

в приповерхностной области возникает слой, обогащенный дырками, число которых  $p_s$  с ростом приложенного смещения будет увеличиваться. Рост  $p_s$  приводит к возрастанию дырочного тока через структуру, что способствует снижению коэффициента инжекции. Кроме того, в отличие от ПТДП структуры с ростом напряжения не наблюдается сильного понижения барьера для электронов. Таким образом, в ПТДП структуре реализовать высокие коэффициенты инжекции существенно проще, чем в ГП.

Различную зависимость  $L$  от  $I$  в ПТДП структуре и ГП можно также объяснить ростом поверхностной концентрации дырок в последнем. В простейшей модели число актов излучательной рекомбинации пропорционально числу электронов  $n_s$  и дырок  $p_s$  в приповерхностной области селенида галлия. Поскольку в ПТДП структуре с ростом смещения  $p_s \approx \text{const}$ , интенсивность излучения  $L$  увеличивается в основном за счет электронов, инжектированных из  $\text{In}_2\text{O}_3$ . При этом наблюдается линейная зависимость  $L$  от  $I$ . В ГП при увеличении смещения наблюдается рост как  $n_s$ , так и  $p_s$ . Это приводит к квадратичной зависимости  $L$  от  $I$ , что и наблюдается в эксперименте.

#### Список литературы

- [1] Вуль А. Я., Саченко А. В. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 8. С. 1361—1376.
- [2] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 6. С. 1047—1050.
- [3] Катеринчук В. Н., Ковалюк З. Д., Манассон В. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 11. С. 2094—2096.

Институт проблем материаловедения  
АН УССР  
Черновицкое отделение

Получено 28.02.1989  
Принято к печати 29.03.1989

*ФТП, том 23, вып. 8, 1989*

## ОСОБЕННОСТИ РАССЕЯНИЯ КОРОТКИХ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ НА СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ В КРЕМНИИ

Некрасов В. Ю., Трухин В. Н., Ярошецкий И. Д.

За последние 20 лет светонаведенные решетки в полупроводниках стали объектом интенсивных исследований. Было выполнено значительное количество экспериментальных и теоретических работ [1, 2], развита теория дифракции на «тонких» и «толстых» [3] светоиндуцированных решетках. Эксперименты по исследованию решеток, образованных плазмой неравновесных носителей («концентрационные» решетки), были выполнены как в наносекундном [4], так и в пикосекундном [5] диапазонах.

В большинстве работ исследовался сигнал в направлениях  $\pm\varphi$  (1-й порядок дифракции), и только в некоторых работах говорилось о нежелательном влиянии «когерентного» пика в направлении пробного пучка при исследовании отклика материала по двухпучковой методике [6] и возможности измерения времени когерентности световых импульсов [7]. В настоящей работе исследуется пропускание пробного пучка в условиях образования наведенных решеток. Это представляет интерес как с точки зрения более точной интерпретации результатов измерений с когерентными импульсами, так и с точки зрения получения новой информации об образовании наведенных решеток.

Эксперимент проводился на образцах Si по двухпучковой методике. Толщина образцов  $d=0.3$  мм,  $T=293$  К,  $n \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Регистрация сигналов и их обработка велись на автоматизированном комплексе на основе ЭВМ «Электроника-60». В качестве источника излучения служил YAG : Nd<sup>3+</sup>-лазер с синхронизацией мод ( $\tau_{\text{имп}}=30$  пс,  $\lambda=1.064$  мкм). Выделенный одиночный импульс

усиливался двухкаскадным усилителем до энергии  $\sim 20$  мДж. Для получения Гауссова профиля распределения интенсивности по поперечному сечению пучка использовался пространственный фильтр.

Два световых импульса — импульс накачки и пробный, образованный отщеплением от основного пучка, совмещались на образце под углом падения  $10^\circ$ . На образце размеры пятен пробного пучка и пучка накачки составляли 300 и 800 мкм соответственно и существенно превышали шаг образующейся дифракционной решетки. В канал импульса накачки вводилась оптическая линия задержки, управляемая ЭВМ. Нулевая задержка определялась по корреляционной функции пробного импульса и импульса накачки, полученной методом неколлинеарной генерации второй гармоники в кристалле ниобата лития.

Максимум корреляционной функции соответствовал полному совмещению импульсов во времени (рис. 1). Длина волны пробного импульса могла изменяться с помощью параметрического генератора в пределах 0.75—1.5 мкм.

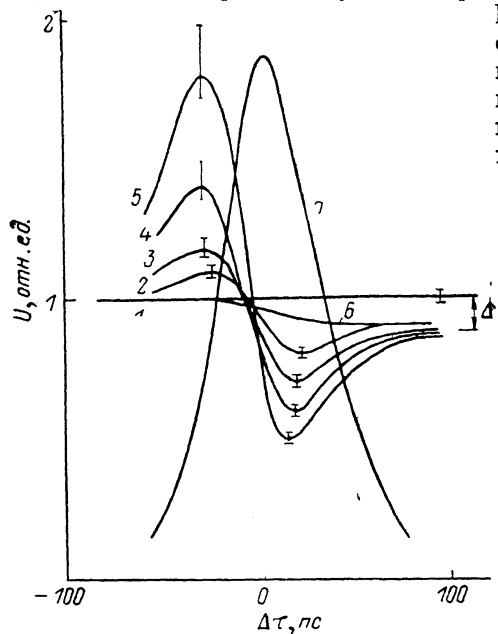


Рис. 1. Зависимость величины сигнала фотоприемника в направлении пробного пучка от задержки между пробным импульсом и импульсом накачки.

$I_n = 2$  МВт/см<sup>2</sup>,  $E_n \parallel E_p$ ;  $I_n$ , МВт/см<sup>2</sup>: 1 — 0, 2 — 60, 3 — 90, 4 — 110, 5 — 200; 6 —  $E_n \perp E_p$  или  $\omega_p \neq \omega_n$ ,  $I_n = 60$  МВт/см<sup>2</sup>; 7 — корреляционная функция.

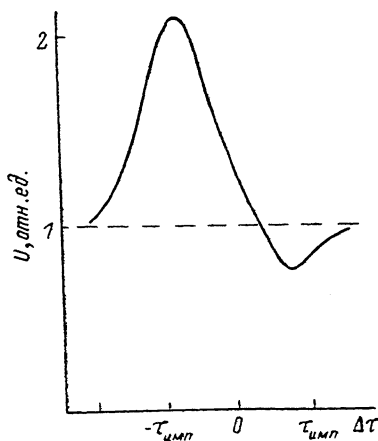


Рис. 2. Расчетная зависимость величины энергии в направлении пробного пучка от задержки между пробным импульсом и импульсом накачки для случая стоячих решеток,  $I_n/I_n = 3$ .

Изменение поляризации света осуществлялось с помощью электрооптических кристаллов.

Зависимость величины сигнала фотоприемника, расположенного в направлении пробного импульса, для параллельных поляризаций пробного импульса света и импульса накачки от временной задержки между ними представлена на рис. 1. Характерны три особенности: возрастание сигнала (максимум в начале кривой), обусловленное возникновением наведенных концентрационных решеток и дифракцией интенсивного импульса накачки в направлении пробного импульса, минимум в конце кривой, на который не обращалось внимание в предшествующих работах, и уменьшение сигнала на величину  $\Delta$  в результате поглощения на свободных носителях. При использовании пробного импульса света с другой длиной волны или взаимноперпендикулярной поляризацией света по отношению к импульсу света накачки как первой, так и второй особенностей обнаружить не удалось (рис. 1). Это свидетельствует о том, что наблюдаемый нами минимум связан с когерентностью используемых импульсов, т. е., так же как и максимум, с образованием светоиндуцированных решеток. Полученные зависимости качественно могут быть объяснены следующим образом. В начале совмещения импульсов, когда пробный импульс света опережает импульс накачки, в области их перекрытия во времени образуются

решетки. Так как время жизни решеток больше длительности импульса, на образующейся решетке рассеивается проходящая следом интенсивная волна накачки: наблюдается увеличение сигнала фотоприемника, расположенного в направлении пробного пучка (1-й порядок дифракции для импульса накачки и 0-й порядок для пробного импульса). В конце совмещения, когда импульс накачки опережает пробный световой импульс, на образующейся решетке рассеивается только часть световой волны накачки, а пробный импульс дифрагирует во времени не только в момент совмещения, но и после, что приводит к уменьшению сигнала.

Используемые в эксперименте значения угла  $\varphi = 10^\circ$ ,  $d = 0.3$  мм и  $I_{\text{нак}} = 200$  МВт см<sup>2</sup> приводят к значению параметров  $Q = 15$ ,  $\Phi = 0.5$  и условиям дифракции на толстой решетке [4]. Как известно, дифракция на толстой решетке отличается большой эффективностью: возможна полная перекачка световой волны в 1-й дифракционный порядок [2]. Это объясняет большую величину минимума кривых на рис. 1, а запрет в первом приближении энергообмена между пучками при самодифракции на толстой несмещенной решетке [8] приводит к отсутствию перекачки энергии между пучками около нулевой задержки, что отчетливо наблюдается в эксперименте (рис. 1).

Отметим, что смещение максимума сигнала относительно нулевой задержки не позволяет установить по максимуму когерентного пика точку совмещения импульсов во времени (в случае тонких решеток для больших отношений  $I_{\text{нак}}/I_{\text{пробн}}$ , как будет показано далее, с определенной погрешностью это возможно).

Точный расчет наблюдаемого явления достаточно сложен и может быть проведен лишь численно. Качественно тот же результат — появление минимума и максимума, сдвиг максимума от нулевой задержки — должен получаться и при дифракции на тонкой решетке, хотя в количественном отношении эффект будет значительно меньше. Для примера рассмотрим дифракцию коротких импульсов на тонкой фазовой светоиндуцированной решетке в кремнии. Как известно, для такой решетки существует несколько порядков дифракции с интенсивностями  $\sim J_l^2(\Phi)$ , где  $J_l$  — функция Бесселя  $l$ -порядка, причем решетка на свободных носителях в кремнии чисто фазовая [4]. Таким образом, вклады от импульсов накачки и пробного в направлении пробного импульса равны соответственно  $I_{\pi} J_1^2(\Phi)$  и  $I_0 J_0^2(\Phi)$ . Результаты расчета представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, появляются и максимум, и минимум, однако их амплитуды отличаются от наблюдаемых в эксперименте. Кроме того, наблюдается значительно меньший сдвиг максимума, что естественно, так как расчет проводился для тонкой решетки.

Таким образом, появление минимума на зависимости пропускания пробного импульса света от времени связано с дифракцией пробного импульса на светонаведенной решетке, образованной плазмой неравновесных носителей заряда. Из соотношения величин максимума и минимума можно получить дополнительную информацию (по отношению к экспериментальному изучению дифракции в направлениях  $\pm\varphi$ ) о характере дифракции и типе образующихся решеток.

#### Список литературы

- [1] Eichler H. J., Günter P., Pohl D. W. Laser Induced Dynamic Gratings. Berlin—Heidelberg—N. Y.—Tokyo, 1986. 256 p.
- [2] Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Одулов С. Г., Соскин М. С. // УФН. 1979. Т. 129. В. 1. С. 113—137.
- [3] Kogelnik H. // Bell Syst. Techn. J. 1969. V. 48. P. 2909—2947.
- [4] Woerdman J. P. // Phil. Res. Rep. 1971. V. 7 (Suppl.). P. 81.
- [5] Васильева М. А., Вишакас Ю., Дерингас А., Кабелка В., Масалов А. В., Ясюнас К. // Квант. электрон. 1984. Т. 12. В. 12. С. 2499—2502.
- [6] Shank C. V., Auston D. H. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 479—481.
- [7] Вильгельми Б., Херрманн Й. // Квант. электрон. 1980. Т. 9. В. 9. С. 1878—1884.
- [8] Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В., Соскин М. С. // Квант. электрон. 1977. Т. 4. В. 2. С. 420—425.