

волновой области внутренней фотоэмиссии может быть еще более значительным при соответствующей оптимизации технологии структуры.

Отметим, что продольный фотоэффект, измеренный в [2] на диодах  $Au-n-InP$  с тонким промежуточным слоем, был обусловлен только генерацией фотоэдс на барьере, и в коротковолновой области квантовая эффективность была значительно ниже.

Таким образом, продольный фотоэффект на основе внутренней фотоэмиссии может улучшить характеристики продольных фотоэлементов и расширить их функциональные возможности.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Ковалевская Г.Г., Руссу Е.В., Слободчиков С.В., Филаретова Г.М. Тез. докл. на II Всес. конф. "Физические основы надежности и деградации полупроводниковых приборов", Кишинев, 1986, с. 67.
- [2] Мередов М.М., Слободчиков С.В., Смирнов В.Г., Филаретова Г.М. - ФТП, 1983, т. 17, в. 11, с. 2084-2086.

Физико-технический институт  
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,  
Ленинград

Поступило в Редакцию  
22 июля 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21

12 ноября 1988 г.

### ОПТИЧЕСКИЙ ГИСТЕРЕЗИС В АМОРФНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

А.М. Андриеш, Н.А. Енаки, И.А. Кожкарь,  
Н.Д. Остафейчук, П.Г. Чербарь,  
В.Н. Чумаш

В последние годы значительный интерес вызывает исследование закономерностей распространения мощных импульсов света в полупроводниках [1-4]. Это обусловлено, с одной стороны, стремлением к пониманию особенностей поведения полупроводников в сильном поле лазерной накачки, а с другой - перспективностью их применения в интегральной оптике и в других устройствах, где электрический ток необходимо заменить световым пучком. Особый интерес представляет класс стеклообразных полупроводников, обладающий большим разнообразием механизмов нелинейности, часть из которых отсутствует у кристаллических полупроводников [5-7]. Целью настоящей работы было исследование возможности существования оптического гистерезиса при зоно-зонном возбуждении тонкопленочных образцах халькогенидного стеклообразного полупроводника

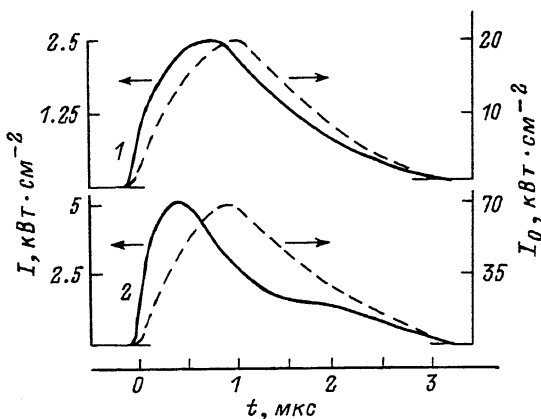


Рис. 1. Осциллограммы импульсов лазера падающих (пунктир) и прошедших через  $As_2Se_3$ ; интенсивность падающих импульсов ( $I_0$ ): 1 - 20 кВт/см<sup>2</sup>, 2 - 70 кВт/см<sup>2</sup>.

$As_2Se_3$  мощными импульсами света микросекундной длительности (300 К, 77 К) и изучение механизмов этого явления.

Исследуемые образцы  $As_2Se_3$  получены методом термического испарения в вакууме. В качестве источника света использовался лазер на красителе родамин 6Ж с ламповой накачкой типа ЛЖИ-409, генерирующий мощные импульсы света длительностью около 1.5 мкс (по уровню 0.5). Спектр излучения плавно перестраивался в области 592-608 нм. Ширина спектра генерации лазера (по уровню 0.5) около 0.3 нм. Часть падающего и прошедшее через образец излучения регистрировались с помощью коаксиальных фотоэлементов ФК-20, согласованных с двухлучевым запоминающим осциллографом С8-14. Оба канала регистрации были идентичными.

Исследовано пропускание импульсов лазера тонкими пленками  $As_2Se_3$  (300 К, 77 К) в зависимости от их интенсивности на входе. Обнаружен нелинейный характер пропускания образцов при интенсивностях облучения выше 4 кВт/см<sup>2</sup>. На рис. 1 приведены образцы осциллограмм падающего и прошедшего через образец импульсов лазера. Изменение временного профиля мощных лазерных импульсов приводит к гистерезисной зависимости интенсивности излучения прошедшего через образец от соответствующего значения интенсивности на входе (рис. 2, а). Причем оптический гистерезис наблюдается вплоть до интенсивностей, которые приводят к разрушению поверхности образцов (более 200 кВт/см<sup>2</sup>). Отметим, что зарегистрированная „петля“ оптического гистерезиса имеет обратное направление по сравнению со случаем резонатора Фабри-Перо, заполненным насыщающимся поглотителем.

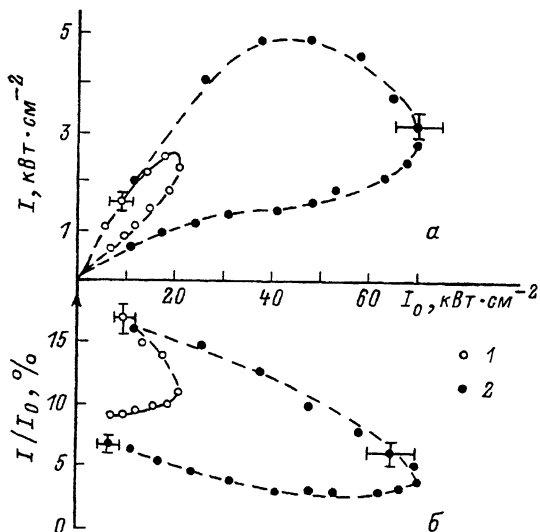


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения, прошедшего через образец ( $I$ ) и изменение пропускания образца ( $I/I_0$ ) от интенсивности падающего излучения ( $I_0$ ) (1 и 2 соответствуют рис. 1).

В поле лазерных импульсов пропускание образцов  $As_2Se_3$  уменьшается (рис. 2, б). Установлено, что время переключения аморфного полупроводника в состояние с более высоким поглощением составляет величину около  $10^{-6}$  с.

Нелинейное распространение мощных импульсов света микросекундной длительности при зоно-зонном возбуждении  $As_2Se_3$  сопровождается фотопотемнением свежеприготовленных образцов, т. е. наблюдаются необратимые фотоструктурные превращения облученной (одним лазерным импульсом) области. Тем не менее, природа механизмов нелинейности не может быть объяснена необратимыми фотоструктурными превращениями в среде, т. к. характер нелинейного распространения сохраняется при облучении данной области последующими импульсами лазера. Закономерности нелинейного распространения сохраняются и при облучении заранее потемненных пленок. В описанных экспериментах энергия кванта излучения лазера ( $\hbar\omega = 2.05$  эВ) значительно превышает ширину запрещенной зоны  $As_2Se_3$ .

Коэффициент поглощения света низкой интенсивности уменьшается при охлаждении образцов  $As_2Se_3$  до 77 К. Это позволяет предположить, что в процессах поглощения света электрон-фононное взаимодействие играет доминирующую роль. В случае нелинейного распространения импульсов света микросекундной длительности охлаждение исследуемых полупроводников приводит к росту площади охваченной „петлей“ оптического гистерезиса.

Измеренные выше особенности нелинейного распространения мощных импульсов света микросекундной длительности при зоно-зонном возбуждении  $As_2Se_3$  могут найти объяснение в рамках механизмов диссипации энергии за счет взаимодействия с неравновесными модами фононов. При значительных интенсивностях света число рожденных фононов может быть того же порядка, что и равновесные числа заполнения фононных мод, т. е. фононные моды могут стать неравновесными [1, 2]. Неравновесные фононные моды могут обуславливать с одной стороны индуцированный уход возбужденных электронов из области резонанса с внешним лазерным полем, а с другой — дополнительное увеличение вероятности межзонного поглощения света с их участием. Это может привести к увеличению коэффициента поглощения света. Обнаруженное уменьшение площади петли гистерезиса с ростом температуры образца при постоянных значениях интенсивности облучения согласуется с предположением, что нелинейное поглощение света зависит от превышения чисел неравновесных фононов над равновесными. Такое поведение аморфного полупроводника в лазерном поле находится в удовлетворительном согласии с теоретическим описанием в рамках кинетических уравнений для межзонного возбуждения полупроводников [8]. Приведенные результаты по измерению нелинейного пропускания образцов  $As_2Se_3$  в микросекундной области времен могут быть объяснены доминирующим влиянием механизмов нелинейного взаимодействия носителей заряда с созданными неравновесными акустическими фононами.

В результате диссипации энергии горячих электронов за счет взаимодействия с фононами происходит их захват на локализованные состояния в запрещенной зоне полупроводника. В поле лазерного импульса возможно поглощение света с переходом электрона с локализованного состояния в зону проводимости, что также может привести к дополнительному увеличению коэффициента поглощения света.

Авторы благодарят Л.В. Келдышу, В.С. Днепровскому и А.Л. Иванову за полезное обсуждение работы.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Иванов А.Л., Келдыш Л.В. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, в. 1, с. 404-421.
- [2] Иванов А.Л. — ДАН СССР, 1987, т. 294, в. 2, с. 335-339.
- [3] Днепровский В.С. — Известия АН СССР, сер. физическая, 1986, т. 50, в. 4, с. 661-669.
- [4] Онойченко Е.М., Чумаш В.Н. Тез. докл. III Всес. симпозиума по световому эхо и когерентной спектроскопии. Харьков, 1985, с. 138.
- [5] Андриеш А.М., Куляк И.П., Логин В.М. — Изв. АН МССР, сер. физ.-мат. и тех. наук, Кишинев, 1987 22 с. Деп. в ВИНТИ № 6116-В87.

- [6] H a i t o J., J a n o s s y I. - Philosophical Magazine B, 1983, v. 47, N 4, p. 347-366.
- [7] L i s i t s a M.P., T u r j a n i t s a I.D., F e k e s h g a z i I.V. In: 12<sup>th</sup> Inter. Conf. on Amorphous and Liquid Semiconductors/Abstracts. Prague, 1987, p. 323.
- [8] А н д р и е ш А.М., Е н а к и Н.А., О с т а ф е й - ч у к Н.Д., К о ж о к а р ь И.А., Ч е р б а р ь П.Г., Ч у м а ш В.Н. Тез. докл. УП Всес. конф. по взаимодействию оптического излучения с веществом. Л., 1988. с. 436.

Институт прикладной физики  
АН Молдавской ССР,  
Кишинев

Поступило в Редакцию  
15 февраля 1988 г.  
В окончательной  
редакции 20 сентября  
1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 21 12 ноября 1988 г.

## РЕАКТАНС ИЗЛУЧЕНИЯ АНТЕНН СПИНОВЫХ ВОЛН

В.Ф. Д м и т р и е в

Решение задачи о возбуждении спиновых волн (СВ) микрополосковыми антеннами ранее рассматривалось на основе двух подходов. Первый из них (см., например, [1]) основан на расчете вектора Пойнтинга в „зоне излучения“. Этот метод принципиально не позволяет определить реактивную составляющую импеданса излучения. Другой подход основан на использовании метода наведенных электродвижущих сил (ЭДС) (см., например, [2]). Этот метод позволяет рассчитать как активную, так и реактивную составляющие входного импеданса. Однако, как в [2], так и в других работах, в которых использовался метод наведенных ЭДС, вычисления проводились с использованием функции Грина, вычисленной в „зоне излучения“, что приводило к потере реактивной составляющей импеданса излучения. Отсутствие реактанса излучения, необходимого при расчете эффективности преобразования подводимой к антенне мощности, выполнялось с помощью преобразования Гильберта [1]. Преобразование Гильберта [3] позволяет восстановить по действительной (мнимой) составляющей комплексной функции ее мнимую (действительную) составляющую. Однако вопрос об основанности такого подхода применительно к импедансу антенн спиновых волн до сих пор остается открытым.