac{T^1}{T^0} - \theta > 0$, который, как видно из рисунка, исчезает по окончании возбуждения. Наличие такого вклада качественно согласуется с развитым в ¹ представлением о наличии обратимого поглощения света. С этими представлениями также согласуется наличие насыщения на кривой зависимости прозрачности от энергии импульса после его окончания. Аналогичные зависимости были получены при $\lambda_p = 750$ нм.

Спектр уровня насыщения $\theta(\lambda_p)$ демонстрируют на рис. 2 кривые $\lg(T^1/T^0) = f(\lambda_p)$, полученные при $\tau_d = 60$ пс, которые хорошо совпадают для двух значений E_e . Приведенные на этом же рисунке результаты аналогичных измерений при $\tau_d = 5$ пс дают представление о спектре дополнительного вклада $\Delta(\lambda_p)$. Следует отметить, что для фотонов зондирующего луча с энергией $E_g < \hbar\omega_p < E_g + 0,341$ эВ прозрачность определяется в основном вероятностью переходов электронов между зонами тяжелых и легких дырок (ТЛД) и зоной проводимости, а при больших энергиях — также и переходами из отщепленной спин-орбитальным взаимодействием целиком заполненной валентной зоны (ОВЗ), но на соответственно ниже лежащие уровни зоны проводимости ⁸. Наличие отчетливого максимума в области $\lambda_p < 700$ нм, на рис. 2, обуславливается вкладом в прозрачность переходов "ОВЗ — зона проводимости". Таким образом описанные выше изменения прозрачности в зависимости от E_e при $\lambda_p = 794$ нм и $\lambda_p = 750$ нм определяются вероятностями переходов между энергетическими уровнями, лежащими существенно выше резонансных. Измерения вблизи края фундаментального поглощения, а особенно их однозначная интерпретация, затруднены из-за интерференционных эффектов, к тому же усиливающихся с просветлением образца.

На рис. 3 представлены результаты измерений зависимости $\lg(T^1/T^0) = f(\tau_d)$. Из-за флуктуационного характера излучения лазера и приблизительно равной длительности возбуждающего и зондирующего импульсов измеренные зависимости, как легко понять, имеют статистический (корреляционный) характер, и их естественно сопоставлять с измеренной в тех же условиях кросс-корреляционной функцией $G(\tau_d)$. Статистический анализ показывает, что чем ближе по форме кривые изменения прозрачности и $G(\tau_d)$, тем больше вклад в прозрачность обратимых процессов. Наиболее отчетливо такое подобие кривых наблюдается для значений λ_p из той области спектра, где $\Delta > \theta$ (кривая при $\lambda_p = 750$ нм на рис. 3, см. также рис. 2). С увеличением τ_d до значения, где $G(\tau_d) = 0$, величина $\lg(T^1/T^0)$ спадает до уровня θ ⁹ и далее экспоненциально уменьшается с постоянной времени ~ 500 пс $\sim \tau_R$.

Таким образом, проведенные исследования качественно подтверждают вывод, который можно сделать из теории ¹, о существовании обратимых изменений прозрачности прямогозонального полупроводника при изменении интенсивности мощного светового облучения. Однако, сопоставление эксперимента с теорией остается неполным, поскольку при настоящем ее состоянии нельзя сделать количественных сравнений, и работы в этом направлении сейчас ведутся.

Авторы приносят глубокую благодарность Г.Д.Богомолову, А.М.Когану, С.Е.Кумекову, В.И.Перелю и А.Я.Шульману за подробное обсуждение результатов работы, С.Н.Артеменко, А.Ф.Волкову и С.А.Гуревичу за ряд консультаций.

Литература

1. Кумеков С.Е., Перель В.И. ФТП, 1984, 18, 835.
2. Галицкий В.М., Гореславский С.П., Елесин В.Ф. ЖЭТФ, 1969, 57, 207.
3. Брюкнер Ф., Василев Я.Т., Днепровский В.С., Коцуг Ф.Г., Силина Е.И., Хаттатов В.У. ЖЭТФ, 1974, 67, 2219.
4. Сверхкороткие световые импульсы. Под редакцией С.Шапиро. М.: Мир, 1981.
5. Miller A., Manning R.J., Fox A.M. A digest of technical papers presented at the Topical Meeting on Ultrafast Phenomena, 1984, Monterey, California, TuE20-1.
6. Monemar B., Shih K.K., Pettit G.D. J. Appl. Phys., 1976, 47, 2604.
7. Гадонас Р., Данелюс Р., Пискарскас А. Квантовая электроника, 1981, 8, 669.
8. Blakemore J.S. J. Appl. Phys., 1982, 53, R 123.
9. Кумеков С.Е., Перель В.И. Письма в ЖЭТФ, 1983, 37, 302.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
15 августа 1985 г.

Вильнюсский
государственный университет им. В.Капсукаса
