

УДК 666.113.32 : 535.212

© 1990

ФОТОИНДУЦИРОВАННЫЙ ДИХРОИЗМ В ПЛЕНКАХ ХАЛЬКОГЕНИДНЫХ СТЕКЛООБРАЗНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

В. М. Любин, В. К. Тихомиров

Показано отсутствие корреляции между явлениями фотопотемнения (ФП) и фотоиндуцированного дихроизма (ФД) в пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП). ФД наблюдается в значительно более широкой группе материалов, чем ФП, и его появление связывается с ориентирующим воздействием линейно-поляризованного света на нативные дефекты ХСП.

В пленках халькогенидных стеклообразных полупроводников (ХСП) наблюдается ряд интересных фотостимулированных явлений: фотоструктурные превращения, фотолегирование металлами, фотоиндуцированный парамагнитный резонанс и пр. Фотоструктурные превращения в ХСП ведут, в частности, к длинноволновому сдвигу края поглощения, так называемому фотопотемнению (ФП) и фоторефракции [1]. В [2, 3] было установлено, что под действием линейно-поляризованного излучения в пленках ХСП, обладающих явлением ФП, наблюдается также возникновение линейного фотоиндуцированного дихроизма (ФД) и фотоиндуцированного двулучепреломления, т. е. фотоиндуцированной анизотропии (ФА). Позднее ФА в ХСП изучалась в ряде работ [4-7], авторы которых вслед за [2, 3] полагали, что линейно-поляризованный свет воздействует в основном на ковалентные связи, сонаправленные с электрическим вектором света, что ведет преимущественно к разрыву или сильному ослаблению именно этих связей, в результате чего в пленке возникает оптическая ось. Таким образом, механизм взаимодействия света с веществом в явлении ФА предполагался таким же, как и механизм ФП.

Ранее мы кратко сообщали [8] экспериментальные результаты, показывающие, что природа явлений ФД и ФП существенно различна. В настоящей работе проведено комплексное параллельное исследование явлений ФД и ФП при широком варьировании температуры, состава пленок ХСП и способов их получения. Это исследование подтвердило вывод о различии микроскопических механизмов явлений ФД и ФП, выявило ряд новых особенностей ФД, а также показало, что явление ФД присуще более широкому кругу ХСП и, следовательно, является более общим, чем явление ФП.

1. Методика эксперимента

Образцы для исследованияготавливались либо методом термического испарения исходных ХСП различного состава в вакууме ($p = 10^{-5} \div 10^{-6}$ мм рт. ст.) из танталовой лодочки, либо высокочастотным ионно-плазменным распылением на полированные подложки из силикатного стекла. Толщина пленок варьировалась в интервале 0.2—15.0 мкм.

Проводилось параллельное исследование линейного ФД и ФП с помощью экспериментальной установки, блок-схема которой представлена

на рис. 1. Линейный ФД индуцировался в пленках в результате облучения сильно поглощаемым линейно-поляризованным излучением He—Ne лазера ($\lambda = 633$ нм), в дальнейшем называемым актиничным излучением. Прежде чем попасть на пленку, свет проходил через электрооптический модулятор (ЭОМ) типа МЛ-102А. На выходе ЭОМ можно было получать излучение, имеющие различные состояния поляризации: 1) линейно-поляризованное излучение с электрическим вектором E_{\parallel} , E_{\perp} , параллельным и перпендикулярным соответственно электрическому вектору излучения, входящего в ЭОМ; 2) циркулярно-поляризованное излучение; 3) неполяризованное излучение, в котором направление электрического вектора последовательно скачкообразно изменяется на 90° между E_{\parallel} и E_{\perp} с частотой ~ 1 кГц.

В режиме измерения ФД образец также освещался промодулированным по направлению электрического вектора линейно-поляризованным светом, для чего на ЭОМ от генератора прямоугольных импульсов (ГПИ) через видеусилитель (ВУ) подавалось напряжение в виде последовательности

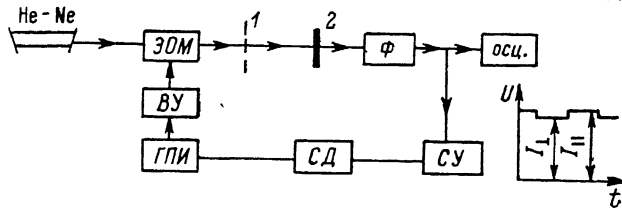


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

1 — фильтр, 2 — пленка.

прямоугольных импульсов с частотой $\nu \approx 1$ кГц. При этом перед образцом ставился фильтр, ослабляющий интенсивность света настолько, чтобы в процессе измерения не происходило изменений ФД (а также ФП). Такой пучок света, в дальнейшем называемый пробным, в случае его прохождения через анизотропную пленку модулировался по интенсивности и нес на себе информацию о фотоиндуцированной анизотропии пропускания (ФАП) пленки. Далее на фотоприемнике (Ф) световой сигнал преобразовывался в электрический и поступал на осциллограф, синхронизированный от ГПИ и селективный усилитель (СУ), настроенный на частоту ν . Типичная осциллограмма показана на вставке к рис. 1.

На осциллографе измерялась постоянная составляющая прошедшего через пленку света $I = (I_{\parallel} + I_{\perp})/2$. Переменная составляющая $\Delta I = I_{\parallel} - I_{\perp}$, усиленная СУ, измерялась на синхронном детекторе (СД); I_{\parallel} , I_{\perp} — интенсивности пробных пучков света с электрическими векторами, параллельным и перпендикулярным соответственно электрическому вектору актиничного излучения. Если пленка сильно поглощает пробный свет, то в ней отсутствует интерференция и справедлив закон Бугера—Бера, связывающий интенсивности падающего и прошедшего пучков света. ФП пленки характеризуется отношением $I(t)/I(0)$, где $I(0)$, $I(t)$ — интенсивности проходящего через пленку света в начальный и последующие моменты времени облучения. На основании закона Бугера—Бера можно получить соотношение, определяющее ФД

$$\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{(I_{\parallel} + I_{\perp})/2} = \frac{(1 - R_{\parallel})e^{-\alpha_{\parallel}h} - (1 - R_{\perp})e^{-\alpha_{\perp}h}}{[(1 - R_{\parallel})e^{-\alpha_{\parallel}h} + (1 - R_{\perp})e^{-\alpha_{\perp}h}]/2} = \beta h + \frac{R_{\perp} - R_{\parallel}}{1 - R_{\parallel}}, \quad (1)$$

где α_{\parallel} , α_{\perp} и R_{\perp} , R_{\parallel} — коэффициенты поглощения и отражения соответствующих пучков света; h — толщина пленки; $\beta = (\alpha_{\perp} - \alpha_{\parallel})$ — линейный ФД. Соотношение (1) получено в приближении малого дихроизма, т. е. $\beta h \ll 1$. Если пренебречь анизотропией отражения, т. е. принять $R_{\parallel} = R_{\perp}$, правочерность чего будет показана ниже, то (1) примет очень простой вид

$$\Delta I/I = \beta h. \quad (2)$$

Таким образом, постоянная составляющая проходящего света I характеризует ФП, а отношение переменной составляющей к постоянной $\Delta I/I$ — ФД.

2. Экспериментальные результаты

ФП и ФД в пленках различной толщины. На рис. 2 показана кинетика появления ФП и ФАП, характеризуемой соотношением $(I_{\parallel} - I_{\perp}) / [(I_{\parallel} + I_{\perp}) / 2]$ в пленках ХСП состава $As_{50}Se_{50}$ толщиной 0.2 (а) и 5.5 мкм (б). Как известно [9], именно этот состав ХСП обладает наиболее сильным ФП и поэтому был выбран в качестве основного для параллельного исследования ФП и ФД. Рис. 2, а демонстрирует ситуацию, типичную для тонких пленок ($h < 1.5$ мкм), сравнительно слабо поглощающих свет He—Ne лазера. В таких пленках значение ФП сравнительно невелико, а ФАП изменяется немонотонно и знакопеременно. Рис. 2, б демонстрирует ситуацию, типичную для толстых пленок ($h > 1.5$ мкм), сильно поглощающих свет He—Ne лазера. В этом случае характерно весьма значитель-

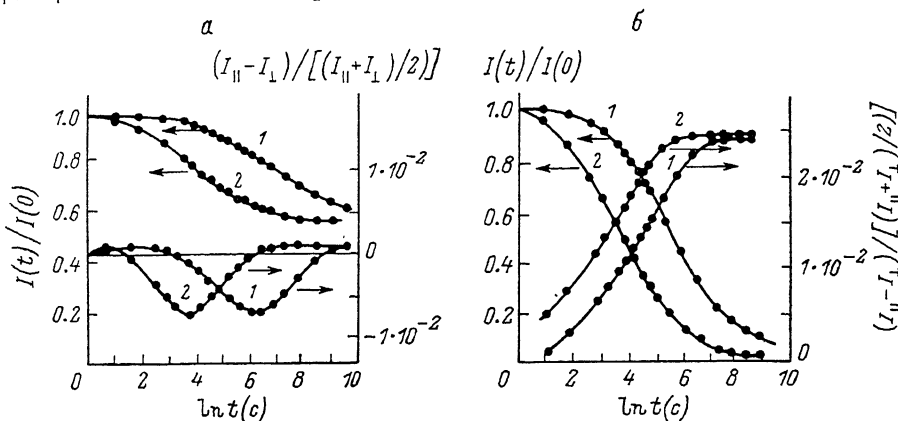


Рис. 2. Кинетика ФП и ФАП при плотностях мощности излучения 50 (1) и 350 мВт/см² (2).

ное ФП, а ФАП нарастает монотонно и выходит на насыщение. Приводимые в дальнейшем результаты получены на толстых сильно поглощающих пленках, для которых справедлив закон Бугера—Бера.

С ростом толщины пленок от 1.5 до 3.0 мкм ФАП нарастает линейно в соответствии с (1). При больших толщинах величина ФАП увеличивается более медленно, а затем перестает нарастать, что, очевидно, обусловлено конечной глубиной проникновения актиничного излучения. Анизотропия отражения также возникала, однако прямые измерения показали, что она мала, т. е. что ФАП определяется в основном первым членом (1).

Отметим характерные особенности рис. 2, б. Величина ФД, соответствующая насыщению, не зависит от плотности мощности P актиничного излучения. Кинетика нарастания ФД в широком временном интервале характеризуется логарифмической зависимостью от времени, причем крутизна логарифмического участка не зависит от P . Аналогичные результаты характерны и для кинетики ФП.

Создание, разрушение и обращение ФД. На рис. 3, а показана кинетика изменения ФП и ФД при поочередном воздействии на толстую ($h = 2.4$ мкм) пленку $As_{50}Se_{50}$ актиничного линейно-поляризованного излучения (символизируется значком 1) и неполяризованного или циркулярно-поляризованного¹ излучения (значки 2 и 3 соответственно) He—Ne лазера. Точками показано, какой вид имела бы кинетика ФД при

¹ Ранее [3] сообщалось, что циркулярно-поляризованный свет разрушает ФД в пленках ХСП.

постоянном облучении пленки линейно-поляризованным излучением. Существенно отметить следующее: 1) ФД достигает насыщения значительно раньше ФП; 2) кинетика нарастания и разрушения ФД не зависит от степени ФП образца, создание и разрушение ФД можно производить даже в условиях полного насыщения ФП; 3) процесс ФП практически не чувствителен к состоянию поляризации излучения.

На рис. 3, б проиллюстрирована кинетика ФП и ФД при поочередном воздействии на пленку актиничного линейно-поляризованного излучения с ортогональными направлениями электрического вектора (значки 1, 4). Видно, что действие излучения с ортогональными направлениями электрического вектора приводит сначала к уничтожению ФД, причем за время, гораздо меньшее времени его нарастания, а затем к возникновению ФД противоположного знака, т. е. к обращению ФД. Важно отметить, что все вышеуказанные изменения ФД происходят независимо от состояния ФП пленки.

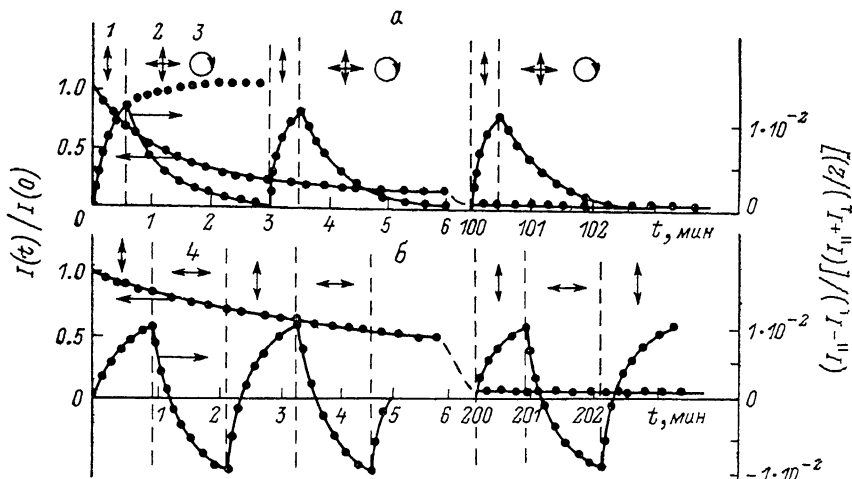


Рис. 3. Кинетика ФП и ФД при плотностях мощности излучения 350 (а) и 50 мВт/см² (б).

Добавим, что процессы создания—разрушения ФД, а также обращения ФД обладали высокой циклическостью: такие циклы были повторены несколько десятков раз, в том числе в условиях насыщения ФП, без каких-либо заметных изменений.

Темновая релаксация ФД. На рис. 4 демонстрируется сохраняемость эффектов ФД и ФП в темноте при различных температурах. Из рис. 4, а видно, что пропускание фотопотемненной пленки в темноте не изменялось, в то время как ФД обнаружил свойство темновой релаксации: в течение 2—3 ч значение ФД спонтанно уменьшалось до некоторой величины и далее стабилизировалось и оставалось неизменным в течение по крайней мере нескольких недель.

После окончания темновой релаксации ФД пленка нагревалась, при этом величина ФД постепенно уменьшалась, и примерно при 100 °С ФД вообще исчезал, хотя ФП сохранялось. Заметим, что эта температура существенно ниже температуры размягчения состава $As_{50}Se_{50}$ ($T_g = 180$ °С), при которой происходит исчезновение эффекта ФП [9].

На рис. 4, б представлены нормированные кривые кинетики темновой релаксации ФД при различных температурах для случая, когда создание и темновая релаксация ФД происходили при одинаковой температуре. С ростом температуры наблюдается значительное ускорение процесса релаксации. Отметим, что во всех указанных случаях величина ФП была постоянной.

Влияние на ФД способа приготовления и состава пленок ХСП. Все вышеизложенные данные по ФД были получены на пленках $As_{50}Se_{50}$, приготовленных испарением в вакууме.

Практически такие же результаты оказались характерными и для пленок ХСП того же состава, полученных высокочастотным ионно-плазменным распылением, в которых ФП при комнатной температуре практически не наблюдалось [10].

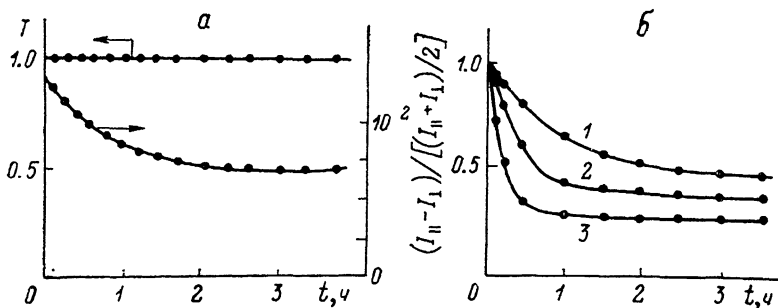


Рис. 4. Темновая релаксация пропускания фотопотемненной пленки T и ФД при комнатной температуре (а) и темновая релаксация ФД при повышенных температурах (б).

$T, ^\circ\text{C}$: 1 — 20, 2 — 50, 3 — 80.

Явление ФД исследовалось также в пленках ХСП различного состава. Таблица демонстрирует величины эффектов ФД и ФП при комнатной температуре, соответствующие насыщению. Из таблицы следует явное отсутствие корреляции между эффектами ФД и ФП. В пленках Sb_2S_3 , где ФП проявляется крайне слабо, ФД достигает больших величин, значительно превышающих ФД в пленках $\text{As}_{50}\text{Se}_{50}$. Еще большая величина ФД обнаружена в пленках $\text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$, в которых нет обратимого ФП, хотя и наблюдается слабый и необратимый эффект фотопросветления, исчезающий при отжиге.

Обнаружен довольно значительный ФД и в пленках $\alpha\text{-Se}$, в которых при комнатной температуре эффект ФП отсутствует. Наконец, в пленках ХСП состава $\text{As}_{50}\text{Se}_{40}\text{Te}_{10}$, характеризующихся достаточно сильным ФП, эффект ФД имеет весьма малую величину.

Для того чтобы согласовать появление больших оптических обратимых эффектов ФД с отсутствием обратимого эффекта ФП, на отожженных пленках $\text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$ был поставлен следующий эксперимент (рис. 5). Пленки облучались актиничным линейно-поляризованным излучением (значок 1). При этом в пробном пучке с поляризацией, параллельной электрическому вектору актиничного пучка, наблюдалось фотопросветление относительно первоначального изотропного пропускания (принятого за единицу), а в пробном пучке с перпендикулярной поляризацией обнаруживалось фотопотемнение (значение T_{\parallel} увеличивалось, а значение T_{\perp} уменьшалось). При изменении поляризации актиничного пучка на ортогональную (значок 2) величина T_{\parallel} начинала уменьшаться, а величина T_{\perp} , наоборот, возрастать, становясь соответственно либо ниже, либо выше, чем пропускание первоначально изотропной пленки.

Рис. 5. Кинетика пропускания T_{\parallel} и T_{\perp} при попередном облучении пленки $\text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$ толщиной 2.5 мкм линейно-поляризованным излучением при плотности мощности 10 Вт/см^2 с ортогональными направлениями электрического вектора.

Установленная на пленках $\text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$ закономерность увеличения пропускания пробного света в поляризации актиничного излучения и уменьшения пропускания пробного света в ортогональной поляризации наблюдались во всех исследованных пленках ХСП.

Установленная на пленках $\text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$ закономерность увеличения пропускания пробного света в поляризации актиничного излучения и уменьшения пропускания пробного света в ортогональной поляризации наблюдались во всех исследованных пленках ХСП.

Величина ФП и ФД в пленках ХСП
различных составов толщиной 2.5 мкм

Состав	$\frac{I(t)}{I(0)}$	$\frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{(I_{\parallel} + I_{\perp})/2}$
As ₅₀ Se ₅₀	0.014	$2.5 \cdot 10^{-2}$
As ₅₀ Se ₅₀ (ВЧ)	~ 1.0	$2.0 \cdot 10^{-2}$
Se	~ 1.0	$1.5 \cdot 10^{-2}$
Sb ₂ S ₃	0.80	$8.0 \cdot 10^{-2}$
Ge _{28.5} Pb ₁₅ S _{56.5}	~ 1.0	$12.0 \cdot 10^{-2}$
As ₅₀ Se ₄₀ Te ₁₀	0.033	$1.0 \cdot 10^{-3}$

Полученные результаты позволяют понять, почему появление большого ФД не противоречит отсутствию скалярного эффекта ФП, так как в неполяризованном свете увеличение пропускания света одной поляризации компенсируется уменьшением пропускания света ортогональной поляризации.

3. Обсуждение

Ранее в литературе имелся разброс данных о кинетике ФАП. В [5] сообщалось о монотонном характере нарастания ФАП, а в [4] наблюдалось немонотонное изменение ФАП и было предположено, что это связано с одновременным протеканием двух фотоиндуцированных процессов — быстрого и медленного. Наши эксперименты с пленками разной толщины позволяют сделать заключение о том, что немонотонная кинетика ФАП (рис. 2, а) обусловлена не наличием различных фотоиндуцированных процессов, а интерференционными явлениями в слабо поглощающих пленках.

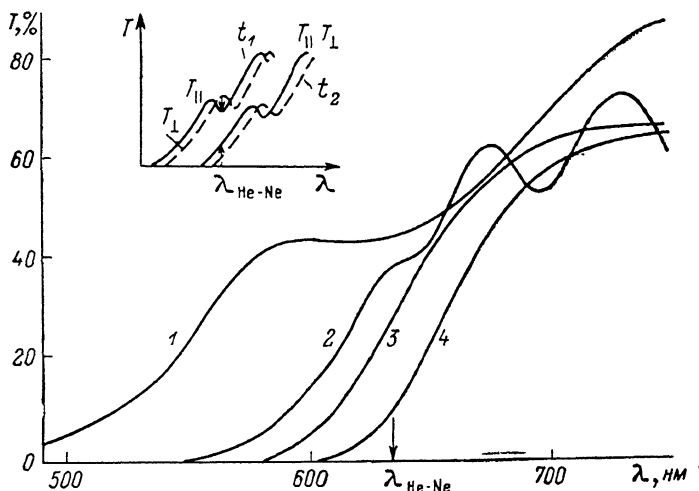


Рис. 6. Спектры пропускания пленок As₅₀Se₅₀ различной толщины, записанные с помощью спектрофотометра СФ-18.

На вставке — анизотропное расщепление спектра пропускания в моменты времени облучения t_1 и $t_2 > t_1$. Направления стрелок отражают знак ФАП. Толщина пленок (мкм): 1 — 0.2, 2 — 1.0, 3 — 2.4, 4 — 5.5.

Это заключение базируется на том факте, что излучение с $\lambda = 0.63$ мкм приходится на область интерференции тонких пленок (рис. 6). При возникновении ФД происходит анизотропное расщепление спектра пропускания. Кроме того, при появлении фоторефрактивного эффекта, сопровождающего явление ФП, изменяется положение интерференционных экстремумов. Оба этих факта и объясняют наблюдавшиеся экспериментально в тонких пленках немонотонность и изменение знака ФАП, как это показано схематически на вставке к рис. 6.

Такие особенности кинетики ФД, как логарифмическое нарастание величины ФД во времени, а также независимость крутизны этой характеристики и величины ФД в насыщении от плотности мощности актиничного излучения (рис. 2, б), могут быть феноменологически объяснены на основе развитой в [11] конфигурационной модели подобно тому, как это сделано в [4].

Из приведенных в данной статье результатов с неизбежностью следует вывод о взаимонезависимости эффектов ФД и ФП в пленках ХСП, а значит, и о существенном различии механизмов двух этих явлений. Об этом свидетельствуют независимость кинетики создания, разрушения и обращения ФД от степени ФП (рис. 3), различие характера темновой релаксации ФД и ФП при комнатной и повышенной температурах (рис. 4), различие в температурах разрушения этих эффектов. Об этом же говорит и тот факт, что в пленках, в которых ФП или полностью отсутствует или весьма слаб, обнаружен ФД большой величины.

Установленные факты позволяют считать, что за ФД не может быть ответственным механизм фотостимулированного изменения ковалентных связей и соответственно рождения новых дефектов структуры, с которым отождествляется в настоящее время явление ФП [12]. Более целесообразно предположить, что поляризованный свет не только создает новые дефекты структуры, но и ориентирует уже имеющиеся собственные или нативные дефекты, которые отличаются по своей природе от фотоиндуцированных дефектов. Образование новых дефектов должно было бы приводить к изменению абсолютной величины дипольных моментов оптических переходов, а следовательно, к одинаковому изменению поглощения света любой поляризации, что и наблюдается при ФП. Взаимодействие же поляризованного света с собственными дефектами, существующими во всех ХСП, а не только в тех, которые обладают ФП, не изменяет величины дипольных моментов оптических переходов, а приводит лишь к повороту этих дипольных моментов преимущественно в одном направлении, что вызывает появление в пленке выделенной оптической оси, сопровождающееся возникновением ФД. При этом в поляризации света, параллельной электрическому вектору актиничного излучения, наблюдается фотопросветление, а в ортогональной поляризации — фотопотемнение.

Природа нативных дефектов в ХСП ранее обсуждалась в литературе. В [13] на основании экспериментальных данных было сделано заключение о спаривании электронов, возникающем благодаря сильному искажению решетки. В дальнейшем природа этого искажения конкретизировалась в [14, 15], такое искажение было названо в этих работах дефектом D^+D^- или $C_3^+C_1^-$ соответственно. Наблюдавшаяся экспериментально нейтральность нативных дефектов [16], а также другие причины привели к новой модели нативных дефектов [17, 18], названных квазимолекулярными. Несколько иное развитие идея Андерсона [13] получила в работах [19], в которых причина спаривания электронов обуславливалась существованием в стеклах мягких конфигураций, искажение которых происходит особенно легко.

И для [18], и для [19] характерным является наличие двухъямного потенциала, т. е. возможность для атома, входящего в квазимолекулярный дефект по [18] или в мягкую конфигурацию по [19], находиться в одном из двух состояний.

Мы можем предположить, что под действием линейно-поляризованного света атомы, входящие в разные квазимолекулярные дефекты или мягкие конфигурации, в среднем смещаются в выделенном направлении, задаваемым электрическим вектором E излучения, т. е. дефекты или мягкие конфигурации ориентируются, создавая макроскопическую анизотропию, в то время как под действием неполяризованного или циркулярно-поляризованного излучения эти атомы смещаются хаотически.

Эксперименты по темновой релаксации ФД также находят объяснение в соответствии с моделями [18, 19]. Результаты (рис. 4) находят объяснение в предположении, что высота межъямного потенциального барьера V

имеет вероятностное распределение по объему образца. Релаксирующая часть ФД соответствует потенциальным барьерам с $V \leq kT$, а нерелаксирующая — барьерам с $V' > kT$. Исчезновение ФД при нагреве образца до 100 °С можно понимать как тепловую разориентацию дефектов, при этом, очевидно, атомы имеют возможность преодолеть барьеры с V' .

Как видно из таблицы, по величине эффекта ФД большинство исследованных составов можно поставить в следующий ряд: $\text{Se} \rightarrow \text{As}_{50}\text{Se}_{50} \rightarrow \text{Sb}_2\text{S}_3 \rightarrow \text{Ge}_{28.5}\text{Pb}_{15}\text{S}_{56.5}$. Легко видеть, что в этом же ряду нарастает полярность химической связи. Такой ряд можно объяснить тем, что слева направо возрастает расстояние, разделяющее два устойчивых положения атома в мягкой конфигурации, что следует ожидать при росте полярности химической связи.

В заключение отметим, что сделанная выше попытка связать механизм ФД с нативными дефектами интересна и с той точки зрения, что эти же дефекты, по мнению авторов работ [18, 19], обуславливают и сам процесс стеклования. Сказанное поясняет, почему явление ФД наблюдается в более широкой группе стеклообразных материалов, чем ФП, и позволяет также надеяться на получение новой важной для физики стеклообразных веществ информации при углубленном изучении явления фотоиндуцированной анизотропии.

Список литературы

- [1] Tanaka K. // J. Non-Cryst. Sol. 1980. V. 35—36. P. 1023.
- [2] Жданов В. Г., Малиновский В. К. // Письма в ЖТФ. 1977. Т. 3. № 18. С. 943.
- [3] Zhdanov V. G., Kolomiets B. T., Lyubin V. M., Malinovskii V. K. // Phys. St. Sol. (a). 1979. V. 52. P. 624.
- [4] Hajto J., Janossy I., Forgacs // J. Phys. C. 1982. V. 15. P. 6293.
- [5] Grigorovici R., Vancu A., Chita L. // J. Non-Cryst. Sol. 1983. V. 59—60. P. 909.
- [6] Janossy I., Jakli A., Hajto J. // Sol. St. Comm. 1984. V. 51. P. 761.
- [7] Lee J. M., Paesler M. A. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 97—98. P. 1235.
- [8] Любин В. М., Тихомиров В. К. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 1. С. 29.
- [9] Kolomiets B. T., Lyubin V. M. // Mat. Res. Bull. 1978. V. 13. P. 1343.
- [10] Любин В. М., Лантратова С. С. // Тез. докл. V Всес. конф. «Бессеребряные и необычные фотографические процессы». М., 1989. Т. 3. С. 43.
- [11] Kolobov A. V., Kolomiets B. T., Konstantinov B. T., Lyubin V. M. // J. Non-Cryst. Sol. 1981. V. 45. P. 335.
- [12] Lyubin V. M. // Physics of disordered Materials / Ed. D. Adler, H. Fritzsche, S. R. Ovshinsky. N. Y.; L.: Plenum Press, 1985. P. 673.
- [13] Anderson P. W. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 34. P. 953.
- [14] Street R. A., Mott N. F. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 1293.
- [15] Kastner M., Adler D., Fritzsche H. // Phys. Rev. Lett. 1976. V. 37. P. 1504.
- [16] Kastner M. // J. Non-Cryst. Sol. 1978. V. 31. P. 223.
- [17] Попов Н. А. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. С. 437.
- [18] Dembovsky S. A., Chechetkina E. A. // J. Non-Cryst. Sol. 1986. V. 85. P. 346.
- [19] Klinger M. I. // Phys. Rep. 1988. V. 165. N 5—6. P. 275.

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

Поступило в Редакцию
12 января 1990 г