

$$H \sim \sqrt{N_{\text{ИВП}} |A|}, \quad (1)$$

где $N_{\text{ИВП}}$ — концентрация ИВП, а A — деформационный заряд ИВП.

На рис. 2 в двойных логарифмических координатах представлены экспериментальные зависимости H для линий $1s-2p$ фосфора от $N_{\text{ИВП}}$. Видно, что экспериментальные точки для ИВП хорошо ложатся на теоретические прямые, соответствующие наклону $1/2$, как это и следует из формулы (1). Сдвиг прямой по вертикальной оси обусловлен различными значениями деформационных зарядов и разбросом в ширине линий для кристаллов с различным исходным примесным составом. Сложность спектра поглощения Sb в Ge затрудняет проведение аппроксимации полуширины линий поглощения и построения зависимости H от N_{Si} .

Некоторой особенностью обладает зависимость H от N_{Gd} . Во-первых, наклон прямой заметно меньше $1/2$, а, во-вторых, при концентрации $N_{\text{Gd}} \approx 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ возникает скачок с последующим выходом на полочку при $N_{\text{Gd}} \geq 7 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. По всей видимости, скачок является следствием изменения характера распределения Gd в Si. Что же касается линейного участка в диапазоне концентраций $N_{\text{Gd}} = 8 \cdot 10^{14} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, то здесь причиной отклонения от теоретической зависимости (1) является то, что в теории центрами, создающими упругие поля, являются атомы ИВП, а в данном случае такими центрами являются кластеры Gd.

Таким образом, экспериментально установлено, что имеется однозначная корреляция между полушириной неоднородно уширенных резонансных линий ВПЦ и ковалентным радиусом ИВП: увеличение ковалентного радиуса при фиксированной концентрации ИВП соответствует росту полуширины линий в согласии с теоретической зависимостью (1). Можно считать, по-видимому, что основной причиной неоднородного уширения линий поглощения ВПЦ в ковалентных кристаллах — кремнии и германии с ЭП примесями является наличие хаотических деформационных полей, возникающих в случае ИВП за счет несоответствия ковалентных радиусов матрицы и ИВП, а в случае РЗЭ — упругих полей, создаваемых кластерами атомов примеси.

Л и т е р а т у р а

- [1] Мизрухин Л. В., Мильвидский М. Г., Хируненко Л. И., Шаховцов В. И., Шинкаренко В. К., Горбачева Н. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1647—1653.
- [2] Хируненко Л. И., Шаховцов В. И., Шинкаренко В. К. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 12. С. 2222—2225.
- [3] Кустов В. Е., Мильвидский М. Г., Семенов Ю. Г., Туровский Б. М., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 2. С. 270—274.
- [4] Лопатин А. Б., Покровский Я. Е. // ФТП. 1986. Т. 28. В. 8. С. 2373—2378.
- [5] Хируненко Л. И., Шаховцов В. И., Шинкаренко В. К., Шпинар Л. И., Ясковец И. И. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 3. С. 563—565.
- [6] Неймаш В. Б., Соснин М. Г., Туровский Б. М., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 5. С. 901—903.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 29.08.1988
Принято к печати 19.10.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

О СТРУКТУРНЫХ ИЗМЕНЕНИЯХ В СТЕКЛООБРАЗНОМ AsGeSe, ОБЛУЧЕННОМ БОЛЬШИМИ ДОЗАМИ НЕЙТРОНОВ

Конорова Л. Ф., Жданович Н. С., Дидик В. А., Прудников И. М.

Проблема структурных превращений в халькогенидных стеклообразных полупроводниках (ХСП), индуцированных воздействием проникающего излучения, вызывает большой интерес исследователей в связи с необходимостью

выяснения механизмов образования и взаимодействия радиационных дефектов в условиях облучения. В настоящее время наиболее детально изучены фото-структурные превращения (см., например, [1]), в меньшей степени — процессы, связанные с воздействием γ -квантов [2, 3] и электронов [4], отсутствуют данные о влиянии нейтронов на структурные изменения в ХСП.

В этой работе приводятся первые результаты исследования воздействия на ХСП больших доз реакторных нейтронов. Проведено исследование влияния нейтронного облучения на ИК поглощение в области $1\div 25$ мкм в стеклообразном AsGeSe состава соединения. Методами нейтроноактивационного анализа, ЭПР и измерениями электропроводности получена дополнительная информация об облученном материале.

Стеклообразный AsGeSe синтезировался из элементов полупроводниковой чистоты при 950°C с последующей закалкой на воздухе, как в [2]. Измерение спектров пропускания проводилось на ИК спектрометре UR-20, отградуиро-

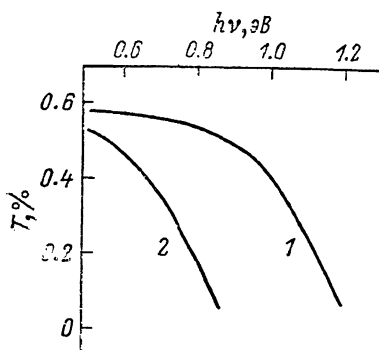


Рис. 1. Спектральная зависимость пропускания AsGeSe в области края Урбаха.

1 — до облучения, 2 — после облучения ($\Phi = 5 \cdot 10^{19}$ н/см²). Толщина образца $d = 7.23$ мм.

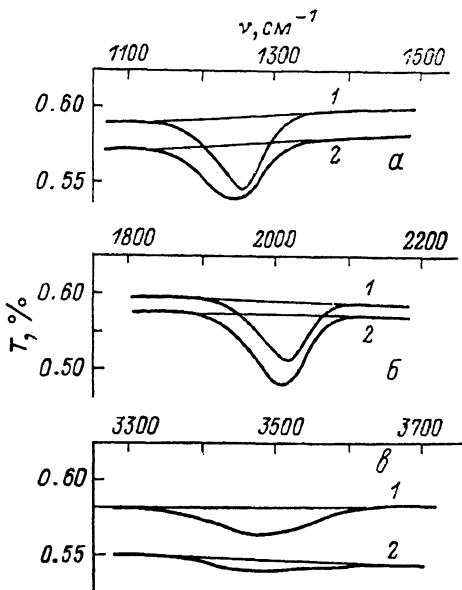


Рис. 2. Пропускание AsGeSe в области локальных колебаний примесей.

а — Ge—O, б — Se—H, в — O—H; 1 — до облучения, 2 — после облучения ($\Phi = 5 \cdot 10^{19}$ н/см²). Наклон линии фонового поглощения зависит от влияния соседних участков бесструктурного поглощения (б, в) и края сильной полосы у 780 см⁻¹ (а); $d = 7.23$ мм.

ванном до 1 мкм. Данные нейтроноактивационного анализа получены на γ -спектрометре АИ-1024. Для измерения ЭПР использовался радиоспектрометр РЭ-1306. Электропроводность измерялась по использованной нами ранее методике [5]. Материал облучался в охлаждаемом канале реактора при $\sim 70^\circ\text{C}$ потоком $5 \cdot 10^{13}$ н/см²·с до интегральной дозы $\Phi = 5 \cdot 10^{19}$ н/см² (дозиметрия проводилась по тепловым нейтронам) в условиях, аналогичных условиям облучения кристаллического кремния в [6]. Все измерения проводились при комнатной температуре после предварительной выдержки в течение $\sim 3 \cdot 10^4$ ч.

Далее приводятся полученные нами данные по влиянию нейтронного облучения на ИК поглощение в стеклообразном AsGeSe. Прозрачность материала в исследованной области спектра определяется поглощением квантов света на электронных переходах (область урбаховского края, $1\div 2.5$ мкм), на локальных колебаниях примесных атомов (технологические примеси, $2.5\div 15$ мкм) и на колебаниях атомов матрицы ($15\div 25$ мкм). На рис. 1 приведены спектральные зависимости пропускания в области края Урбаха. Видно, что в результате облучения наблюдается сильное смещение края Урбаха в длинноволновую область спектра («потемнение» материала). Такое «потемнение», естественно полагать, является следствием структурных изменений в сетке стекла и, следовательно, может сопровождаться изменением электропроводности. Действительно, согласно полученным нами данным, электропроводность облученного материала при комнатной температуре увеличивается в результате облу-

чения на 2 порядка. Аналогичное изменение σ и смещение края Урбаха в длинноволновую область наблюдались нами в этом материале при введении металла (Cu или Pb) в концентрации 4–5 ат%, когда энергия активации электропроводности уменьшилась от 2 до ~ 1.5 эВ. Наблюдаемое изменение σ существенно превосходит увеличение проводимости в приборах на основе ХСП, облученных дозами порядка 10^{16} н/см² [7].

Влияние нейтронного облучения на поглощение на локальных колебаниях примесных атомов представлено на рис. 2. Поглощение, обусловленное валентными колебаниями связей O—H (широкая полоса у 3500 см⁻¹), в результате облучения уменьшается (рис. 2, в). Полосы поглощения, связанные с локальными колебаниями других примесей (Ge—O, Se—H), при облучении смещаются в длинноволновую часть спектра ($1250, 2020$ см⁻¹) и уширяются (1250 см⁻¹) (рис. 2, а, б). Сильная полоса поглощения у 780 см⁻¹ (As—O) при облучении практически не меняется. При облучении появляется дополнительное бесструктурное поглощение в длинноволновой области спектра ($2.5\div 10$ мкм), на фоне которого и наблюдаются полосы поглощения на локальных колебаниях примесей. Все эти изменения в примесном поглощении, на наш взгляд, говорят о том, что влияние облучения осуществляется в основном через структурные изменения в самой сетке стекла. Наблюдаемые в ИК поглощении изменения не релаксируют при 300 К в течение года, о чем свидетельствуют повторные записи ИК спектров облученных образцов.

Итак, в результате нейтронного облучения стеклообразный AsGeSe переходит в новое достаточно устойчивое при комнатной температуре состояние. Можно предположить, что изменение структуры, индуцированное облучением, может сопровождаться появлением парамагнитных центров в поврежденной матрице, подобно тому как это имеет место в ХСП, облученных светом или X-лучами [8]. В этой связи и было проведено измерение ЭПР при температуре, при которой исследуемые изменения достаточно устойчивы. Однако оказалось, что структурные изменения в облученном материале не сопровождаются возникновением парамагнитных центров. В области g -фактора $1.5\div 3.5$ отсутствует сигнал ЭПР, что при чувствительности радиоспектрометра $5\cdot 10^{10}$ спин/Гц соответствует концентрации парамагнитных центров меньше 10^{15} спин/см³.

В связи с тем что при облучении в реакторе на AsGeSe воздействуют потоки быстрых и медленных нейтронов, а также γ -кванты, целесообразно оценить вклад каждого вида излучений в интегральный эффект радиационного воздействия. Как известно, воздействие медленными тепловыми нейтронами приводит к легированию материала вследствие ядерных реакций, однако, согласно нашим оценкам, введенные при этом в стеклообразный AsGeSe примеси не проявляются в наших условиях при измерении электрических и оптических свойств и ЭПР. По результатам γ -спектроскопии, основной вклад в остаточную активность облученных образцов вносит ⁷⁵Se. Проведенное нами контрольное исследование влияния γ -облучения от источника ⁶⁰Co на стеклообразный AsGeSe при дозах $10^9\div 10^{10}$ Р показало, что изменения в ИК спектре при γ -облучении максимальны при дозах $\sim 10^9$ Р и, по нашим оценкам, воздействие реакторных γ -квантов не является фактором, определяющим наблюдаемые в данной работе изменения в этом материале. Таким образом, наблюдаемые изменения обусловлены преимущественно воздействием быстрых нейтронов.

Итак, в результате облучения реакторными нейтронами изменяется спектр ИК поглощения стеклообразного AsGeSe, что обусловлено в основном структурными изменениями в сетке стекла, которые и вызывают смещение края Урбаха и появление неселективного длинноволнового поглощения. В сетке стекла, по-видимому, имеют место изменение расстояний между атомами и углов между связями, т. е. деформация структурных единиц (СЕ) матрицы, а также возникновение разупорядоченных фрагментов кластерного типа в результате смещения атомов при взаимодействии с быстрыми нейтронами аналогично возникновению разупорядоченных областей в кристаллических полупроводниках типа кремния. Наряду с деформацией СЕ матрицы стекла при облучении происходит частичное разрушение связей примесных атомов с матрицей.

Сильное смещение урбаховского края в облученном стеклообразном AsGeSe близко по величине к смещению, наблюдавшемуся нами при введении в этот

материал металла в концентрации 4–5 ат%, превышение которой приводит, по данным РФА, к возникновению металлосодержащих микро неоднородностей в сетке стекла [5]. Наблюдаемые в результате нейтронного воздействия достаточно сложные изменения в стеклообразном AsGeSe, устойчивые при комнатной температуре, не приводят вопреки ожиданиям к появлению парамагнетизма в этом материале.

Л и т е р а т у р а

- [1] Любин В. М. // Аморфные полупроводники-82. Бухарест, 1982. С. 19–24.
- [2] Копорова Л. Ф., Ким Т. И., Жданович Н. С., Литовский М. А. // ЖТФ. 1985. Т. 55. В. 4. С. 788–791.
- [3] Budinas T., Mačkus P., Savvitsky I. V., Shpotyuk O. I. // J. Non-Cryst. Sol. 1987. V. 90. N 1-3. P. 541–543.
- [4] Гуральник Р. М., Лантратова С. С., Любин В. М., Сарсембинов Ш. Ш. // ФТТ. 1982. Т. 24. В. 5. С. 1334–1338.
- [5] Копорова Л. Ф., Ким Т. И., Жданович Н. С., Литовский М. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 7. С. 1300–1302.
- [6] Жданович Н. С., Копорова Л. Ф. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 898–901.
- [7] Ovchinsky S. R., Fritzsche H. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1973. V. ED-20. N 2. P. 91–105.
- [8] Taylor P. C., Strom U., Bishop S. G. // Sol. Energy Mater. 1982. V. 8. P. 23–31.

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

Получено 6.09.1988
Принято к печати 31.10.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МЕЖДЫРОЧНОГО РАССЕЯНИЯ НА ВРЕМЯ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ ДЫРОК В Ge

Рагуотис Р., Сельмистрайтис Г.

В [1] приведены экспериментальные результаты по существенному влиянию межчастичного рассеяния на диссипацию энергии носителей заряда в различных полупроводниках. В частности, в [2] наблюдалась сильная зависимость времени релаксации энергии дырок τ_e от их концентрации p в p -Ge. В [3] применительно к эксперименту [2] данная зависимость рассчитывалась многочастичным методом Монте-Карло для температуры решетки $T_0=100$ К. Расчет в [3] выполнялся двумя способами: из вычисления отклика дырок на мгновенно включенное электрическое поле и из выражения $\tau_e = \tau_k$, где

$$\tau_k = \frac{1}{(\delta\varepsilon(t))^2} \int_0^\infty d\eta \overline{\delta\varepsilon(t) \delta\varepsilon(t+\eta)}, \quad (1)$$

$\delta\varepsilon$ — флуктуация энергии ансамбля дырок, черта означает усреднение по времени.

В [3], насколько нам известно, впервые в обычном многочастичном методе Монте-Карло моделируется согласованное движение сталкивающихся носителей заряда, т. е. в парном приближении учитывается изменение импульса и энергии обеих частиц. Однако при этом было необходимо соблюдение условия $\Delta t \ll \bar{\tau}$, где Δt — интервал времен, на которые разбивалась история движения дырок, $\bar{\tau}$ — среднее время соударений между дырками. Вследствие этого точность расчета была невелика. Обращает на себя внимание и то, что расчет указывает на значительно более слабую концентрационную зависимость τ_e , чем эксперимент.

В то же время часто удобно рассматривать рассеяние носителей заряда в терминах пробной частицы [4]. Так как в [5] показано, что в условиях термоди-