

- [9] Никитин С.А., Тишин А.М. - ФТТ, 1987, т.29, в. 9, с. 2812-2813.
- [10] Brown G.V. - J. Appl. Phys., 1976, v. 47, N 8, p. 3673-3680.

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
11 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

ФОТОРЕФРАКЦИЯ В ПЛЕНКАХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ХАЛЬКОГЕНИДОВ МЫШЬЯКА И ГЕРМАНИЯ В ОБЛАСТИ СЛАБОЙ ДИСПЕРСИИ

Н.П. Калмыкова, Т.Ф. Мазец,
С.К. Павлов, Э.А. Сморгонская,
Е.И. Шифрин

В работах [1, 2] сообщалось об обнаружении значительных изменений показателя преломления Δn и коэффициента поглощения $\Delta \alpha$ в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) при относительно невысоких уровнях оптического возбуждения выше края фундаментального поглощения. На основании [2] следовало ожидать, что в ХСП в области слабой дисперсии нелинейные оптические свойства должны проявляться при интенсивности света 10^3 - 10^4 Вт/см², что на 2-3 порядка ниже тех интенсивностей, при которых обычно наблюдаются оптические нелинейности в большинстве широкозонных полупроводниковых кристаллов. Это объясняется тем, что фоторефракция (ФР) и фотопоглощение (ФП) связаны с перезаполнением локализованных состояний, плотность которых в ХСП, как известно, велика [3].

Одним из возможных способов реализации условий для наблюдения нелинейных оптических свойств тонких пленок ХСП является помещение их в резонатор Фабри-Перо. Таким способом авторы [4] обнаружили гигантские оптические нелинейности в поликристаллических пленках соединений типа ZnS .

Задачей настоящей работы являлось изучение ФР и ФП в пленках ХСП разного состава в зависимости от интенсивности возбуждения $I_{\text{Возб}}$ с целью создания на основе этих материалов нелинейного оптического элемента - тонкопленочного интерферометра (ТПИ). Для создания нелинейного ТПИ с промежуточным слоем из ХСП требуется выбрать материал, обладающий, во-первых, наиболее резкой зависимостью Δn ($I_{\text{Возб}}$) на рабочей длине волны λ_0 и, во-вторых, оптимальным значением коэффициента поглощения $\alpha_{\text{опт}}(\lambda_0)$, при котором при данных параметрах зеркал ТПИ обеспечивается максимальная нелинейность оптического пропускания в функции от

$$I_{\text{Возб}} - \frac{I_{\text{прош}}}{I_{\text{Возб}}} (I_{\text{Возб}}).$$

С помощью двухлучевой импульсной методики, описанной в [2], исследовались зависимости величин ФР и ФП (Δn_3 и $\Delta \alpha_3$) от уровня возбуждения в пленках составов: As_2S_3 , As_2Se_3 , $(As_2S_3)_{0.5}(As_2Se_3)_{0.5}$ и $GeSe_2$. На рис. 1 на примере As_2S_3 показана типичная зависимость экспериментально определенных величин Δn_3 ($I_{\text{в03д}}$) при возбуждении выше края собственного поглощения. При $I_{\text{в03д}} \lesssim 1$ кВт/см² Δn_3 (и $\Delta \alpha_3$) линейно зависят от $I_{\text{в03д}}$: $\Delta n_3 \sim I_{\text{в03д}}$, $I > 1$ кВт/см² $\Delta n_3 \sim \sqrt{I_{\text{в03д}}}$.

В дальнейшем нас будет интересовать ФР в интервале интенсивностей возбуждения, где $\Delta n_3 \sim I_{\text{в03д}}$, т.е. ХСП ведет себя как керровская среда. В этом случае величину ФР принято характеризовать коэффициентом пропорциональности n_2 между величиной Δn и интенсивностью света в материале I [5]: $\Delta n = n_2 I$. Поскольку при нормальном падении света в направлении x $I(x) = I_{\text{в03д}}(1-R)e^{-\alpha x}$ (R - коэффициент отражения от пленки), а величина Δn пропорциональна поглощаемой в единице объема мощности, то

$$\Delta n = C \alpha I(x) = C \alpha (I-R) I_{\text{в03д}} e^{-\alpha x}. \quad (1)$$

Следовательно, параметр n_2 зависит от α и величины ФР для разных материалов имеет смысл сопоставлять по величине коэффициента C , который не зависит от $\lambda_{\text{в03д}}$.

Значения C определялись нами из эксперимента. Следует отметить, что на эксперименте измеряется величина Δn_3 - среднее значение Δn по толщине образца L :

$$\Delta n_3 \sim C \frac{I}{L} (I-R) I_{\text{в03д}} (1 - e^{-\alpha L}). \quad (2)$$

При возбуждении выше края поглощения $\alpha L \gg 1$:

$$\Delta n_3 \sim C \frac{I}{L} (I-R) I_{\text{в03д}}, \quad (3)$$

т.е. практически не зависит от α . При возбуждении в области слабой дисперсии $\alpha L \ll 1$

$$\Delta n_3 = C \alpha (I-R) I_{\text{в03д}}. \quad (4)$$

В таблице приведены значения C для исследованных составов ХСП. Видно, что по своим нелинейным свойствам изученные составы близки между собой.

ХСП	As_2Se_3	$(As_2Se_3)_{0.5}(As_2S_3)_{0.5}$	$GeSe_2$	As_2S_3
$C \cdot 10^9$ см ² /Вт	5.6	7.3	4.2	18

В этой связи выбор ХСП для промежуточного слоя нелинейного ТПИ сводился к определению $\alpha_{\text{олт}}(\lambda_0)$, при котором в слое ХСП

поглощается удельная мощность, вызывающая, согласно (4), заметную ФР при сохранении достаточно узкого контура пропускания на рабочей длине волны λ_0 .

Интенсивность света внутри ТПИ определяется формулой

$$I_{вн} = T_{зер} I_{в03\delta} \frac{(1-R-A)[1-(1-R-A)\exp(-\alpha L) - R\exp(-2\alpha L)]}{\alpha L \left\{ 1 - R^2 \exp(-2\alpha L) - 2R \exp(-\alpha L) \cos \left[\frac{4\pi L}{\lambda_0} (n_0 + n_2 I_{вн}) \right] \right\}}, \quad (5)$$

в которой, в отличие от известной [5], учтены пропускание ($T_{зер}$) и поглощение (A) зеркал.

Интенсивность прошедшего через ТПИ света [5]

$$I_{прош} = I_{в03\delta} \frac{(1-R-A)^2}{\exp(\alpha L) + R^2 \exp(-\alpha L) - 2R \cos \left[\frac{4\pi L}{\lambda_0} (n_0 + n_2 I_{вн}) \right]}. \quad (6)$$

На основании формул (5, 6) численно с помощью ЭВМ находилось значение $\alpha_{опт}(\lambda_0)$, при котором производная $\frac{\partial I_{прош}}{\partial I_{в03\delta}}$ достигает максимального значения при минимальном значении $I_{в03\delta}$. Оказалось, что вблизи края поглощения производная $\frac{\partial I_{прош}}{\partial I_{в03\delta}}$ слабо зависит от α и имеет пологий максимум при $\alpha_{опт} \approx 700 \text{ см}^{-1}$.

В качестве промежуточного слоя ТПИ были выбраны пленки $(As_2S_3)_{0.5}(As_2Se_3)_{0.5}$ толщиной $L \approx 2$ мкм, имеющие при $\lambda_0 = 0.63$ мкм $\alpha = 500 \text{ см}^{-1}$. ТПИ были выполнены с металлическими зеркалами и имели контур пропускания с максимумом 2% и полушириной $\sim 4-8$ нм. На рис. 2 показана зависимость интенсивности прошедшего через ТПИ света от интенсивности падающего $I_{прош}(I_{в03\delta})$. На основании экспериментальной кривой с помощью уравнения (6) с учетом (5) можно найти параметр $n_2(\lambda_0)$. Уравнение (6) решалось методом Ньютона-Рафсона, уравнение (5) учитывалось методом последовательных приближений. Расчеты дали для $(As_2S_3)_{0.5}(As_2Se_3)_{0.5}$ $n_{23} = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{Вт}$. Полученное из этих измерений значение n_2 удовлетворительно согласуется с данными измерений ФР в двухлучевой методике [2].

Таким образом, при использовании ТПИ с промежуточным слоем ХСП удалось наблюдать значительные оптические нелинейности в этих материалах. Характерный параметр нелинейности S исследованных составов лишь в ~ 5 раз ниже соответствующих значений в поликристаллических пленках материалов типа ZnS , в которых оптические нелинейности относятся к разряду гигантских [4]. Это позволяет предполагать, что при условии повышения качества интерферометра в ТПИ на основе ХСП можно реализовать оптическое переключение.

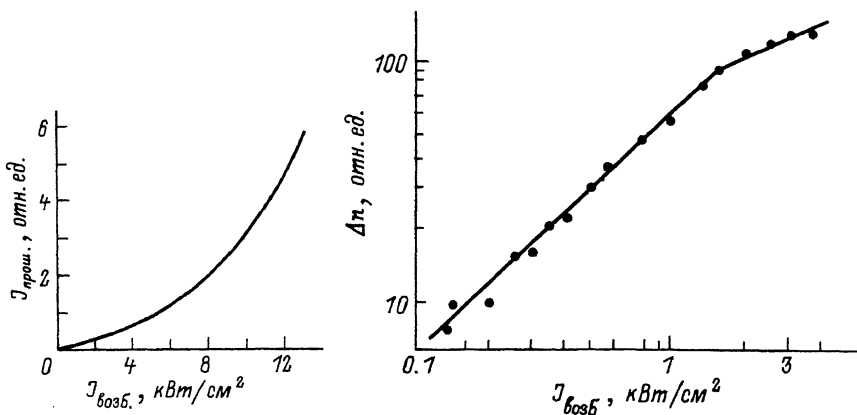


Рис. 1. Зависимость Δn пленок AS_2S_3 от интенсивности возбуждающего света ($\lambda_{\text{возб}} = 0.52$ мкм, $\lambda_{\text{проб}} = 1.26$ мкм).

Рис. 2. Зависимость интенсивности света, прошедшего через ТПИ с промежуточным слоем из $(AS_2Se_3)_{0.5}(AS_2S_3)_{0.5}$, от интенсивности падающего света.

Л и т е р а т у р а

- [1] Коломиец Б.Т., Мазец Т.Ф., Павлов С.К. - ФТП, 1978, т. 12, № 8, с. 1590-1594.
- [2] Мазец Т.Ф., Павлов С.К., Сморгонская Э.А., Шифрин Е.И. - Письма в ЖТФ, 1986, т. 12, в. 13, с. 802-805.
- [3] М о л т Н., Д э в и с Э. Электронные процессы в некристаллических веществах. М.: Мир, 1974, с. 198-415.
- [4] Карпушко Ф.В., Киреев А.С., Морозов И.А., Синицын Г.В., Стриженок Н.В. - ЖПС, 1977, т. 26, № 2, с. 269-274.
- [5] Рывкин Б.С. - ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3-27.

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

Поступило в Редакцию
19 января 1988 г.