

ISSN 1028-8546

Azərbaycan Milli Elmlər Akademiyası
Fizika-Riyaziyyat və Texnika Elmləri Bölməsi
Fizika İnstitutu

2

Fizika

Cild

III

1997

Bakı * Elm

ВОЗДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИИ И ОСВЕЩЕНИЯ НА ПРОЦЕСС ОБРАЗОВАНИЯ И ОТЖИГА ДЕФЕКТОВ В ГЕРМАНИИ

Р.С. МАДАТОВ, Г.М. ГАСУМОВ, Т.Б. ТАГИЕВ, А.И. АЛИЕВ

Сектор Радиационных Исследований АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида 31^а

Приводятся результаты экспериментальных исследований влияния дефектов, возникающих в Ge p-типа, при сопряженном действии ускоренных электронов и освещения на спектральное распределение фоточувствительности. Показано, что при совместном действии радиации и освещения происходит перезарядка энергетических уровней и рекомбинация электронно-дырочных пар на дефектах. При этом энергия безлучательных рекомбинаций передается самим дефектам, в результате чего они становятся более подвижными.

В последние годы для объяснения механизма действия внешних факторов, в частности освещения и прямого тока, на скорость деградации и восстановления параметров полупроводниковых структур привлекается явление ионизованно-стимулированной реакции [1-3]. Высказано предположение, что при инжекции носителей тока в образец, вследствие увеличения подвижности значительно изменяется эффективная энергия активации дефектов, созданных при облучении. В результате этого резко увеличивается аннигиляция дефектов. Однако, механизм, приводящий к увеличению их подвижности, не установлен окончательно. Изучение указанного эффекта позволит получить новую информацию об инжекционном стимулировании атомных перестроек, происходящих при сопряженном действии радиации и освещения.

В работе приведены результаты исследования влияния дефектов, возникающих в Ge p-типа при сопряженном действии ускоренных электронов и освещения на спектральное распределение фоточувствительности. Исследовались образцы монокристаллического Ge p-типа проводимости с удельным сопротивлением $\rho = 10 \text{ Ом}\cdot\text{см}$, легированные Sb и облученные электронами с энергией 5 МэВ при комнатной температуре. Для выяснения кинетики накопления и отжига радиационных дефектов, возникающих в Ge при облучении электронами до интегральных потоков 10^{10} - $10^{13} \text{ эВ}/\text{см}^2$ и освещения светом мощности 300-500 мВт/см², изучались (ФП), спектры ИК гашения и параметры дефектов.

На рис.1 представлены спектральные распределения фотопроводимости (ФП) Ge, облученного в темноте (кр.1) и при освещении светом различной интенсивности (кр.2-4). Как видно из рис.1, после облучения Ge в темноте, длинноволновая граница ФП начинается при $h\nu = 0,28 \text{ эВ}$ (кр.1) и, с увеличением энергии фотонов, ФП сначала растет, затем остается почти постоянной. Дальнейшее увеличение энергии фотонов приводит к увеличению ФП при $h\nu = 0,42 \text{ эВ}$. Увеличение ФП при 0,28 эВ связано с переходом электронов с уровня $E_{-0,28} \text{ эВ}$ в зону проводимости, а в области энергий $h\nu = 0,42$ - $0,6 \text{ эВ}$ - с переходами с уровня $E+0,28 \text{ эВ}$ в зону проводимости. Полученные результаты хорошо согласуются с данными работы [4].

При одновременном облучении образца электронами дозой 10^{12} см^2 и освещении светом, мощностью 300 мВт/см² длинноволновая граница ФП смещается от

0,28 эВ к значению 0,17 эВ (кр.2) и с увеличением энергии фотонов характер изменения ФП остается таким же как при облучении в темноте. Рост фототока и смещение длинноволновой границы ФП вероятно связаны с изменением зарядового состояния энергетических уровней. С увеличением интенсивности света до 500 мВт/см², при той же дозе облучения, ФП растет в области 0,17+0,65 эВ, а спектральные характеристики по форме не различаются (кр.3). При увеличении дозы облучения до 10^{13} см^2 под освещением интенсивностью 500 мВт/см² характер зависимости ФП от энергии фотонов остается неизменным, но фоточувствительность падает (кр.4).

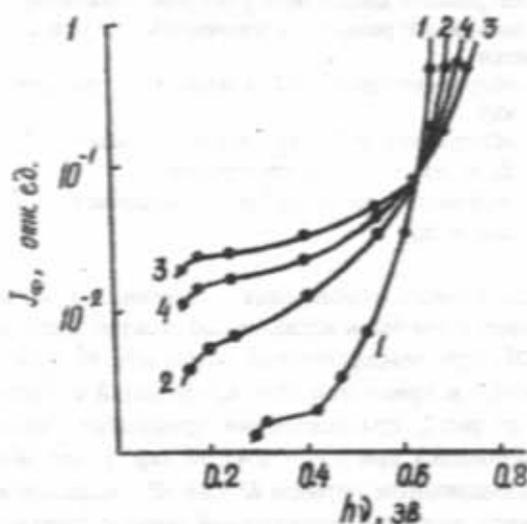


Рис.1. Спектральные зависимости фотопроводимости Ge, p-типа при различных условиях облучения ускоренными электронами с энергией 5 МэВ

- 1 - облученного в темноте до интегрального потока электронов 10^{12} см^2
- 2,3 - облученного до интегрального потока 10^{12} см^2 под освещением с интенсивностью 300 мВт/см² и 500 мВт/см², соответственно
- 4 - облученного до 10^{13} см^2 под освещением мощностью 500 мВт/см².

Можно предположить, что наблюдаемый эффект связан как с расщеплением уровня $E+0,28 \text{ эВ}$, возникающего при облучении электронами дозой 10^{12} - 10^{13} см^2 , в результате

чего возникает уровень $E+0,17$ эВ, так и с изменением зарядового состояния уровней. Уровень $E+0,17$ эВ является уровнем прилипания неосновных носителей заряда, который вносит вклад в немонотонность ФП в примесной области спектра.

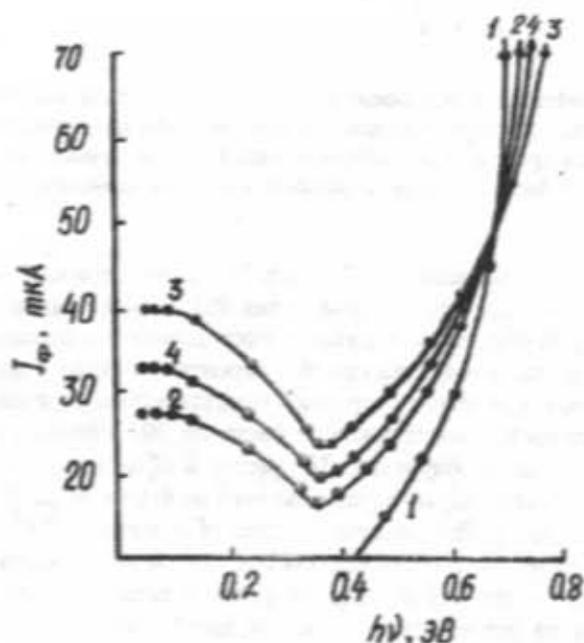


Рис.2. Спектральные зависимости фотопроводимости Ge n-типа Ge при различных условиях облучения и подсветки

- 1 - облученного до 10^{12} см⁻² в темноте (без подсветки)
- 2,3 - облученного до 10^{12} см⁻² под освещением с $E_p < h\nu_1 < h\nu_2$, соответственно
- 4 - облученного до 10^{13} см⁻² под освещением с $h\nu_2 > E_p$

Для более точного определения положения энергетических уровней нами были исследованы спектры индуцированной ФП при одновременном освещении из собственной ($h\nu > E_p$) и примесной ($h\nu < E_p$) областей спектра. Как видно из рис.2, при освещении примесным светом рост ФП начинается при $h\nu = 0,42$ эВ (кр.1), что обусловлено радиационным уровнем $E+0,28$ эВ, расположенным в нижней половине запрещенной зоны с энергией ионизации 0,42 эВ. Освещение образца светом из собственной области приводит к смещению начала ФП в длинноволновую область спектра и появлению слабого ИК гашения ФП (кр.2). Увеличение интенсивности подсветки приводит к возрастанию глубины ИК гашения фототока, но при этом характер изменения спектра остается таким же (кр.3). При увеличении интегрального потока электронов до 10^{14} см⁻² глубина ИК гашения уменьшается (кр.4). Зависимости глубины ИК гашения ФП от интенсивности подсветки (I_p) и от интенсивности потока электронов Φ (кр.4) приведены на рис.3. Из рисунка видно, что глубины ИК гашения при различных энергиях примесного света (кр.1-3) насыщаются при различных интенсивностях подсветки. Такой ход кривых означает, что при использовании примесного света с $h\nu = 0,42$ эВ пол-

ное опустошение уровня $E+0,28$ эВ происходит при меньших значениях I_p по сравнению с примесным светом с $h\nu = 0,15, 0,3$ и $0,35$ эВ. Из кривой 4 видно, что с увеличением интегрального потока ускоренных электронов глубина ИК гашения уменьшается. Подобный вид спектра ФП можно объяснить следующим образом. Стационарное освещение образца светом из собственной области спектра создает некоторую постоянную концентрацию электронов в зоне проводимости. Дырки в валентной зоне захватываются уровнями $E_-(0,17+0,35$ эВ), т.е. эти уровни частично опустошаются, и это зависит от интенсивности подсветки I_p .

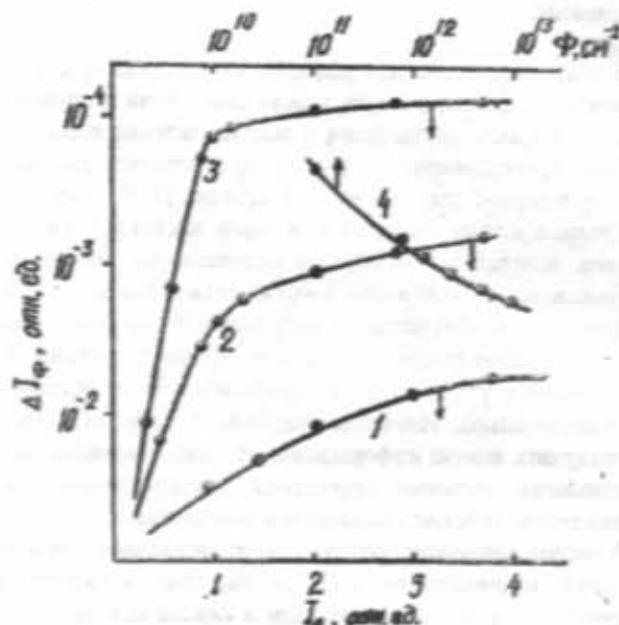


Рис.3. Зависимость глубины ИК гашения фотопроводимости от интенсивности собственной подсветки при различных энергиях примесного света (1-3) и от интегрального потока электронов (4)
1 - 0,15 эВ; 2 - 0,30 эВ; 3 - 0,35 эВ; 4 - 0,40 эВ.

Освещение образца светом из примесной области приводит к забросу электронов из валентной зоны на уровень 0,35 эВ, что соответствует ИК гашению ФП. Дальнейший рост при $h\nu > 0,42$ эВ обусловлен переходами электронов с уровня $E+0,28$ эВ в зону проводимости. Уменьшение глубины ИК гашения с ростом интегрального потока обусловлено тем, что при высоких дозах облучения происходит рост концентрации радиационных дефектов по закону $N_{pp} \sim 2,5 \cdot 10^{-28} \Phi_s^{2,4}$ [4], который частично компенсирует уровень донорного типа.

Таким образом, наблюдаемое ИК гашение ФП n-Ge, обусловленного ускоренными электронами при одновременном действии света, обусловлено трансформацией радиационных дефектов, вследствие изменения их зарядового состояния под действием света.

Анализ спектров ФП Ge n-типа при облучении ускоренными электронами в темноте и под освещением показывает, что при сопряженном действии радиации и освещения происходит перезарядка энергетических уровней и рекомбинация электронно-дырочных пар на дефектах. При этом энергии безызлучательных рекомбинаций пере-

двоятся самим дефектам, вследствие чего дефекты становятся более подвижными, а это, в свою очередь, приводит

к усилению процесса отжига радиационных дефектов.

- [1] *Ц. Тагуев, Ш. Фуджита*. Тез. докл. Международной конф. по радиационной физике полупр. и родствен. материалов. 13-19 мая 1979 г., Тбилиси, 1980, с. 676.
- [2] *Ж. Бургуэн, М. Ланно*. Точечные дефекты в полупроводниках: Экспериментальные аспекты, М., Мир, 1985, с. 304.

- [3] *К. Аннаев, М.Я. Бахиров, Р.С. Мадатов, И.А. Кабулов*. I Региональн. конф., Самарканд, 21-23 мая 1991 г., ч. III, с. 244-245.
- [4] *Т.Д. Джафаров*. Радиационно-стабилизированная диффузия в полупроводниках. М., 1991, с. 246.

R.S. Madatov, Q.M. Qasimov, T.B. Tagiyev, A.I. Əliyev

Ge MONOKRİSTALLARINDA DEFFEKTLƏRİN ƏMƏLƏ GƏLMƏ VƏ DƏMLƏMƏ PROSESİNDƏ RADİASİYANIN VƏ İŞİQLANMANIN BİRGƏ TƏSİRİ

Məşhur edilmişdir ki, n-tip monokristal germanium nümunələrini güclü işıq seli və 5 MeV enerjili elektron dəstəsi eyni zamanda şüalandırıldıqda, onların şüalanmalar kəsilikdən sonrakı fotokeçiriciliyi, yalnız elektron dəstəsi ilə şüalanmış bu cür nümunələrin fotokeçiriciliyindən böyükdür. Bu onunla izah olunur ki, işıq və elektron dəstəsi birgə təsir etdikdə defektlərin yüklənmə halının dəyişməsi ilə əlaqədar olaraq elektron və deşiklərin defektlərdə şüalanma ilə nəticələnməyən rekombinasiyası zamanı ayrılan enerjinin defektlərə verilməsi nəticəsində onların miqrasiyası asanlaşır və defektlərin yox olması prosesi sürətlənir.

R.S. Madatov, Q.M. Qasimov, T.B. Tagiyev, A.I. Aliyev

CONJUGATE ACTION OF RADIATION AND LIGHTING ON FORMATION PROCESS AND ANNEALING OF DEFECTS IN Ge.

In this article the results of experimental researches of the influence of defects, which arise in n-type Ge under conjugate action electron-irradiation and lighting on spectral distribution photoconductivity are presented.

It is shown, that under joint action radiation and lighting the charge exchange of energy levels and recombination of electron-hole pair on defects take place.

Дата поступления: 26.03.97

Редактор: М.И. Ахмед

УВЛЕЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ ФОНОНАМИ В Ag_2S

З.С. ГАСАНОВ, С.М. АБДУЛЛАЕВ, Ф.Ф. АЛИЕВ, С.А. АЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследованы температурные зависимости коэффициента теплопроводности (κ) и термоэдс (α) в p - Ag_2S в интервале 4,2–300 К. Обнаружено, что при $T < 100$ К α резко растет ($\alpha \sim T^{-3}$) с уменьшением T , при 16–18 К проходит через максимум. Коэффициент теплопроводности проходит через максимум при ~ 30 К. Установлено, что резкое возрастание α обусловлено эффектом увлечения дырок длинноволновыми фононами. Показано, что смещение максимумов α и κ температурная зависимость фононной термоэдс $\alpha_p \sim T^{-3}$ находится в согласии с теорией Херринга.

Введение

Известно, что при наличии вдоль образца теплового потока носители заряда могут увлекаться длинноволновыми фононами, создавая дополнительную термоэдс увлечения α_p . Условием реализации эффекта является сближение волновых чисел электронов и фононов $k_e \approx k_p$, выполняемое при относительно низких температурах. В кристаллах с понижением T возрастает как теплопроводность κ_p , так и термоэдс увлечения α_p . Естественный предел возрастанию α_p создают границы кристалла, ограничивающие длину свободного пробега фононов l_p . После достижения l_p максимальной величины, соответствующей минимальному размеру образца, при дальнейшем понижении температуры κ_p резко падает, вследствие уменьшения теплоемкости фононного газа. Аналогично ведет себя и α_p , уменьшаясь после максимума вследствие возрастания времени релаксации носителей заряда, взаимодействующих с длинноволновыми фононами. Поскольку в теплопроводности кристалла участвует весь фононный спектр, для которого эффективная длина свободного пробега \bar{l}_p меньше, чем у фононов, участвующих в процессе увлечения $\bar{l}_p < l_p$, то положение максимума α_p по сравнению с максимумом κ_p должно быть сдвинуто в сторону низких температур. Ввиду того, что положение максимумов зависит непосредственно от размеров исследуемого образца, то для экспериментального выяснения этого вопроса измерения κ_p и α_p необходимо проводить на одном и том же образце. Данному вопросу посвящено несколько работ [1–6]. Обнаружено, что в большинстве случаев, вопреки сказанному, максимумы κ_p и α_p совпадают. Данная работа также посвящена совместному исследованию фононной теплопроводности и термоэдс (в p - Ag_2S). Интерес к Ag_2S вызван тем, что в нем концентрация дырок мала, а их эффективная масса вдвое больше, чем в кристаллах p - $InSb$ и p - $GaSb$. Поэтому в p - Ag_2S можно было ожидать весьма сильного увлечения дырок фононами.

Эксперимент.

Измерения коэффициентов теплопроводности и термоэдс проводились на установке, описанной в [7]. Синтез и выращивание монокристаллов Ag_2S производилось

медленным охлаждением одного торца ампулы. Образцы Ag_2S были получены в стехиометрическом соотношении, с избытком S и с избытком Ag (до 0,2 ат.%). Избыток серы и серебра приводит к незначительному изменению электрических свойств Ag_2S . На рис. представлены температурные зависимости κ и α для двух образцов p - Ag_2S . Как видно, в данном случае в Ag_2S , начиная с 100 К с уменьшением T , термоэдс сильно увеличивается, проходя через максимум при ~ 16 –18 К. Коэффициент теплопроводности значительно ниже, чем в кристаллах A^3B^5 , температурный ход κ в области 100–30 К не резкий, максимум κ расположен при более высокой температуре (~ 30 К).

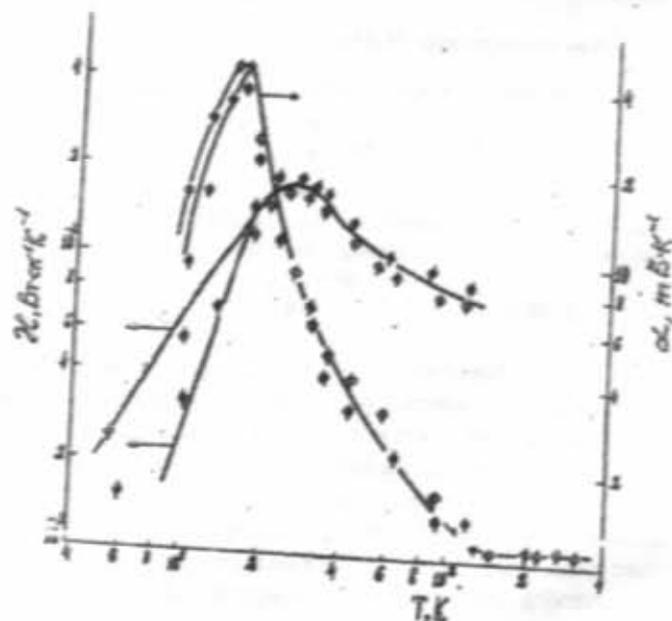


Рис. Температурные зависимости теплопроводности (κ) и термоэдс (α) в Ag_2S с избытком 0,1 ат.% S и ϕ - 0,1 ат.% Ag.

Обсуждение результатов.

Из кривых $\alpha(T)$ следует, что в кристаллах p - Ag_2S , действительно, имеет место сильное увлечение дырок фононами. Начиная с $T = 100$ К, α_p намного превышает диффузионную. Поэтому данные α при $T < 100$ К можно принять за счет эффекта увлечения α_p . Поскольку электропроводность σ в Ag_2S мала, то кривую $\kappa(T)$ также

можно принять за фононную долю α_2 . Из этих данных следует, что в $p-Ag_2S$ максимумы α_2 расположены при значительно низких T (~16-18 K), нежели максимумы α_1 (~30 K), т.е. в данном случае реализуется предсказание теории. Данные α_2 следует интерпретировать в рамках теории Каллауэ [8], которая позволяет учесть всевозможные механизмы рассеяния.

Однако, в кристаллах Ag_2S отсутствуют некоторые данные для количественного расчета. Несмотря на это, даже качественное сопоставление данных $\alpha_2(T)$ с этой теорией позволяет заключить, что в Ag_2S имеется достаточное количество структурных дефектов, приводящих к столь интенсивному рассеянию фононов. По этой же причине занижено значение μ и степень k в зависимости $\mu \sim T^{-2}$ (в области до максимума 100-30 K). По аналогии с другими халькогенидами серебра [10,11] можно полагать, что и в Ag_2S имеет место влияние нормальных процессов на μ . Здесь примечательным является то, что в образце с избытком Ag , после максимума с понижением T , μ убывает почти по закону $\mu \sim T^{-3}$. Хотя это следует из общей теории теплопроводности, однако, на эксперименте редко реализуется.

Анализ температурной зависимости $\alpha_2(T)$ следует проводить по теории Херринга [12], согласно которой величина α_2 определяется формулой:

$$\alpha_2 = \frac{k_0 m^* V_0 \tau_2}{e 3k_0 T \tau_s}$$

где m^* - эффективная масса носителей заряда, V_0 - групповая скорость длинноволновых фононов, взаимодействующих с носителями заряда (скорость звука), τ_s - время

релаксации носителей заряда, обусловленное только этим процессом взаимодействия, τ_2 - полное время релаксации длинноволновых фононов, определяемое их взаимодействием со всем фононным спектром кристалла, с носителями заряда, дефектами и границами кристалла.

Из формулы следует, что наиболее благоприятные условия для наблюдения эффекта увлечения создаются в кристаллах с большой τ_2 (т.е. высокая теплопроводность), конечно при не слишком малой эффективной массе носителей заряда. Температурный ход α_2 определяется температурным ходом $\tau_2/T\tau_s$. Так как зависимость τ_2 обуславливается симметрией кристалла [12], общая зависимость $\alpha_2(T)$ в области возрастания α_2 не имеет универсального вида. Для определения $\alpha_2(T)$ нужно принять, что $\tau_s \sim T^{3/2} U (U = e\tau_s/m^*)$ как это должно быть при рассеянии носителей заряда на акустических колебаниях решетки. Остальные величины, входящие в формулу слабо зависят от T . Согласно этим рассуждениям для кубических кристаллов α_2 должна зависеть от T как $\alpha_2 \sim T^{-3.5}$, а для кристаллов тригональной системы $\alpha_2 \sim T^{-3}$. С понижением T рассеяние носителей заряда на ионизированных примесях усиливается, что приводит к ослаблению эффекта увлечения и это сказывается на $\alpha_2(T)$. Когда длина свободного пробега фононов достигает минимальных размеров образца ($\tau_2 = const$), температурный ход $\alpha_2(T)$ начинает определяться изменением величины $1/T\tau_s$ от температуры и при $\tau_s \sim T^{3/2}$; $\alpha_2 \sim T^{0.5}$.

Таким образом, полученные данные по $\alpha_2(T)$ как до максимума, так и после него находятся в качественном согласии с теорией Херринга.

- [1] И.Н. Тимченко, С.С. Шальт. ФТТ, 4, 1962.
- [2] С.А. Алиев, А.Я. Навельский, С.С. Шальт. ФТТ, в. 7, № 5, 1965, с. 1590.
- [3] С.А. Алиев, С.С. Шальт. ФТТ, в. 7, № 12, 1965, с. 3690.
- [4] С.А. Алиев, Л.Л. Коренблит, С.С. Шальт. ФТТ, в. 8, № 3, 1966, с. 705.
- [5] С.А. Алиев. ФТП, в. 7, № 1, 1973, с. 168.
- [6] С.А. Алиев. Некоторые вопросы экспериментальной и теоретической физики, Изд. "Эль", Баку, 1977.
- [7] С.А. Алиев, Д.Г. Араслы, З.Ф. Агаев, Э.И. Зулфиргаров, Ш.С. Исмаилов. Изв. АН Азерб. ССР, сер. ф.-м. и тех. Наук, № 6, 1982, с. 67.

- [8] J. Callaway. Phys. Rev., v. 113, 4, p. 1046, (1959).
- [9] J. Callaway, H.C. Balyez. Phys. Rev., 120, 4, p. 1149 (1960).
- [10] С.А. Алиев, Ф.Ф. Алиев, З.С. Гасанов. Изв. АН СССР, сер. неорг. материалы, 26, с. 1767, 1990.
- [11] С.А. Алиев, Ф.Ф. Алиев, С.Г. Абдинова, З.С. Гасанов, Д.М. Рагимова. Изв. ВУЗ-ов, сер. физика, № 6, 1990, с. 41-45.
- [12] C. Herring. Phys. Rev. 95, 954 (1954); Holdleiteza Phosphoze 5, 184 (1958).

Z.S. Həsənov, S.M. Abdullayev, F.F. Əliyev, S.A. Əliyev

Ag_2S BİRLƏŞMƏSİNDƏ ELEKTRONLARIN FONONLARLA CƏLB OLUNMASI

$p-Ag_2S$ kristalında 4,2+300 K temperatur intervalında istilikkeçirmə (μ) və termoe.h.q. (α) əmsallarının temperatur asılılığı tədqiq edilmişdir. Müəhəzədə olunmuşdur ki, $T < 100$ K-də μ və α əmsalları maksimumundan keçirlər. Termoe.h.q.-nin maksimumundan keçməsi dəyişiklərin uzundalğalıq fononlar tərəfindən cəlb olunması effekti ilə əlaqədar olduğu tə'yin olunmuşdur. Hər iki əmsalın maksimumlarının sürüşməsi Herring nəzəriyyəsi ilə izah olunmuşdur.

Z.S. Gasanov, S.M. Abdullayev, F.F. Aliyev, S.A. Aliyev

ELECTRONS PASSIONS BY PHONONS IN Ag₂S

The temperature dependences of thermal conductivity (κ) and thermal power (α) of p-Ag₂S have been investigated in 4,2-300 K temperature interval. It is observed, that at $T < 100$ K α abruptly increases ($\alpha \sim T^3$) with decreasing of T , at $\sim 16-18$ K pass through maximum. The thermal conductivity coefficient pass through one at ~ 30 K. It is established, that the abruptly increasing of α is caused by drag effect of holes by long wave phonons. It is shown, that the displacement of maximums α and κ and the temperature dependence of phonous thermal power ($\alpha_p \sim T^3$) are in agree with Herring's theory.

Дата поступления: 28.10.96

Редактор: М.Н. Ахмед

THE AXIOMATICS OF NONRELATIVISTIC QUANTUM MECHANICS. ONE FREE PARTICLE.

L.A. DADASHEV

*Institute of Physics of Academy of Science of Azerbaijan
H.Javid, av. 33, Baku 370143*

In this paper general structure of axiomatized theory of fundamental physical theory is proposed. This scheme is applied to the construction of quantum mechanics (q, m) of one free particle. The theory is presented in unitary invariant form. From the classical physics the only group of symmetry (Galilean group) is used essentially. The well known relations for the basic observables are obtained and their uniqueness in the frame work of given axiomatics is proved.

1. Introduction

From the papers of methodology and logic of sciences one well knows that the initial system of axioms cannot be estimated inside of axiomatized theory. Its justification is realized with the help of reference to some methodological premises as a generalization of papers an axiomatization of Physics and first of all papers on axiomatics approach to (QFT) [1]. We assume that axiomatized Physical theory contains the next concepts and principles:

- 1) system of axiom is implicit definition of theoretical objects (TO);
- 2) the space of states of (TO) has to be presented;
- 3) the set of initial observable of (TO) has to be pointed out, we denote it by O ;
- 4) the principle of invariance respectively group of symmetry has to be formulated;
- 5) the axiom of completeness have to be formulated. One needs to explicate the sense in what set of observables pointed in 2) is sufficient for the description of results of possible measurements;
- 6) some more special axioms.

In the given paper the nonrelativistic quantum mechanics (q, m) is considered that implies the application of Galilean group G as group of symmetry. In (q, m) the central extension of group G is used. This extension corresponds to some

real parameter μ . In this paper the proper subgroup of this group is used rather often. We denote it by G_μ^0 .

$$G_\mu^0 \subset G_\mu; g \in G_\mu^0; g = g(\theta, \tau, \vec{V}, \vec{a}, r)$$

where:

$\theta \in R^1$ is parameter of central extension. Denote by M the generator of corresponding one-parameter subgroup.

$\tau \in R^1$ is parameter of time translation. Denote by H corresponding generator.

$\vec{V} \in R^3$ is parameters of proper Galilean transformation (boost). Denote by \vec{K} corresponding generators.

$\vec{a} \in R^3$ are parameter of space translation. Denote by \vec{P} corresponding generators.

$r \in O(3)$ - parameters of rotation. Denote by \vec{J} corresponding generators.

In order to facilitate the verification of following propositions we present here the law of group production and commutation relation for algebra of group G_μ^0 [2].

$$\begin{aligned} g_1 \circ g_2 &= g(\theta_1 + \theta_2 + \xi_{12}, \tau_1 + \tau_2, \vec{V}_1 + r_1 \vec{V}_2, \vec{a}_1 + r_1 \vec{a}_2 + \tau_1 \vec{V}_1, r_1 r_2) \\ \xi_{12} &= \mu \left(\frac{1}{2} V_1^2 \tau_2 + (\vec{V}_1, r_1 \vec{a}_2) \right) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\left. \begin{aligned} [J_\alpha, J_\beta] &= i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} J_\gamma; [J_\alpha, P_\beta] = i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} P_\gamma; [P_\alpha, P_\beta] = 0 \\ [J_\alpha, K_\beta] &= i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} K_\gamma; [K_\alpha, K_\beta] = 0; [K_\alpha, P_\beta] = i\delta_{\alpha\beta} M \\ [J_\alpha, M] &= 0; [P_\alpha, M] = 0; [K_\alpha, M] = 0; [H, M] = 0 \\ [H, \vec{P}] &= 0; [H, \vec{J}] = 0; [H, \vec{K}] = -i\vec{P} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

2. Quantum mechanics of one free particle.

In this paragraph we introduce the complete family of axioms which are necessary for description of nonrelativistic quantum mechanical particle.

Axiom I (state space): The state space of (q, m) particle is separable Hilbert space (\mathcal{H}) .

Axiom II (set of observables): The set of observables is some von-Neumann algebra \mathcal{M} , $\mathcal{M} \subset \mathcal{B}(\mathcal{H})$ which contains 6

self-adjoint operators \bar{Q} and $\bar{\Sigma}$, satisfying the following bilinear conditions

$$\begin{aligned} [\bar{Q}_\alpha, \bar{Q}_\beta] &= 0; [\bar{\Sigma}_\alpha, \bar{Q}_\beta] = 0 \\ [\bar{\Sigma}_\alpha, \bar{\Sigma}_\beta] &= i\epsilon_{\alpha\beta\gamma} \bar{\Sigma}_\gamma; \bar{\Sigma}^2 = \bar{\sigma}^2 I; \bar{\sigma}^2 = \sigma(\sigma+1) \end{aligned} \quad (3)$$

where σ is half-integer number.

Axiom II' (completeness): \mathcal{W} algebra generated by operators \bar{Q} and $\bar{\Sigma}$, is maximal commutative algebra in \mathcal{H} . For the formulating of the axiom of invariance we need one notation. Consider the following subset of elements of group G_μ^0

$$\mathcal{E}_3 = \{g \in G_\mu^0; g(0, 0, \vec{0}, \vec{a}, r); \vec{a} \in R^3, r \in O(3)\} \quad (4)$$

Obvious \mathcal{E}_3 is subgroup in G_μ^0 it is called Euclidean group.

Axiom III₁ (invariance respectively Euclidean group): There exists unitary representation of group \mathcal{E}_3 , $U(\cdot) \in R\mathcal{P}_p(\mathcal{E}_3, \mathcal{H})$ such that under transformation from one system reference to another system connected with the first one by transformation $\varepsilon \in \mathcal{E}_3$, observables are transformed respectively law

$$\begin{aligned} U(\vec{a})V(\vec{b})U(\vec{a})^* &= V(\vec{b})e^{i\vec{a}\cdot\vec{b}} \\ U(r)V(\vec{b})U(r)^* &= V(r\vec{b}) \\ U(\varepsilon)\bar{\Sigma}U(\varepsilon)^* &= r\bar{\Sigma} \end{aligned}$$

where $V(\vec{b}) = e^{i\vec{b}\cdot\vec{p}}$

In the following theorem I the general form of these operators is obtained.

Theorem I: There exist two Hilbert spaces \mathcal{F} and \mathcal{L} such that state space \mathcal{H} , observables $\bar{Q}, \bar{P}, \bar{\Sigma}$ are unitary equivalent to the following set of operators

$$(\mathcal{H}, \bar{Q}, \bar{P}, \bar{\Sigma}) \cong (\mathcal{L} \otimes \mathcal{F}, \bar{p}_0 \otimes 1_{\mathcal{F}}, \bar{q}_0 \otimes 1_{\mathcal{F}}, 1_{\mathcal{L}} \otimes \bar{S}) \quad (5)$$

where $(\mathcal{L}, \bar{p}_0, \bar{q}_0)$ are unitary equivalent to Schrödinger representation of CCR, and operators \bar{S} realize in Hilbert space \mathcal{F} irreducible representation of algebra of group $SU(2)$, which corresponds to spin σ .

The proof of theorem I is based on application of von-Neumann's theorem about uniqueness of representation of CCR with finite degrees of freedom. [3]. One also needs to use axiom II' and the method of construction of representation of $SU(2)$, proposed in [4].

Now we introduce some algebras and relations between them which will be used in this paper and for consideration

of many particle case. Consider the following von-Neumann algebras

$$\begin{aligned} \mathcal{M} &= \mathcal{W} \cdot \left\{ V(\vec{b}), \bar{\Sigma} \right\}_{\vec{b} \in R^3} \\ \mathcal{M}_0 &= \mathcal{W} \cdot \left\{ V(\vec{b}) \right\}_{\vec{b} \in R^3} \\ \mathcal{K} &= \mathcal{W} \cdot \left\{ V(\vec{b}), \bar{\Sigma} \right\}_{\vec{b} \in R^3} \end{aligned} \quad (6)$$

These algebras satisfy some properties that will be used to prove the theorems of uniqueness. We present these properties in the form of the theorem II.

Theorem II: The algebras defined by formulas (6) satisfy the following relations:

- \mathcal{K} is maximal commutative algebra;
- $\mathcal{M} = \mathcal{M}_0$;
- $\mathcal{W} \cdot \left(\left\{ V(\vec{b}), U(\vec{a}), \bar{\Sigma} \right\}_{\vec{b} \in R^3, \vec{a} \in R^3} \right) = B(\mathcal{H})$

The proof of this theorem is based on general properties of von-Neumann's algebras and the next result \bar{q}_0 generate in \mathcal{L} -maximal commutative algebra [5].

To prove the theorem of uniqueness for operators \bar{P} (theorem III) we extend the group of symmetry with the help one new transformation i_t , which is transformation of time reflection. It is connected with another elements of group G_μ^0 by the following relations

$$i^2 = I \in G_\mu^0; i g i^{-1} = \hat{g} = g(\theta, -\tau, -\vec{V}, ar) \quad (7)$$

Using relation (7) and analogy with classical mechanics we assume the next axiom

Axiom III₂ (invariance respectively time reflection): $g \in G_\mu^0, U(\cdot) \in R_p(G_\mu^0, \rho)$. I - is representation i_t by antiunitary in \mathcal{H} . Assume, that for representation of G_μ and for algebra of initial observables the following relations take place.

$$\left. \begin{aligned} IU(\varepsilon)I^{-1} &= U(\varepsilon) \\ IU\left(\left(\frac{\vec{V}}{|\vec{V}|}\right)\right)I^{-1} &= U\left(\left(-\vec{V}\right)\right), |\vec{V}| = g(0, 0, \vec{V}, 0, 1) \\ IU\left(\left(\frac{\tau}{|\tau|}\right)\right)I^{-1} &= U\left(\left(-\tau\right)\right), |\tau| = g(0, \tau, \vec{0}, 0, 1) \\ I^2 &= 1_{\mathcal{H}} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} IV(\vec{b})I^{-1} &= V(-\vec{b}) \\ I\bar{\Sigma}I^{-1} &= -\bar{\Sigma} \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

We note that (8) is representation of composition law (7). And relation (9) for spin is chosen analogous to the same relation for generators of angular momentum. The next theorem of uniqueness is true.

Theorem III: Let $(U(\varepsilon), I)$ and $(U(\varepsilon), I)$ be two representations of group $\mathcal{E} \otimes i_t$, that provide the realization of axiom III₁ and III₂ for the same set of initial observables

$V(\vec{b})$ and $\vec{\Sigma}$. Assume also that these two representations are connected by the next relations

$$I = e^{i\alpha} I \quad \alpha \in R^1 \quad (10')$$

$$D(\vec{P}) \cap D(\vec{P}) = \text{core}(\vec{P}) \quad (10'')$$

Then $\vec{P} = \vec{P}$ and $U(\vec{a}) = U(\vec{a})$.

For the proof of this theorem is used relation $III^{-1} = T^*$ $\forall T \in M_0$ and (ii) of theorem II.

It is clear that the same result is true for operators of rotation. But in order to avoid the second use of unsatisfactory condition (10'). We present another formulation of this theorem.

Theorem IV: Let $U(\varepsilon)$ and $U(\varepsilon)$ be two different representations of group \mathcal{G}_3 and for these representations axiom III₁ is performed for the same observables \vec{a} and $\vec{\Sigma}$. Assume also that the next relations between $U(\varepsilon)$ and $U(\varepsilon)$ are performed.

$$U(\vec{a}) = U(\vec{a}) \\ D(\vec{J}) \cap D(\vec{J}) = \text{core}(\vec{J})$$

Then i) $U(\vec{r}) = U(\vec{r})$

ii) and operators of angular momentum have the following form:

$$J_a = \varepsilon_{ab\gamma} Q_b P_\gamma + \Sigma_a = L_a + \Sigma_a$$

The proof of i) is based on verification of the following relation $U(\vec{r})U(\vec{r})^* \in \{V(\vec{b}), V(\vec{a}), \vec{\Sigma}\}$ and application to this relation (iii) of theorem II.

i) Asserts that this well known expression for operator of angular momentum is uniquely possible in the frame work of given axiomatics that is direct derivation of (ii).

In order to complete the presentation of family of axioms invariance. We claim the axiom of invariance respectively boost transformations. From classical mechanics one knows

$$G_\mu^* = \{g \in G_\mu^0: g = g(\theta, 0, \vec{V}, \vec{a}, r), \theta \in R^1, \vec{V} \in R^3, \vec{a} \in R^3, r \in O(3)\}$$

Obvious that this subset is subgroup in G_μ^0 we call this set stationary subgroup.

Let us summarize our result. The theory designed by axioms (I-IV) determines initial observables up to unitary equivalence. Generators of stationary subgroup are also determined almost uniquely. We call this representation of G_μ^0 admissible one. For the description of complete symmetry we have to determine the invariance respectively time translation. It means that we need to define self-adjoint operator H such, this operator and other operators which provide admissible representation of Lie algebra of G_μ^0 . Satisfy

that if $R^*(\vec{x}, t)$ is space of events then the boost transformation acts there as follows

$$(\vec{v}): (\vec{x}, 0) = (\vec{x}, 0) \quad (11)$$

Axiom III₁ is quantum mechanical generalization of this relation.

Axiom III₂ (invariance respectively boost transformation): There exists such unitary representation of group G_μ^0 , that boost transformation connected with initial observables as follows.

$$U((\vec{v}))V(\vec{b})U^*((\vec{v})) = V(\vec{b}) \\ U((\vec{v}))\vec{\Sigma}U^*((\vec{v})) = \vec{\Sigma} \quad (12)$$

For the completeness of physical interpretation we need new axiom.

Axiom IV (spectrality): Generator of phase transformation has the following form $M = mI_N$, $m > 0 \dots$

Now we are able to prove the theorem on general form of boost transformation.

Theorem V: Let axioms (I-IV) be performed, then the generator of boost transformation has the following form

$$\vec{K} = m\vec{Q} \quad (13)$$

Proof. Consider operator $\chi(\vec{v}) = V^*(m\vec{v})U((\vec{v}))$. Using composition law (1) and relations (5) one can verify $[\chi(\vec{v}), U(\vec{a})] = 0$ Relations (12) also imply that $[\chi(\vec{v}), V(\vec{b})] = 0$, $[\chi(\vec{v}), \vec{\Sigma}] = 0$. Then applications (iii) of theorem II and invariance respectively rotation give $\chi(\vec{v}) = a(v^2)I_N$. From this relation by differentiation we get (13).

Consider subset of Galilean group

commutation relation (2). This operator H is called admissible Hamiltonian.

Theorem VI: Let all axioms (I-IV) be performed and exist linear dense set

$D_1 \subset D(\vec{Q}) \cap D(\vec{P}), \vec{Q}, \vec{P}$. $D_1 \rightarrow D_1$ and D_1 is set of essential self-adjointness of generator of group G_μ^* . Then every admissible Hamiltonian has form

$$H = \frac{p^2}{2m} + E I_N, \quad E \in R^1 \quad (15)$$

That the same idea is used for the proof, if H is admissible Hamiltonian, then $\left(H - \frac{p^2}{2m}\right) \in \{U(\vec{a}), V(\vec{b}), \vec{\Sigma}\}$ then everything is obvious.

From the theory of unitary representation of Galilean group [6] one knows, that representations are irreducible. If and only if operators $M, (J - h)^2, H - \frac{p^2}{2m}$ are propor-

tional to identical operators. Namely these properties are performed in our axiomatics. So the next theorem is true.

Theorem VII: In the framework of proposed axiomatics the properties of symmetry of one quantum mechanical particle are described by unitary irreducible representation of centrally extended Galilean group corresponding to any positive mass m , half-integer values of spin σ , and constant internal energy E .

- [1] *N.N. Bogolubov*. In book: "General principles of Quantum Field Theory", M., Nauka, 1987 (in Russian).
 [2] *A. Barut, R. Ronchka*. In book: "Theory of group representation and its applications" v.1, ch. III, § 4, M., Mir, 1980 (in Russian).
 [3] *N.N. Bogolubov*. In book: "General principles of Quantum Field Theory", Theorem 6.14, M., Nauka, 1987 (in Russian).

- [4] *I.M. Gelfand, R.A. Minlos, Z.Ja. Shapiro*. In book: "Representation of rotation group and group of Lorentz", ch.1, §2, M., Fiz.-Math. Literatura, 1955.
 [5] *N.N. Bogolubov*. In book: "General principles of Quantum Field Theory", §6.4, M., Nauka, 1987 (in Russian).
 [6] *A. Barut, R. Ronchka*. In book: "Theory of group representation and its applications", M., Mir, 1980 (in Russian).

L.A. Dadaşov

QEYRİ-RELYATİVİSTİK KVANT MEKANİKASININ AKSİOMATİKASI. BİR SƏRBƏST ZƏRRƏCİK.

Bu məqalədə aksiomatik fundamental fiziki nəzəriyyənin əsasları verilmişdir. Bu ümumi stem bir sərbəst zərrəcikli kvant mexanikasının yaradılmasına tətbiq edilmişdir. Nəzəriyyə unitar-invariant şəkildə ifadə olunmuşdur. Nəzəriyyə yaradılan zaman klassik fizikadan yalnız simmetriya qrupu (Qaliley qrupu) istifadə olunmuşdur. Bütün əsas müşahidə olunan fiziki kəmiyyətlərin ifadələri alınmışdır və təklif olunan aksiomatika çərçivəsində onların vahidliyi isbat olunmuşdur.

Л.А. Дадашев

АКСИОМАТИКА НЕРЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ. ОДНА СВОБОДНАЯ ЧАСТИЦА.

В данной статье предложена структура аксиоматизированной фундаментальной физической теории. Эта общая схема применена к построению квантовой механики одной свободной частицы. Теория сформулирована в унитарно-инвариантной форме. При построении теории из классической физики существенно использовано только группы симметрии (группа Галилея). Получены выражения для всех основных наблюдаемых и доказана их единственность в рамках предложенной аксиоматики.

Дата поступления 09.04.97

Редактор: И.Г. Джафаров.

СПЕКТРАЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКИХ ПОСТОЯННЫХ $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$

Ш.М. АЛЕКПЕРОВА, Н.Н. АБДУЛ-ЗАДЕ, Р.Г. АХМЕДЗАДЕ, И.А. АХМЕДОВ,
Г.С. ГАДЖИЕВА, Н.Н. МУРСАГУЛОВ

Институт Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследованы спектральные зависимости оптических постоянных (α , n , k , ϵ_1 и ϵ_2) тонких пленок сплава $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$, полученного методом термического испарения в вакууме. На основе полученных спектров отражения и пропускания определены спектральные зависимости функции энергетических потерь $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$.

Впервые тройные смешанные сплавы Ag_2X-Cu_2X с катионным замещением компонентов в бинарных халькогенидах серебра были изучены в [1,2], в частности, исследовано краевое поглощение эквимольного состава $AgCuSe$. Установлено, что в системах $Ag_2X-Cu_2X(X=S, Se, Te)$ при эквимольном соотношении компонентов по перитектической реакции образуются тройные соединения, определяемые формулой $AgCuX$.

В данной работе приведены результаты исследования оптических свойств тонких пленок $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$.

1. Исходный сплав был получен из бинарных селенидов серебра и меди подбором нужных соотношений и имел n -тип проводимости, концентрацию носителей тока $\sim 6,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, проводимость $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, подвижность $\sim 2 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Слон толщиной 0,1-0,5 мкм напылялся в вакууме $\sim 10^{-5} \text{ мм.рт.ст.}$ на оптическое стекло и свежеослощенные и подогретые до 373-425 К поверхности NaCl и KCl. Термическое испарение производилось на установке ВУП-5. Концентрации образцов определялись холловскими измерениями. Спектры оптического пропускания и отражения снимались при 300 К на спектрометрах ИКС-29 и "Specord M-40" при нормальном падении луча на образец.

2. На рис. 1(1) представлен спектр пропускания тонких пленок $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$. Как видно из рисунка, спектр имеет некоторые особенности: в интервале 4000-1200 см^{-1} наблюдается монотонный рост пропускания с 42 до 86 % с особенностью в виде небольшого провала при 1562 см^{-1} . Начиная с максимума при 1205 см^{-1} , пропускание убывает до 81 % с некоторыми особенностями при 840 см^{-1} . Спектры образцов разных толщин отличались только по интенсивности.

На рис. 1(2) показан спектр отражения $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$. Характер спектра отражения присущ полупроводникам с высокой концентрацией носителей. Плазменный минимум соответствует длине волны 10,0 мкм (0,124 эВ). В сильнолегированных полупроводниках положение плазменного минимума зависит от концентрации носителей тока: чем больше концентрация носителей тока, тем при меньших длинах волн происходит плазменный резонанс [2,4]. Исследуемый сплав является частично компенсированным. Несколько смешанный пик при 2325 см^{-1} видимо обусловлен примесным уровнем меди. При 1950 см^{-1} наблюдается глубокий минимум. Наблюдается особенность при 2325 см^{-1} и широкий максимум при 1240 см^{-1} с особенностями как на коротковолновом (1600, 1530 см^{-1}), так и на длинноволновом (1140, 1095 см^{-1}) склонах. В

максимуме коэффициент отражения составляет 71 %. Имеют место второй минимум отражения при 1000 см^{-1} , и ряд особенностей при 909 см^{-1} , 700, 633, 588, 530 см^{-1} . Наблюдается крутой рост отражения в области 650-550 см^{-1} .

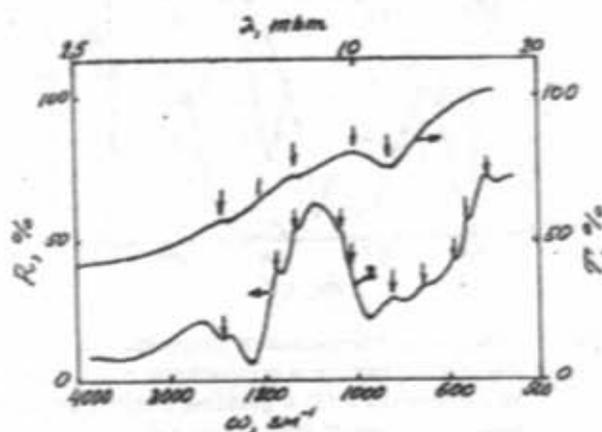


Рис. 1. Спектральная зависимость коэффициента пропускания T (1), и отражения R (2) $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$.

На рис. 2 (1) представлен спектр поглощения $Ag_{0,6}Cu_{0,4}Se$ в интервале 0,2-0,5 эВ. Коэффициент поглощения (α) определяется с учетом отражения (R) и пропускания (T) образца по известной формуле:

$$T = \frac{(1-R)^2 \exp(-\alpha d)}{1-R^2 \exp(-2\alpha d)} \quad (1)$$

Характер спектральной зависимости коэффициента поглощения показывает, что имеют место два процесса поглощения: основной край поглощения, и за краем фундаментальной полосы при более длинных волнах обнаруживается добавочное поглощение до 10^4 см^{-1} . Крутой рост поглощения, начиная с энергии 0,35 эВ, обусловлен переходами зона-зона. От края собственного поглощения в сторону длинных волн наблюдаются две четкие полосы поглощения с максимумами при 0,335 и 0,25 эВ. Как показали дополнительные исследования, полоса поглощения с максимумами при 0,25 эВ обусловлена свободными носителями. Полоса поглощения с максимумом при 0,335 эВ может быть вызвана примесными уровнями. Если оптические переходы происходят между неонизиро-

ваным примесным уровнем и дальней зоной, то полоса такого примесного поглощения будет лежать непосредственно вблизи края собственного поглощения [5]. Более широкая полоса, по-видимому, обусловлена поглощением далеко расположенными донорно-акцепторными парами, или же глубокими примесными состояниями. Известно, что если в примесном поглощении участвуют глубокие примесные состояния, то такие переходы будут давать вклад в поглощение за краем поглощения в более длинноволновой области.

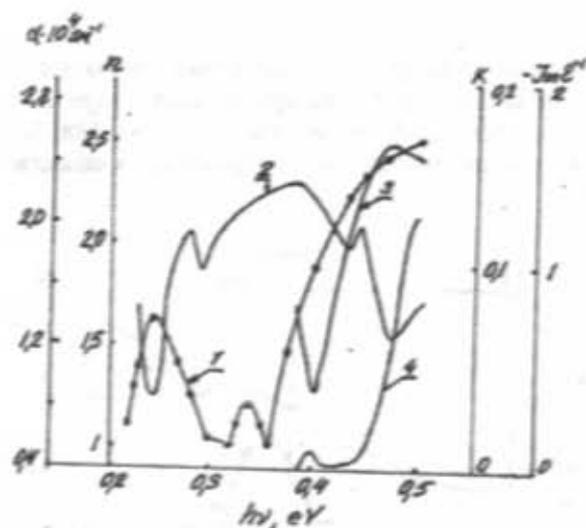


Рис. 2. Спектральные зависимости коэффициента поглощения α (1), показателя преломления n (2), показателя поглощения R (3) и функции энергетических потерь $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$ (4) для $\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$.

3. Оптические постоянные n, k описывают поведение плоской электромагнитной волны в твердом теле [6]. Поведение вещества в электромагнитном поле описывается диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , электропроводностью σ , магнитной проницаемостью μ . Связь между оптическими постоянными и параметрами материала отражается как $n^2 - k^2 = \epsilon_1$ и $2nk = \frac{4\pi\sigma}{\omega}$. Все эти параметры могут быть вычислены из дисперсионного соотношения и определены из спектральной зависимости коэффициента поглощения и отражения. На рис. 3 представлены спектральные зависимости диэлектрических постоянных ϵ_1 и ϵ_2 , а на рис. 2 показаны зависимости k и n и функции энергетических потерь $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$, определенные по формуле:

$$-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega) = \frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)} = \frac{2nk}{(n^2 + k^2)^2} \quad (2)$$

Из спектральной зависимости функции энергетических потерь рассчитано время жизни плазменных колебаний свободных носителей заряда $\tau \sim 5,7 \cdot 10^{-13}$ с, предполагая, что представленные зависимости обусловлены плазменными колебаниями, возбужденными заряженными частицами, проходящими через твердое тело [6].

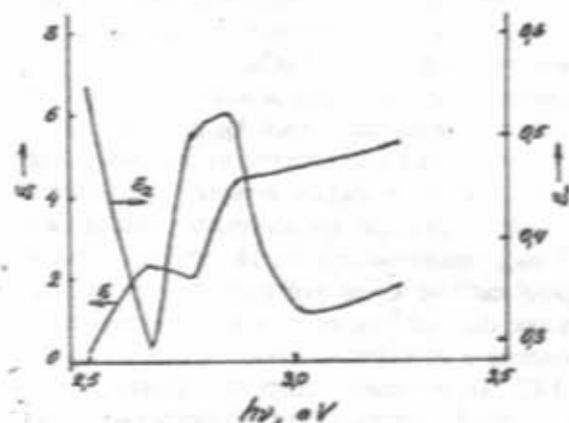


Рис. 3. Спектральные зависимости ϵ_1 и ϵ_2 для $\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$.

Таким образом, в данной работе показана возможность получения тонких пленок $\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$ методом термического испарения в вакууме массивных образцов AgCuSe . На основании исследования спектральных зависимостей оптических параметров определены механизмы взаимодействия электромагнитного излучения с тонкими пленками $\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$ в диапазоне длин волн 2-20 мкм.

[1] М.И. Агаев, Ш.М. Алекперова, М.И. Заргарова. ДАН Азерб. ССР, 1971, 20, № 6.
 [2] В.И. Фистуль. Сильнолегированные полупроводники. Изд. "Наука", М., 1967.
 [3] Ш.М. Алекперова, И.А. Ахмедов, Л.Н. Алиева, Г.С. Гаджиева, Х.А. Халилов. Неорганические материалы, 1982, т. 28, № 8, 1803.

[4] Дж. Филипс. Оптические спектры твердых тел. Изд. "Мир", М., 1960.
 [5] В.В. Горбачев, Л.Г. Спицина. Физика полупроводников и металлов. Изд. "Металлургия", М., 1976.
 [6] D. Pines. Rev. Mod. Phys., 28, 1184, 1956.

Ş.M. Ələkperova, N.N. Əbdülzadə, R.G. Əhmədzadə, İ.A. Əhmədov, G.S. Hacıyeva, N.N. Mursagulov

$\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$ OPTİK SABİTLƏRİNİN SPEKTRAL ASILILIĞI

Təqdim olunan işdə ilk dəfə $\text{Ag}_{0.6}\text{Cu}_{0.4}\text{Se}$ xəlitosimin nazik təbəqələrində optik sabitlərin (α, n, k, ϵ_1 və ϵ_2) spektral asılılığı tədqiq edilmişdir. ϵ_1 və ϵ_2 spektrlərinin əsasında xarakteristik elektron itkisinin funksiyaları $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$ təyin olunmuşdur.

Sh.M. Alekperova, N.N. Abdulzade, R.G. Ahmedzade, I.A. Ahmedov, G.S. Hajiyeva, N.N. Mursagulov

SPECTRAL DEPENDENCES OF OPTICAL CONSTANTS OF $Ag_{2.5}Cu_{0.5}Se$

For the first time spectral dependences of optical constants (absorption coefficient, reflection index and others) of polycrystalline thin films of $Ag_{2.5}Cu_{0.5}Se$ have been investigated in the range 2.5-25 μm . Functions of characteristics electron losses ($-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$) have been founded from ϵ_1 and ϵ_2 spectra.

Дата поступления: 18.09.96

Редактор: Ч.О. Каджар

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАРЯДОВОГО СОСТОЯНИЯ ПОЛИПРОПИЛЕНА, СОДЕРЖАЩЕГО ДОБАВКИ АМИНОКОМПЛЕКСА КРЕЗИЛДИТИОФОСФОРНОЙ КИСЛОТЫ

С.А. АБАСОВ, В.А. АЛЕКПЕРОВ, М.А. РАМАЗАНОВ, З.Ч. ЭФЕНДИЕВА

*Институт Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33*

Определялась плотность зарядов, созданных предварительной электротермополяризацией, в образцах полипропилена (ПП), содержащих различные количества добавки аминокомплекса крезилдитиофосфорной кислоты (КТФ), методом термостимулированной деполаризации. Установлена корреляция между изменением плотности зарядов q , электрической прочности E и механической прочности σ образцов ПП в зависимости от количества добавки КТФ, причем при содержании добавки 0.25 масс.% величины q , E и σ достигают своих максимальных значений. Наблюдаемые увеличения электрической и механической прочностей ПП, содержащего 0.25 масс.% добавки КТФ, объясняются упорядочением структуры под действием образующихся поляризованных зарядов при электротермополяризации.

Исследования, проведенные в работах [1-3] показали, что введение одного из видов добавок аминокомплексов дисамещенных дитиофосфатов, а именно о-о-ди-п-крезилдитиофосфорной кислоты (КТФ) в полипропилен (ПП) приводит к изменению надмолекулярной структуры, а при ее содержании 0.25 масс.% наблюдается уменьшение размеров надмолекулярных образований, в частности сферолитов, что, в свою очередь, способствует оптимальному увеличению механической прочности на 20 %.

Принимая во внимание, что изменение физической структуры ПП при введении добавки КТФ должно привести и к изменению его зарядового состояния, так как при этом изменяются концентрация и энергетическая глубина залегания ловушек, представляло интерес изучение влияния добавки КТФ на зарядовое состояние ПП, чему и посвящена данная работа.

Зарядовое состояние в полимерах создают предварительной электротермополяризацией (действием высокого электрического поля при относительно высокой температуре) или действием коронного разряда.

В данной работе зарядовое состояние в ПП без добавки и в образцах из ПП, содержащих различные количества добавок КТФ, создавалось предварительной электротермополяризацией под действием высокого постоянного электрического поля напряженностью $E_0 = 10^7$ В/м при температуре $T_0 = 393$ К в течение $t_0 = 1$ час, с последующим охлаждением под действием поля до комнатной температуры.

После электротермополяризации исследуемых образцов из ПП без добавки и ПП, содержащих: 0.25; 0.30; 0.40; 0.50 масс.% КТФ, изучено их зарядовое состояние методом термостимулированной деполаризации (ТСД).

На рис. 1 приведены кривые ТСД для образцов ПП без добавки и содержащих различные добавки КТФ. Видно, что в зависимости от содержания КТФ в образцах из ПП, площадь кривых ТСД, из которой вычисляется количество внедренных зарядов, изменяется, причем при 0.25 масс.% КТФ количество зарядов Q максимально.

Для наглядности на рис.2 построена зависимость плотности зарядов $q = Q/S$ от содержания КТФ в масс.%, где Q - количество зарядов, рассчитанное из кривых ТСД, приведенных на рис.1, S - площадь образца. Как видно,

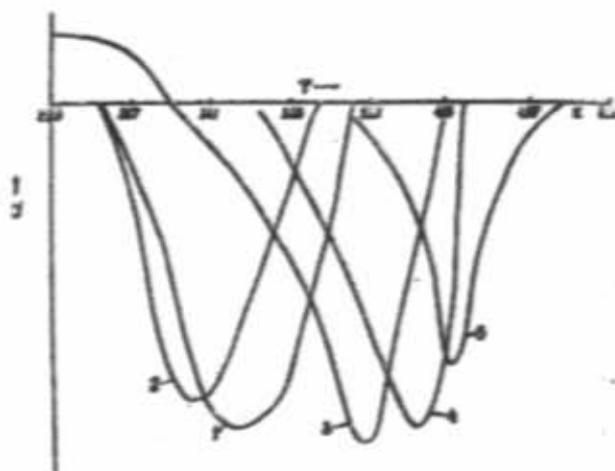


Рис.1. Кривые ТСД для ПП без добавки и ПП, содержащего различные количества добавки КТФ:
1 - ПП+0.25 масс.% КТФ; 2 - ПП+0.30 масс.% КТФ;
3 - ПП+0.40 масс.% КТФ; 4 - ПП+0.50 масс.% КТФ;
5 - ПП без добавки.

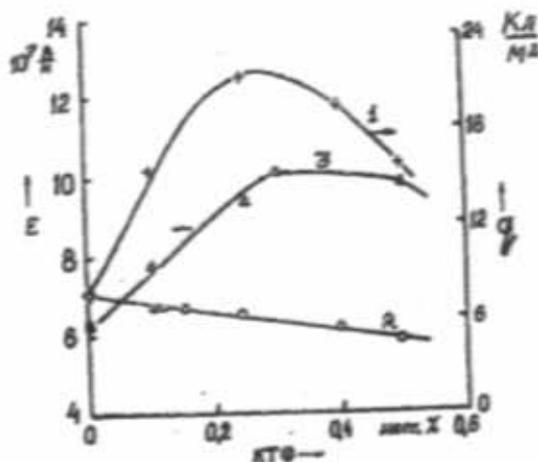


Рис.2. Зависимости плотности зарядов (1) и электрической прочности (2,3) ПП от содержания добавки КТФ до и после электротермополяризации:
2 - до электротермополяризации,
3 - после электротермополяризации.

плотность зарядов q с увеличением добавки растет и при содержании 0.25 масс. % достигает максимального значения, после чего при дальнейшем увеличении добавки наблюдается уменьшение плотности. Следовательно, и здесь, т.е. при определении плотности зарядов, добавка КТФ в ПП в количестве 0.25 масс. % является оптимальной, как и в случае других свойств и характеристик ПП с добавкой, в частности, механической прочности, устойчивости к электрическому и термическому старению и т.д. [1-4].

Представляет интерес выяснение влияния изменения зарядового состояния, в зависимости от содержания КТФ, на электрическую и механическую прочность ПП. Электрическая прочность измерялась в случае переменного напряжения с частотой 50 Гц при температуре 293 К [5], а механическая прочность на растяжение - при температуре 173 К [6].

Для сравнения на рис.2 также показаны графики зависимости электрической прочности ПП от содержания КТФ до и после электротермополимеризации. Видно, что, если электрическая прочность E образцов из ПП в зависимости от содержания добавки КТФ до электротермополимеризации линейно падает, то E для ПП после электротермополимеризации растет в зависимости от ее количества и при содержании 0.25 масс. % достигает максимального значения, а при дальнейшем увеличении содержания КТФ наблюдается уменьшение E . Следовательно, наблюдается корреляция между изменением плотности заряда q и электрической прочностью E образцов из ПП в зависимости от содержания КТФ, причем, росту плотности заряда соответствует рост электрической прочности.

На рис. 3 приведены зависимости механической прочности σ образцов из ПП от содержания добавок КТФ до и после электротермополимеризации. Интересным является, по нашему мнению, и рост механической прочности после электротермополимеризации, причем σ при всех значениях количества добавок КТФ после электротермополимеризации больше, чем σ до электротермополимеризации.

Представляет также интерес наблюдаемая корреляция между изменениями механической прочности σ и плотности зарядов q (см. рис. 2 и 3), причем в случае механической прочности наблюдается максимум при 0.25 масс. % КТФ после электротермополимеризации.

Наблюдаемые возрастания электрической и механической прочностей ПП в зависимости от содержания добавки КТФ после электротермополимеризации связаны, по нашему мнению, с образованием упорядоченной структуры под действием образующихся поляризованных зарядов при электротермополимеризации и, как было отмечено выше, при 0.25 масс. % добавки КТФ плотность зарядов q , электрическая прочность E и механическая прочность σ достигают своих максимальных значений.

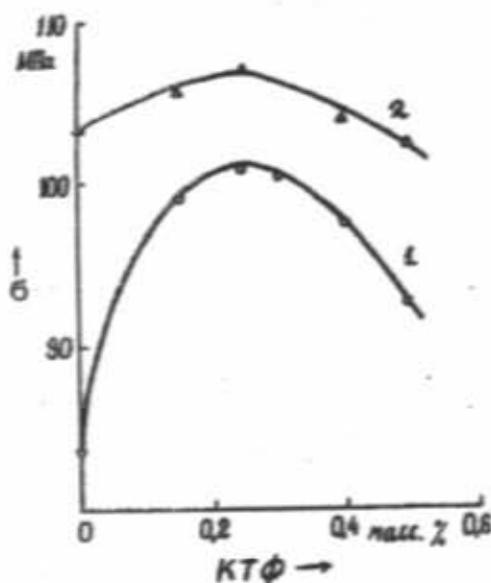


Рис. 3. Зависимости механической прочности ПП от содержания добавки КТФ до (1) и после (2) электротермополимеризации.

[1] Я.Г. Рагимов, С.А. Абасов, З.Ч. Эфендиева. Препринт № 476 ИФАН Азербайджана, Баку, 1993, 22 с.
 [2] С.А. Абасов, Я.Г. Рагимов, З.Ч. Эфендиева, В.А. Алекперов. *Fizika*, Баку, 1996, с.2, №2, с. 48-50.
 [3] З.Ч. Эфендиева. Прочностные свойства полипропилена со стабилизирующими добавками аминокомплексов дитиофосфатов. Диссертация на соискание ученой степени кандидата физ.-мат. наук, Баку, 1996.

[4] С.А. Абасов, Я.Г. Рагимов, З.Ч. Эфендиева, А.М. Тагиева. *Fizika*, Баку, 1995, с.1, № 1, с. 56-60.
 [5] М.А. Багиров, В.П. Малин, С.А. Абасов. Воздействие электрических разрядов на полимерные диэлектрики. Баку, Элм, 1975, 168 с.
 [6] В.Р. Регель, А.И. Ступкер, Э.Е. Томашевский. Кинетическая природа прочности твердых тел. Москва, Наука, 1974, 560 с.

S.A. Abasov, V.Ə. Ələkbərov, M.Ə. Ramazanov, Z.Ç. Əfəndiyeva

TƏRKİBİNDƏ KREDİLDİTİOFOSFOR TURŞUSU AMİNOKOMPLEKSİ ƏLAVƏSİ OLAN POLİPROPİLENİN YÜK HALININ TƏDQIQI

Termostimullaşdırılmış depolyarizasiya metodu ilə tərkibində müxtəlif miqdarda kredilditiofosfor turşusu (KTF) aminokompleksi əlavəsi olan polipropilen (PP) nümunələrində əvvəlcədən elektrottermopolyarizasiya üsulu ilə yaradılmış elektrik yüklərinin sıxlığı təyin edilmişdir. PP nümunələrində KTF əlavəsinin miqdarından asılı olaraq elektrik yüklərinin q sıxlığı, E elektrik möhkəmliyi və σ mexaniki möhkəmliyinin dəyişmələri arasında korrelyasiya müəyyən edilmişdir, belə ki, əlavənin 0.25 kütlə % miqdarında q , E və σ kəmiyyətləri özlərinin maksimal qiymətlərini alırlar.

Tərkibində 0.25 kütlə % qədər KTF əlavəsi olan PP-nin elektrik və mexaniki möhkəmləklərinin müşahidə olunan artımları elektrotermopolyarizasiya zamanı yaranan polyarizə olunmuş yüklərin təsiri altında quruluşun nizamlanması ilə izah olunur.

S.A. Abasov, V.A. Alekperov, M.A. Ramazanov, Z.Ch. Efendieva

INVESTIGATION OF CHARGE STATE OF POLYPROPYLENE CONTAINING ADDITIONS OF AMINOCOMPLEX OF CREZILDITIOPHOSPHORIC ACID

There have been determined charge densities due to preliminary electrothermopolarization in samples of polypropylene (PP) containing different amounts of additions of aminocomplex of crezilditiophosphoric acid (CTPh) by method of thermostimulated depolarization. There have been established the correlation between variations of charge densities q , electric strength E and mechanical strength σ of PP samples in dependence on amount of additions of CTPh, and at 0.25 mass.% of addition magnitudes of q , E and σ reach their maximum values. Observed increase of electric and mechanical strength of PP containg 0.25 mass.% of addition of CTPh in caused by ordering of structure under the effect of resulting polarized charges at electrothermopolarization.

Дата поступления: 14.03.97

Редактор: М.К. Керуцое

ИССЛЕДОВАНИЯ ВАХ $Cd_xHg_{1-x}Te$ В СКРЕЩЕННЫХ ПОЛЯХ

З.Ф. АГАЕВ, Р.М. ИСМАЙЛОВ, Г.С. СЕИДЛИ

Бакинское Высшее Военно-Морское Училище

370153, г. Баку, ул. Нахимова

В работе приведены результаты экспериментального исследования влияния поперечного магнитного поля на электрический пробой при $T=80$ К в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,2 \leq x \leq 0,3$).

В слабых магнитных полях обнаружена интенсификация пробоя, которая сменяется его подавлением в больших магнитных полях. С увеличением содержания кадмия в сплаве эффект проявляется при больших электрических полях.

Основные особенности этого явления объясняются в рамках теории поперечного пробоя.

Изучение электрических свойств узкощелевых полупроводников типа $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,2 \leq x \leq 0,3$) представляет большой интерес для выяснения их электронной зонной структуры [1], а также для практического использования этих материалов в оптоэлектронике [2-3].

Как известно [4], фотоприемники на основе этого материала работают в основном при высоких электрических полях. При этих условиях в указанных кристаллах возникают различные неустойчивости тока. Этот вопрос был рассмотрен различными авторами в узкозонных полупроводниках, но для $Cd_xHg_{1-x}Te$ имеется очень скудная информация.

В настоящей работе приведены результаты исследования ВАХ указанных кристаллов в скрещенных электрических и магнитных полях. Эксперименты проводились в интервале температур $80 \leq T \leq 300$ К на образцах по наносекундной импульсной методике. Холловская подвижность и концентрация носителей заряда в слабых электрических и магнитных полях составляли, соответственно, $\mu_c = 2 \cdot 10^4 + 10^5$ см²/В·с и $n = 2 \cdot 10^{14} + 6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ при температуре $T=80$ К. Исследуемые образцы вырезались из массивных монокристаллов, выращенных методом твердотельной рекристаллизации в форме параллелепипеда с размерами $0,2 \times 0,2 \times 3$ мм, а некоторые образцы были изготовлены с "высокими" контактами.

Экспериментально полученные ВАХ монокристаллов различного состава приведены на рис.1. В отсутствие внешнего магнитного поля ВАХ имеет обычный вид для узкощелевых полупроводников (кривые 1, 2), т.е. по мере увеличения электрического поля E предпробойный участок сменяется ярко выраженной суперлинейной зависимостью, связанной с межзонным пробоем. Под действием магнитного поля ситуация изменяется. В слабых поперечных магнитных полях начало пробоя смещается в область меньших электрических полей т.е. происходит межзонная ударная ионизация, при дальнейшем увеличении магнитного поля пробой подавляется и начинается при все больших электрических полях. Это явление проявляется в виде максимумов при тех же полях на зависимостях тока I от напряженности магнитного поля H , при фиксированных значениях пробойного электрического поля. Эксперименты, проведенные с образцами с различными x показывают, что с увеличением x максимумы тока I смещаются в сторону больших магнитных полей (рис.2).

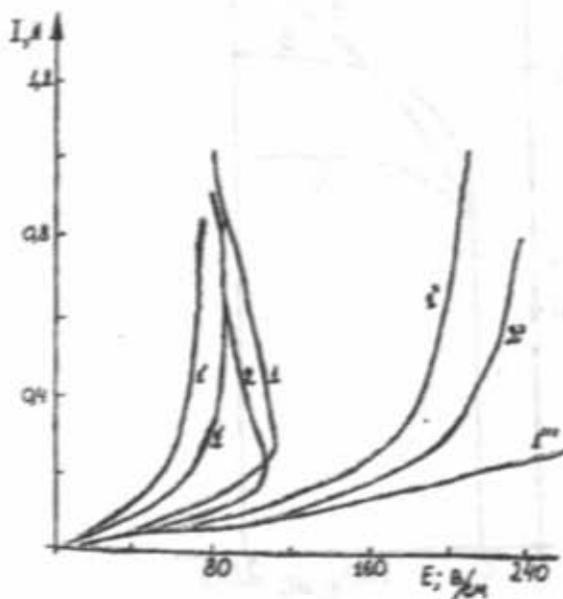


Рис.1. ВАХ монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x = 0,5$ (кривые 1,1',1'',1''') и $x=0,28$ (кривые 2,2',2'',2''') в поперечных магнитных полях H , кГ: 1,2 - 0; 1',2' - 0,9; 1'',2'' - 1,5; 1''' - 2,5; $T = 80$ К.

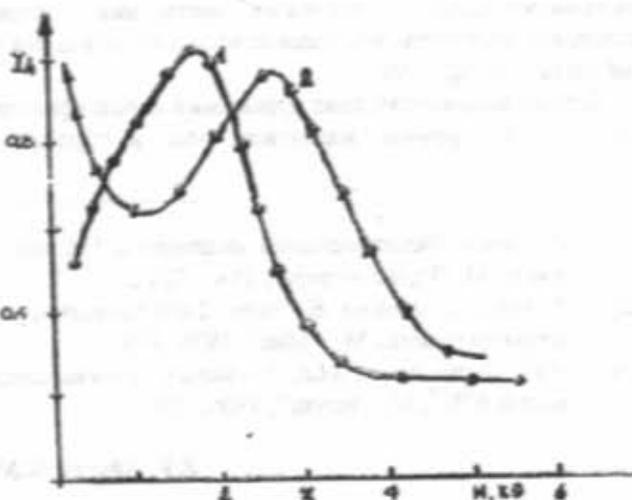


Рис.2. Зависимость $I(H)$ монокристаллов $Cd_xHg_{1-x}Te$ с $x=0,25$ и $x=0,28$ при $E=220$ В/см, $\Delta t=50$ нс.

Кроме этого, нами установлено, что влияние магнитного поля на пробой связано со скоростью ударной ионизации. С увеличением скорости ударной ионизации изменяется динамика пробоя в магнитном поле, которая наблюдается на импульсах тока (рис. 1.6). Как видно из этих импульсов, скорость первоначального увеличения тока со временем t , а значит, и скорость ударной ионизации [5] максимальны в поле $H=0,4; 1,3$ кЭ, которому отвечают максимум зависимости тока от магнитного поля для образцов с $\chi=0,25$ и $\chi=0,30$ (кривые 1,2, рис.3) и минимум поля пробоя.

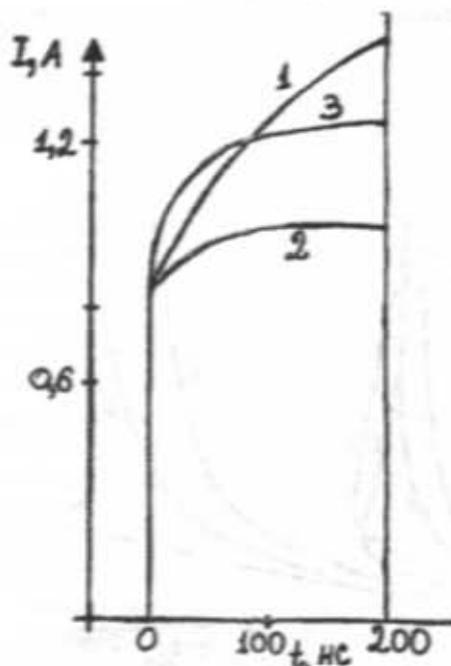


Рис.3. Осциллограммы импульсов тока через $Cd_0,4Hg_{1-x}Te$ ($\chi=0,28$) при $E=200$ В/см, H , кЭ: 1 - 0,4, 2 - 1,3, 3 - 2,0.

Идентичность результатов измерений, выполненных на прямоугольных и с "высокими" контактами образцах, позволяет заключить, что токовые контакты не влияют на наблюдаемые эффекты.

В то же время отсутствие проявления интенсификации пробоя в поперечном магнитном поле в образцах с

"высокими" контактами указывает на связь изучаемого явления в виде отрицательного магнитосопротивления на ВАХ, которое исчезает также при больших токах в области развитого пробоя (рис. 1).

В области магнитных полей $H \leq 0,5$ кЭ наблюдается (рис.2), спад тока при фиксированном значении электрического поля в образце. Это наверно связано с магнито-концентрационным эффектом, что подтверждается совпадением положения максимумов на магнитопольных зависимостях тока, до и после установления стационарного значения тока.

Полученные экспериментальные результаты можно объяснить следующим образом. Пусть к образцу приложены $E \perp H$ поля. Тогда подвижность носителей заряда уменьшается, и одновременное возникновение холловского поля приводит к увеличению суммарного электрического поля. При этом разогрев электронов с энергией ϵ определяется приходящейся на один электрон мощностью

$$e\mu(\epsilon)E^2 \frac{1 + (\langle \mu_e(\epsilon) \rangle H/C)^2}{1 + (\mu_e(\epsilon) H/C)^2} \quad (1)$$

Предполагается, что вкладом тяжелых дырок можно пренебречь при достаточно слабых магнитных полях.

Скобки означают усреднение по функции распределения. Из (1) видно, что магнитное поле в среднем не влияет на разрыв носителей, однако, ударную ионизацию производят носители с энергией, превышающей ϵ из "хвоста" функции распределения. Если $\mu_e(\epsilon)$ уменьшается с энергией, то разогрев "хвоста" функции распределения в магнитном поле превышает средний, что приводит к интенсификации ударной ионизации.

Как показывают расчеты и экспериментальные результаты, подвижность электронов при низких температурах падает с энергией, что обусловлено ростом эффективной массы.

Магнитные поля при наблюдении поперечного пробоя для электронов являются сильными и для дырок. Поэтому холловское поле при увеличении магнитного поля проходит через максимум, что должно привести к неомонотонной зависимости тока от магнитного поля.

[1] Р. Кисса. Фотоприемники видимого и ИК диапазонов. М. "Радио и связь", 1985, 324 с.
 [2] Т. Мосс, Г. Баррел, Б. Эллис. Полупроводниковая оптоэлектроника М., "Мир", 1976, 428 с.
 [3] А.Н. Георгобиани, М.К. Шейсман. Физика соединений $A^{\text{IV}}B^{\text{VI}}$, М., "Наука", 1986, 320 с.

[4] Бовина. Фотоприемники из $Cd_0,4Hg_{1-x}Te$. Аналитический обзор, № 1792, М., 1978.
 [5] Е.Б. Богданов, Н.Б. Брандт, Л.С. Флейшман. ФТП, 1984, т. 18, в. 6, с. 1021-1024.

Z.F. Ağayev, R.M. İsmayilov, H.S. Seyidli

ÇARPAZ SAHƏLƏRDƏ $Cd_0,4Hg_{1-x}Te$ MONOKRİSTALININ VAX-NİN TƏDQIQI

İşdə $Cd_0,4Hg_{1-x}Te$ monokristallarında $T=80$ K-də eninə maqnit sahəsinin elektrik dəyişməsinə təsirinin təcrübi nəticələri verilmişdir.

Zəif sahələrdə deşilmənin güclənməsi maqnit sahəsinin artması ilə zəifləyir. Bərk məhəddə Kadmiyumun artması ilə effekti daha yüksək sahələrdə də müşahidə olunur. Bu hadisənin əsas xüsusiyyətləri eninə deşilmə nəzəriyyəsi daxilində izah olunur.

Z.F. Agayev, R.M. Ismayilov, G.S. Seyidli

THE INVESTIGATION VAC $Cd_xHg_{1-x}Te$ IN THE CROSSED FIELDS

The results experimental investigations of the influence of the transverse magnet field on the breakdown at $T=80$ K in single crystals $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,20 \leq x \leq 0,30$) are presented in the work.

Intensification of breakdown which is taken turns by its suppression in large magnet fields, is discovered in the weak magnet fields.

This effect appears in the large electric fields with the increasing of cadmium in the alloy.

The main peculiarity of this appearance find its explanation in the framework of the theory of the transverse breakdown.

Дата поступления: 26.12.96

Редактор: Д.Ш. Абдыса



В работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния поперечного магнитного поля на пробой при $T=80$ К в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,20 \leq x \leq 0,30$). Усиление пробоя, которое наблюдается в больших магнитных полях, обнаружено в слабых магнитных полях. Этот эффект проявляется в больших электрических полях с увеличением кадмия в сплаве. Главная особенность этого явления находит свое объяснение в рамках теории поперечного пробоя.

В работе представлены результаты экспериментальных исследований влияния поперечного магнитного поля на пробой при $T=80$ К в монокристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($0,20 \leq x \leq 0,30$). Усиление пробоя, которое наблюдается в больших магнитных полях, обнаружено в слабых магнитных полях. Этот эффект проявляется в больших электрических полях с увеличением кадмия в сплаве. Главная особенность этого явления находит свое объяснение в рамках теории поперечного пробоя.

ПРОВОДИМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ ЭКСТРУДИРОВАННЫХ ОБРАЗЦОВ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ И $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ С РАЗЛИЧНЫМИ ОБЪЕМНЫМИ КОЭФФИЦИЕНТАМИ

Г.З. БАГИЕВА, Н.Б. МУСТАФАЕВ, Н.Г. САДИГОВ

*Институт Фотозлектроники АН Азерб. Республ.и
370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал.*

Исследованы зависимости проводимости поверхности среза (σ_s) от объемного сопротивления (ρ) экструдированных образцов твердых растворов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$, и термоэлектрических свойств этих образцов от обработки их поверхности. Выяснено, что после удаления поверхностного нарушенного слоя термоэлектрическая эффективность образцов возрастает до ~20%. На необработанных поверхностях с ростом удельного сопротивления σ_s падает, а на обработанных поверхностях σ_s не зависит от ρ . Экспериментальные результаты объясняются на основе представлений о нарушении стехиометрии, происходящем в поверхностных слоях образцов при резке.

Твердые растворы $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ являются наиболее распространенными материалами из используемых в термоэлектрических охладителях [1]. При изготовлении из слитков указанных материалов ветвей термоэлементов на поверхности среза возникает нарушенный слой толщиной до ~20 мкм, значительно отличающийся по структуре от объема ветвей [2,3]. Поэтому, в термоэлектрических свойствах термоэлементов с малыми сечениями, свойства поверхностного нарушенного слоя могут играть решающую роль. Кроме того, электрические свойства поверхностного слоя могут определяться электрическими свойствами исходных кристаллов, из которых изготовлены термоэлементы.

В настоящей работе изучались влияние нарушенного поверхностного слоя, возникающего при изготовлении образцов, на электропроводность и коэффициент термо-э.д.с. экструдированных образцов твердых растворов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$, а также зависимость проводимости поверхностного слоя от объемной проводимости кристаллов.

Образцы вырезались методом электронсиковой резки из экструдированных брусков указанных твердых растворов, которые были получены в следующей технологической последовательности: синтез твердых растворов из исходных компонентов в откачанных до $\sim 10^{-3}$ Па кварцевых ампулах; размельчение сплава и изготовление из него методом холодного прессования заготовок; экструзия (выдавливание нагретого до пластического материала через отверстие определенного размера) мелкодисперсных заготовок. Синтез проводился при температуре ~ 975 К ($Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$) и ~ 1050 К ($Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$) в течение одного часа. В процессе синтеза ампулу с веществом постоянно покачивали. Технологические параметры экструзии (температуру, давление, скорость и др.) выбирались такими, чтобы формирование брусков происходило в условиях сверхпластичности без макро- и микронарушений. Экструдированные образцы подвергались послеекструзионному отжигу при температурах ~ 650 К ($Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$) и ~ 750 К ($Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$) в откачанных до давления $\sim 10^{-3}$ Па кварцевых ампулах в течение двух часов.

Удельное сопротивление экструдированных брусков изменялось от $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ до $1,5 \cdot 10^{-3}$ Ом \cdot см $^{-1}$. Удельное сопротивление брусков варьировалось введением в них, в

процессе синтеза, примесей свинца, олова, $CdCl_2$ до $\sim 0,1$ ат.%, а также внесением в расплав до ~ 4 ат.% теллура и до ~ 1 ат. % селена по сравнению с расчетной стехиометрией компонентов твердых растворов.

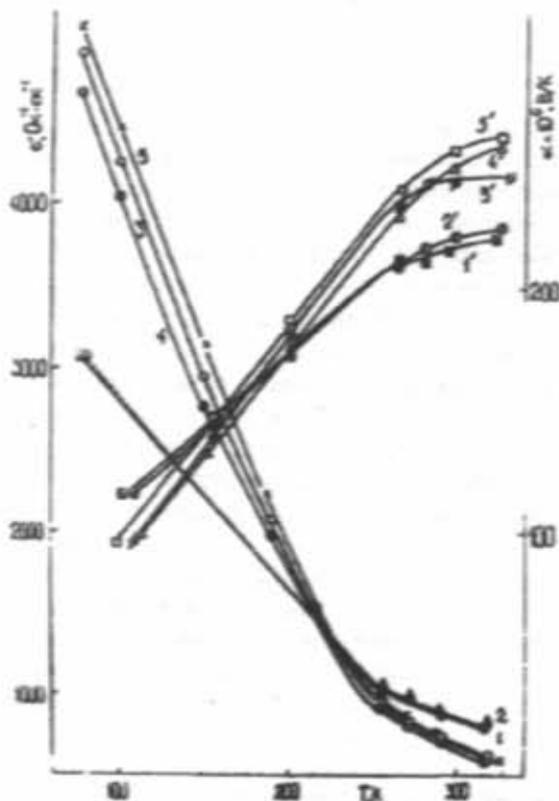


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициентов термо-э.д.с. (1'-5') и электропроводности (1-5) образцов $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$ (3, 4, 5, 3', 4', 5') и $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ (1, 2, 1', 2') до (1, 3, 1' 3') и после (2, 4, 5, 2', 4', 5') обработки их поверхности. Кривые 2, 4, 2', 4' получены после обработки поверхностей образцов в течение 45 сек., а кривые 5 и 5' — после обработки в течение 105 сек.

На рис.1 представлены температурные зависимости коэффициентов термо-э.д.с. и электропроводности образцов до и после обработки их поверхности электрохимическим травлением. Эти данные показывают, что обработка поверхности существенно влияет на α и σ образцов. Рас-

четы показали, что термоэлектрическая эффективность образцов после обработки возрастает до ~ 20 %.

На рис.2 представлена зависимость проводимости поверхностного слоя от объемной проводимости, измеренная по методике [4]. Видно, что в образцах, поверхность которых не обрабатывалась после их вырезки из экструдированных брусков, наблюдается существенная зависимость поверхностной проводимости от объемной, а с ростом объемной проводимости проводимость поверхностного слоя также растет. После обработки поверхностей образцов электрохимическим травлением [2] проводимость поверхностного слоя уменьшается и становится независимой от объемной проводимости.

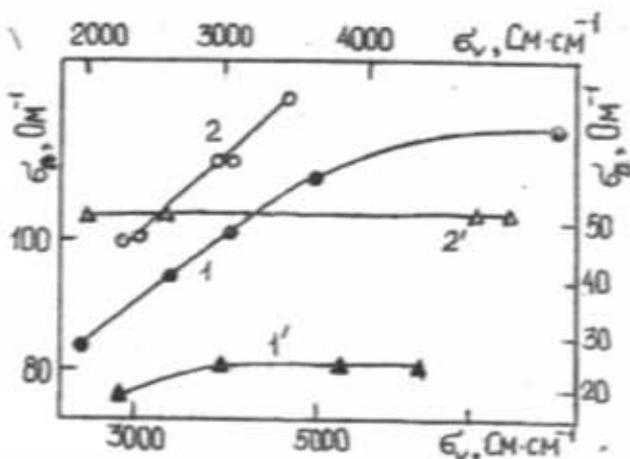


Рис. 2. Зависимость поверхностной проводимости образцов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ (кривые 1 и 1') и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ (кривые 2 и 2') от объемной проводимости до (1 и 2) и после (1' и 2') обработки их поверхностей электрохимическим травлением.

При электроэрозивной резке, в поверхностном слое может произойти разложение составов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ и испарение легколетучих компонентов - теллура и селена. Поэтому в поверхностном слое образцов будет значительный недостаток атомов теллура и селена.

Такие слои по структуре сходны с квазистехиометрическими образцами с избытком Bi и Sb [1]. Избыточные атомы висмута и сурьмы могут располагаться в решетке $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ в междоузлиях, в нормальных местах решетки с образованием вакансий в местах Te или замещать места Te (антиструктурный тип дефекта). Два последних замещения могут привести к образованию в $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ большой концентрации дырок. Избыточные атомы Bi в твердом растворе $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ в междоузлиях дают три электрона на атом, и, тем самым, приводит к образованию большой концентрации электронов [1].

Таким образом, как в $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$, так $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ поверхностный слой толщиной ~20 мкм, возникающий при электроэрозивной резке, по стехиометрии существенно отличается от самого кристалла и имеет концентрацию носителей тока значительно большую, чем в объеме кристалла. Так как поверхностный слой при резке формируется на базе кристалла, концентрация носителей тока и проводимость слоя также будут зависеть от электрических параметров самого кристалла. Кроме того измеренная поверхностная проводимость в образцах не прошедших обработку поверхности, будет относиться к поверхностной проводимости слоя толщиной ~ 20 мкм, возникающей при электроэрозивной резке. Результаты измерений после снятия поверхностного слоя ~ 20 мкм (методом электрохимического травления или механической шлифовки [2]) можно отнести к поверхностной проводимости кристаллов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$, которая определяется, в основном, поверхностными состояниями. Об этом свидетельствуют и измерения проводимости на поверхностях, полученных раскалыванием образцов кристаллов. Из рис.2 следует, что данная проводимость почти не зависит от объемной проводимости кристаллов. Наши эксперименты показали, что поверхностная проводимость кристаллов $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ и $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ не зависит также от температуры. Это свидетельствует о том, что концентрация поверхностных состояний, определяющих поверхностную проводимость значительно превосходит концентрацию объемных носителей тока, и они при ~ 77 К полностью ионизированы.

[1] В.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. В кн. "Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 " М., Наука, 1972, 320 с.
 [2] Т.Д. Алешева, Д.Ш. Абдинов, Э.Ю. Сагаев. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1981, т.17, №10, с. 1773-1776.

[3] М.Г. Дух, Л.Н. Рыбина, А.Н. Дубровина, Д.Ш. Абдинов. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1988, т. 24, № 4, с. 688-690.
 [4] Р.Н. Рубинштейн, В.А. Фистуль. Докл. АН СССР, 1959, т.125, № 3, с. 542-545.

G.Z. Bağyeva, N.B. Mustafayev, N.Q. Sadiqov

MÜXTƏLİF HƏSMİ MÜQAVİMƏTLİ EKSTRUZİYA OLUNMUŞ $\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ VƏ $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ BƏRK MƏHLULU NÜMUNƏLƏRDƏ SƏTH KEÇİRİCİLİYİ

$\text{Bi}_{0.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ və $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.7}\text{Se}_{0.3}$ bərk məhlulu ekstruziya nümunələrində kəşiyin səth keçiriciliyinin (σ_s) həcmi müqavimətdən (ρ) bənin nümunələrinin termoelektrik xassələrinin səth işlənmələrindən asılılığı tədqiq olunmuşdur. Müəyyən edilmişdir ki, səth pozuntuları aradan götürüldükdən sonra nümunələrin termoelektrik effektivliyi ~ 20 % artır. Səthi işlənmiş nümunələrdə xüsusi müqavimətin artması ilə σ_s azalır, səthi işlənmədən sonra isə $\sigma_s \rho$ -dan asılı olur. Aлынmış eksperimental nəticələr kəşiyə zamanı səth təbəqəsində baş verən stexiometrik pozuntular əsasında izah olunur.

SURFACE CONDUCTIVITY OF EXTRUDED SAMPLES OF $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ AND $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.5}\text{Se}_{0.5}$ SOLID SOLUTIONS WITH DIFFERENT BULK RESISTIVITY.

A dependence of cutting surface conductivity (σ_s) on bulk conductivity (ρ) of extruded samples of $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{1.5}\text{Te}_3$ and $\text{Bi}_2\text{Te}_{2.5}\text{Se}_{0.5}$ solid solutions and thermoelectrical properties of these samples on the surface treatment have been investigated. It is shown that after the removing of distorted surface layer thermoelectrical efficiency increases up to ~ 20 %. For untreated surfaces σ_s decreases with increasing of ρ while for treated surfaces σ_s is independent ρ . Experimental results are explained on the suggestions of stoichiometry disturbances originated in surface layer of the samples under the crystal cutting.

Дата поступления: 09.04.97

Редактор: Д.Ш. Абдысов

FONONLARIN $\text{InSb-In}_2\text{GeTe}$ SİSTEMİNDƏ SƏPİLMƏSİ

M.İ. ƏLİYEV, D.H. ARASLI, R.N. RƏHİMOV
Azərbaycan EA, Fizika İnstitutu, H. Cavid pr., 33

80-300 K temperatur oblastunda $\text{InSb-In}_2\text{GeTe}$ bərk məhlullarda istilikkeçiriciliyi öyrənilmişdir. İstilikkeçiriciliyin temperaturdan asılılığında fononların rezonans səpilməsi nəticəsi olaraq çuxurlar müşahidə olunur.

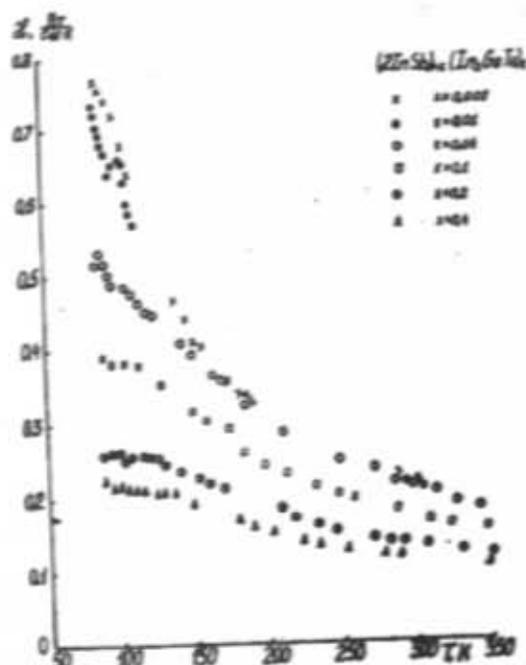
Məlumdur ki, tellur atomları InSb -da donor tipli səviyyə yaradır. Germanium atomları isə anion və kation tipli alt qəfəslərdə yerləşə bildiyindən amfoter xarakterlidir. Ona görə də $\text{InSb-In}_2\text{GeTe}$ bərk məhlulunda ikinci komponentin artması ilə aşqarların elektron və fonon proseslərinə göstərdiyi təsir mürəkkəb xarakter daşıyır. Digər tərəfdən, kinetik və optik ölçülərdən bu məhlulların keçirici zonasında enerjisi 0,19 eV olan kvazilokal səviyyənin mövcudluğu müəyyən edilmişdir [1, 2]. Bu kvazilokal modanın fonon proseslərində də özünü göstər-

məsi gözlənilir. Məsələni araşdırmaq məqsədi ilə bu işdə 80-300 K temperatur bölümündə mütləq stasionar üsulla $(\text{InSb})_{2(1-x)}(\text{In}_2\text{GeTe})_x$ ($0 < x < 0,1$) bərk məhlulların istilikkeçiriciliyi tədqiq olunmuşdur. Daha öncə [3] işində bu maddələrin istilik xassələri yuxarı temperaturlarda öyrənilmişdir. Elektron istilikkeçiriciliyini müəyyənləşdirmək üçün tədqiq olunan nümunələrdə Hall R , Zeebek α və xüsusi elektrikkeçirmə σ əmsalları da ölçülmüşdür (cədvəl).

Cədvəl.

x, %	$10^{18} n$, (sm^{-3})	σ ($\text{om}^{-1}\text{sm}^{-1}$)	α ($\text{mkV}\cdot\text{k}^{-1}$)	$\bar{\omega}$ ($\text{W}\text{sm}^{-1}\text{k}^{-1}$)	$10^{14} A_{\text{max}}$ (s^2)	$10^{14} A_{\text{dep}}$ (s^2)
0,03				0,22		
0,10				0,22	0,14	0,2
0,4	5	1990	45	0,22	0,54	0,4
1,0	5,5	2395	42	0,18	1,33	5,4
2,0	3,5	1320	43	0,14	2,7	13,4
4,0	3,6	625	45	0,12	5,36	19,3

Şəkilə istilikkeçiriciliyin temperatur asılılığı verilib. Göründüyü kimi ikinci komponentin artımı istilikkeçiriciliyini azaldır və onun temperatur asılılığını zəiflədir. 100 K ətrafında $\bar{\omega}(T)$ asılılığında "çuxurlar" şəklində anomaliya müşahidə olunur.



Şəkil $(\text{InSb})_{2(1-x)}(\text{In}_2\text{GeTe})_x$ bərk məhlulunun istilikkeçiriciliyinin temperatur asılılığı.

Öyrənilən nümunələrdə elektron istilikkeçiriciliyi Videman-Frans düsturu ilə hesablanmışdır. Hesablamalarda qeyri-paraboliklik və səpilmə mexanizminin xarakteri nəzərə alınmışdır. Müəyyən olunub ki, $\text{InSb-In}_2\text{GeTe}$ bərk məhlulunda istilik əsasən fononlarla köçürülür. Bərk məhlulda In_2GeTe -un artması ilə $\bar{\omega}_r$ -in azalması və onun temperatur asılılığının zəifləməsi bütün bərk məhlullar üçün səciyyəvidir və fonon-fonon prosesləri ilə yanaşı fononların nöqtəvi defektlərdən səpilməsi ilə bağlıdır.

$T \sim 100$ K ətrafında $\bar{\omega}(T)$ asılılığında müşahidə olunan "çuxurlar" daha çox maraq kəsb edir. Çox güman ki, bu xüsusiyyət aşqarların yaratdığı kvazilokal modanın fonon proseslərində iştirakı ilə bağlıdır. Uduqlama spektrində 0,2-0,3 eV enerji bölümündə əlavə uduqlama müşahidə olunduğu kimi istilikkeçirmədə də fononların əlavə səpilməsi yaranır. Bu nəticə optik tədqiqatlarla [1, 2] yaxşı uzlaşır.

Fonon səpilmələrinin intensivliklərini təyin etmək üçün alınan təcrübə nəticələri Kalluyev-Klemens nəzəriyyəsinə əsasən araşdırılmışdır. Bu nəzəriyyəyə görə istilikkeçiriciliyi aşağıdakı düsturla ifadə olunur [4]:

$$\bar{\omega}_r = \frac{k}{2\pi^2 v} \int_0^{\omega_D} \tau_c^{-1} \left(\frac{\hbar \omega}{kT} \right)^2 \frac{e^{\frac{\hbar \omega}{kT}}}{\left(e^{\frac{\hbar \omega}{kT}} - 1 \right)^2} d\omega \quad (1)$$

burada v - fononların orta sürəti, k - Bolsman sabiti, \hbar - Plank sabiti, ω - fononların tezliyi, ω_D - Debay tezliyi, $\tau_c^{-1} = \sum_i \tau_i^{-1}$ - fononların ümumi relaksasiya müddətidir.

Tədqiq olunan nümunələrin istilikkeçiriciliyində fononların fononlardan, aşqarlardan və kristal sərhəddindən səpilmələrini nəzərə almaq daha münasibdir. Deyilənləri nəzərə alaraq, ümumi relaksasiya müddəti $\tau_c^{-1} = A\omega^4 + B\omega^2 T^3 + \nu / L$ şəklində ifadə olunur. Burada A parametri aşağıdakı kimi hesablanır:

$$A = \frac{x(1-x)}{4\pi v^3 N} \left(\frac{\Delta M}{M} \right)^2$$

Parametrlərin hesablanmış qiymətləri eksperimental qiymətlərlə yanaşı cədvəldə verilmişdir. Təcrübədə müşahidə olunan "çuxurları" izah etmək üçün ümumi relaksasiya müddətinə fononların rezonans səpilməsini xarakterizə edən relaksasiya müddəti əlavə edilib. Volker və Po-

lun [5] formulasına görə rezonans səpilməsinin relaksasiya müddəti belə ifadə olunur:

$$\tau_R^{-1} = R \frac{\omega^2 T^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2}$$

$x=0,01$ tərkib üçün hesablanmış parametrlər aşağıdakı qiymətləri alır:

$A=1,33 \cdot 10^{-44} \text{ s}^2$; $B=7,04 \cdot 10^{25} \text{ sK}^{-3}$; $R=8 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-3}\text{K}^2$ və $\omega_0=1,5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$.

Beləliklə, InSb-In₂GeTe bərk məhlulunda fononların fononlardan, nöqtəvi defektlərdən, kristalın sərhəddindən səpilməsi ilə yanaşı, fononların rezonans səpilməsi də rol oynayır.

- [1] M.I. Aliyev, D.G. Arasly, R.N. Rahimov. Докл. АН Азерб. ССР, 1982, т.38, № 3, с.21-23.
 [2] M.I. Aliyev, D.G. Arasly, R.N. Rahimov. Докл. АН Азерб. ССР, 1982, т.45, № 10, с.43-45.
 [3] M.I. Aliyev, D.G. Arasly, R.N. Rahimov.

- Докл. АН Азерб. ССР, 1979, т.35, № 7, с.25-27.
 [4] J. Collaway, H. Baeyer. Phys. Rev., 1960, v.120, № 4, p.1149-1154.
 [5] C.T. Wolker, R.O. Pohl. Phys. Rev., 1963, v.131, p.1433-1442.

M.I. Əliyev, D.H. Arasly, R.N. Rəhimov

РАССЕЯНИЕ ФОНОНОВ В СИСТЕМЕ InSb-In₂GeTe

Изучена теплопроводность твердых растворов InSb-In₂GeTe в области температур 80+300 К. В температурной зависимости теплопроводности наблюдаются изгибы, связываемые с резонансным рассеянием фононов.

M.I. Aliyev, D.H. Arasly, R.N. Rahimov

PHONON SCATTERING IN InSb-In₂GeTe

The thermal conductivity of InSb-In₂GeTe have been studied in the temperature range 80+300 K. The observed dips in the temperature dependence of thermal conductivity is explained by the resonance scattering of phonons.

Дата поступления: 02.02.96

Редактор: С.А. Алиев

ПРЫЖКОВАЯ ПРОВОДИМОСТЬ НА ПОСТОЯННОМ ТОКЕ В МОНОКРИСТАЛЛАХ $TiGaS_2$

С.Н. МУСТАФАЕВА, В.А. АЛИЕВ
Институт Физики АН Азербайджана
Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

Установлено, что при температурах $T \leq 200$ К в слоистых монокристаллах $TiGaS_2$, как вдоль, так и поперек их естественных слоев в постоянном электрическом поле имеет место прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка по локализованным вблизи уровня Ферми состояниям. Оценены плотности состояний вблизи уровня Ферми $N_F = (2,0-2,5) \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³ и длина прыжков при различных температурах. В области температур 115-150 К вдоль слоев монокристаллов $TiGaS_2$ наблюдалась безактивационная прыжковая проводимость.

Монокристаллы $TiGaS_2$ относятся к числу слоистых полупроводников типа $A^III B^V C_2^{VI}$. Этот класс кристаллов довольно подробно исследован, однако, прыжковая проводимость в них при постоянном токе до настоящего времени не изучена, за исключением кристаллов $TiGaS_2$ [1].

Слоистые монокристаллы $TiGaS_2$ имеют достаточно высокое электрическое сопротивление при комнатной температуре: $\rho = 2 \cdot 10^7 + 7 \cdot 10^9$ Ом·см и малую концентрацию свободных носителей заряда в разрешенной зоне, а также характеризуются высокой плотностью состояний в запрещенной [2]. Именно в таких материалах следует ожидать наблюдение прыжковой проводимости. В [2] изучена прыжковая проводимость в монокристаллах $TiGaS_2$ при переменном токе и определена плотность состояний вблизи уровня Ферми: $N_F = 9 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³.

Цель настоящей работы - изучение проводимости по локализованным состояниям в монокристаллах $TiGaS_2$ при постоянном токе. Как известно, прыжковую проводимость в полупроводниках наблюдают при низких температурах, когда она доминирует над проводимостью термовозбужденных носителей заряда в разрешенной зоне.

Ниже приведены результаты изучения процессов переноса заряда в слоистых монокристаллах $TiGaS_2$ в постоянном электрическом поле и области температур 115-293 К. Проводимость образцов определяли как вдоль (σ_{LC}), так и поперек (σ_{TC}) слоев кристаллов. Контактным материалом при изготовлении образцов в двух конфигурациях служил вплавленный индий, который обеспечивал омический контакт с $TiGaS_2$. Образцы для измерений имели толщину порядка 40-50 мкм. Напряженность постоянного электрического поля, приложенного к образцам, составляла от $2 \cdot 10^2$ до $2 \cdot 10^3$ В/см для разных образцов. В процессе измерений образцы помещались в гелиевом криостате марки "УТРЕКС" с системой стабилизации температуры (точность стабилизации 0,02 К).

На рис. 1 представлены температурные зависимости электропроводности монокристалла $TiGaS_2$ вдоль (кривая 1) и поперек слоев (кривая 2). На зависимости σ_{LC} от $10^3/T$ четко прослеживается наличие длинного экспоненциального участка с энергией активации, равной 0,31 эВ в температурной области 200-293 К. При дальнейшем уменьшении температуры ниже 200 К наблюдается непрерывное уменьшение энергии активации проводимости

σ_{LC} , а в области 115-150 К σ_{LC} перестает зависеть от температуры. Температурная зависимость проводимости σ_{LC}

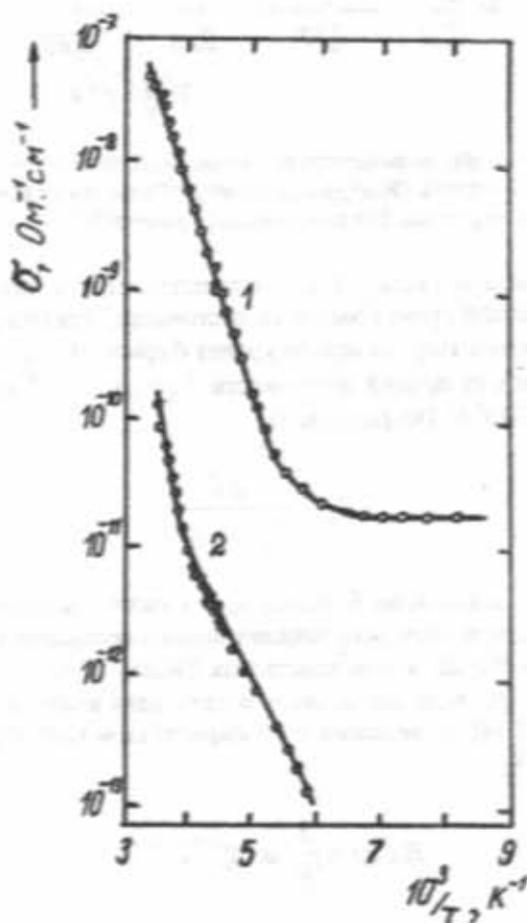


Рис. 1. Температурные зависимости проводимости монокристалла $TiGaS_2$ вдоль (кривая 1) и поперек слоев (кривая 2).

характеризующейся монотонно убывающей с температурой энергией активации, перестроена в координатах $\lg \sigma_{LC}$ от $T^{-1/4}$ и представлена на рис. 2 (кривая 1). Видно, что все экспериментальные точки хорошо спрямляются в этих координатах. Это позволяет утверждать, что в указанной области температур перенос заряда вдоль сло-

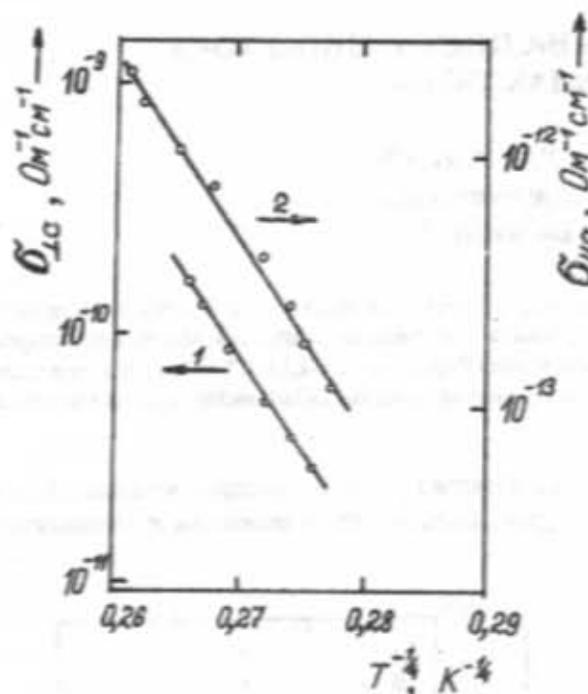


Рис. 2. Низкотемпературные проводимости монокристалла PtGaS₂ вдоль (кривая 1) и поперек слоев (кривая 2) в координатах $lg\sigma$ от $T^{-1/4}$.

ев монокристалла PtGaS₂ осуществляется с помощью прыжковой проводимости по состояниям, лежащим в узкой полосе энергий вблизи уровня Ферми [3]: $lg\sigma \sim T^{-1/4}$. По наклону прямой зависимости $lg\sigma_{\perp c}$ от $T^{-1/4}$ найдено $T_0 = 2,7 \cdot 10^7$ К. По формуле [3]

$$N_T = \frac{16}{T_0 \cdot k \cdot a^3}, \quad (1)$$

где k - постоянная Больцмана, a - радиус локализации, определили плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми в монокристаллах PtGaS₂: $N_T = 2,5 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³. При этом для радиуса локализации взято значение $a = 14$ Э [4] по аналогии с монокристаллом GaS. По формуле [3]

$$R(T) = \frac{3}{8} \cdot a \cdot T_0^{1/4} T^{-1/4} \quad (2)$$

определили длину прыжков R носителей заряда при 150-200 К. Средняя длина прыжков в изученном интервале температур составляла ~ 100 Э, что в 7 раз превышало среднее расстояние между центрами локализации носителей заряда. С понижением температуры R растет, а разброс энергий ΔE уменьшается. Как нами было уже указано, в области 115-150 К $\sigma_{\perp c}$ не зависит от T , т.е. ΔE становится равной нулю. Этот экспериментальный факт свидетельствует о наличии безактивационной прыжковой проводимости вдоль слоев монокристаллов PtGaS₂, т.е. в диапазоне температур 115-150 К прыжки носителей заря-

да по локализованной зоне происходит с испусканием фононов [5].

На рис.1 приведена также температурная зависимость проводимости поперек слоев монокристалла PtGaS₂ (кривая 2). Здесь выявлены два экспоненциальных участка с наклонами 0,5 и 0,25 эВ, охватывающих температурный диапазон 220-284 К. Экспериментальные значения проводимости ниже 220 К, перестроенные в координатах $lg\sigma_c$ от $T^{-1/4}$, представлены на рис.2 и найдено значение $T_0 = 3,5 \cdot 10^7$ К. Для плотности локализованных состояний вблизи уровня Ферми получено значение $N_T = 2,0 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³. Длины прыжков носителей заряда поперек слоев монокристалла PtGaS₂ составляли $R = 105$ Э при 217 К и $R = 112$ Э при 170 К. К сожалению при более низких температурах измеренная σ_c произвести не удалось в силу малости токов в образцах, при этом наблюдались осцилляции тока, а также его инверсия.

Следует отметить тот факт, что значения плотности локализованных состояний N_T , вычисленные из экспериментальных результатов измерения проводимости как вдоль, так и поперек слоев монокристалла PtGaS₂, совпадают. Как известно, локализованные в запрещенной зоне уровни обусловлены присутствием в кристаллах структурных дефектов, таких как вакансии, примеси внедрения, дислокации. Совпадение значений N_T , по-видимому, свидетельствует о том, что дефекты в кристаллах PtGaS₂ распределены примерно одинаково вдоль и поперек собственных слоев. В кристаллах же PtGaSe₂ [1] значения N_T вдоль и поперек слоев отличались почти на порядок, т.е. в этих кристаллах анизотропия более ярко выражена, чем в кристаллах PtGaS₂. Об этом свидетельствует также и тот факт, что если в кристаллах PtGaS₂ максимальная степень анизотропии проводимости $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$ составляла $\sim 5 \cdot 10^2$, то в кристаллах PtGaSe₂ $\sigma_{\perp c}/\sigma_{\parallel c}$ достигала значения $9 \cdot 10^7$ [1].

Интересно сравнить вычисленные нами значения N_T , полученные из результатов измерения проводимости PtGaS₂ при постоянном токе, со значением N_T , вычисленным по результатам измерения проводимости этих кристаллов при переменном токе [2]. Как мы уже указывали выше, в [2] для N_T получено значение $9 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³. Однако, при расчете N_T авторами [2] было положено, что $a = 8$ Э. Значения радиуса локализации такого порядка обычно приняты для аморфных материалов [3], а для монокристалла PtGaS₂ целесообразно использовать значение $a = 14$ Э, которое было экспериментально получено для сульфида галлия [4]. Нами по формуле [3]

$$N_T^2 = 6,4 \cdot 10^{43} \cdot \sigma(\omega) \cdot a^{-5} \quad (3)$$

где $\sigma(\omega)$ - проводимость на частоте 10^6 Гц, произведен расчет N_T по экспериментальным результатам $\sigma(\omega)$, полученным в [2] для монокристаллов PtGaS₂. Подставив в формулу (3) $a = 14$ Э, мы для N_T получили значение $2,2 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³, что почти совпадает с полученными нами выше значениями N_T , $2,0 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³ и $2,5 \cdot 10^{18}$ эВ⁻¹см⁻³.

Таким образом, в монокристаллах $TiGaS_2$ имеет место прыжковая проводимость как при переменном [2], так и при постоянном токе, и результаты этих измерений хорошо согласуются друг с другом.

- [1] С.Н. Мустафаева, В.А. Алев. *Fizika*, 1996, т.2, № 4, с. 3-5.
 [2] А.М. Дарвина, А.Э. Бахышов, В.Н. Багиров. *ФТП*, 1977, т. 11, № 4, с.780-781.
 [3] Н. Момт, Э. Дэвис. *Электронные процессы в некристаллических веществах*. М.: Мир, 1974, -472с.
 [4] V. Augelli, C. Manfredotti, R. Murri, R. Piccolo, L. Vasanelli. *Nuovo Cimento*, 1977, v.B38, № 2, p.327.
 [5] В.Н. Шкловский. *ФТП*, 1972, т.6, № 12, с.2335-2340.

S.N. Mustafayeva, V.Ə. Əliyev

$TiGaS_2$ MONOKRISTALLARINDA SABİT CƏRƏYANDA SIÇRAYIŞLI ELEKTRİKKEÇİRİCİLİYİ

Müəyyən olunmuşdur ki, $TiGaS_2$ monokristallarında sabit elektrik sahəsində, $T \leq 200$ K temperaturalarda həm lay boyunca, həm də laya perpendikulyar istiqamətdə siçrayışlı keçiricilik baş verir. Siçrayışların ölçüsü dəyişən bu keçiricilik, Fermi səviyyəsinə yaxın lokallaşmış səviyyələr boyunca müşahidə olunur. Müxtəlif temperaturalarda Fermi səviyyəsi yaxınlığında səviyyələrin sıxlığı $N_f = (2,0 + 2,5) \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$ və siçrayışların uzunluğu qiymətləndirilmişdir. $TiGaS_2$ monokristallarında 115-150 K temperatur intervalında laylar boyunca aktivasiyası olmayan elektrikkeçiriciliyi müşahidə olunur.

S.N. Mustafayeva, V.A. Alev

HOPPING DC-CONDUCTIVITY IN $TiGaS_2$ SINGLE CRYSTALS

It is established that at temperature hopping dc-conductivity at Fermi level takes place along (σ_{lc}) and across (σ_{lc}) the layers in $TiGaS_2$ single crystals. Density of localized states near the Fermi level (N_f) and hopping distances (R) at various temperature are calculated: $N_f = (2,0 + 2,5) \cdot 10^{18} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-3}$; $R \sim 100 \text{ \AA}$ at 150-200 K. Presence of non-activated hopping conductivity is observed along the layers in $TiGaS_2$ single crystals in 115-150 K temperature range.

Дата поступления: 04.04.97

Редактор: Ф.М. Ганусов

КОНТУРЫ D ЛИНИЙ NaI В РАЗРЕШЕННОМ И НЕРАЗРЕШЕННОМ СПЕКТРЕ СОЛНЦА.

II. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ КОНТУРЫ ЛИНИЙ

Д.М. КУЛИ-ЗАДЕ

Бакинский Государственный Университет им. М.Э. Расулзаде
370148, Баку, ул. акад. З. Халилова, 23

Расчитаны теоретические контуры D линий NaI в спектре центра и полного потока от всего диска Солнца с учетом отклонений от локального термодинамического равновесия. Расчеты велись в приближении полного перераспределения квантов по частотам. Результаты удовлетворительно описывают наблюдения как для центра диска, так и для полного потока

В первой части работы [1] были представлены результаты измерений наиболее точных контуров D линий NaI в спектре центра и полного потока от всего диска Солнца, а также в спектре Прозона. В настоящей работе представлены результаты теоретических расчетов контуров линий для центра диска и полного потока при отсутствии локального термодинамического равновесия (ЛТР).

Как известно, ни одна аналитическая теория, построенная в рамках гипотезы ЛТР, не может объяснить наблюдаемые контуры линий поглощения в спектре Солнца. Теория ЛТР не может объяснить также изменение контуров фраунгоферовых линий по диску Солнца.

Аналитические формулы, полученные при ЛТР, более или менее удовлетворительно описывают лишь крылья линий. Наиболее сильное отклонение от теории наблюдается в центральных частях линий. Согласно теории при отсутствии локального термодинамического равновесия центральные интенсивности сильных фраунгоферовых линий $r_0 \neq 0$. Однако, современные фотографические и фотозлектрические наблюдения для самых сильных фраунгоферовых линий в спектре Солнца дают $r_0 \approx 0,02 + 0,05$. Совершенно очевидно, что в атмосферах Солнца и звезд условие ЛТР не выполняется. Поэтому, начиная с 60-х годов нашего столетия, теоретические контуры сильных фраунгоферовых линий рассчитываются с учетом отклонений от ЛТР [2-5].

Бабий и Стодилка [6] при расчете контуров D линий NaI применили дифференциальный метод эквивалентных двухуровневых атомов. Учитывая четыре уровня и континуум, они получили удовлетворительное согласие с наблюдениями.

В ряде исследований, в том числе и в [6], для достижения хорошего согласия с наблюдениями вводились искусственные множители к постоянной затухания. Очевидно, что это ничем не оправдано. Современные реальные модели фотосферы позволяют вычислить теоретические контуры с реальными значениями физических величин.

В настоящей работе представлены результаты расчетов контуров D линий NaI в спектре Солнца с учетом отклонений от ЛТР по программе, составленной в работе [6]. Расчеты велись по модели HSR4. Учтены уровни $3^2S_{1/2}$, $4^2S_{1/2}$, $3^2P_{1/2,3/2}$, $4^2P_{1/2,3/2}$, $3^2D_{3/2,5/2}$ и континуум. Рассмотрены все радиационные и ударные переходы между уровнями и континуумом. Расчеты ве-

лись в предположении о полном перераспределении квантов по частотам.

Постоянная затухания определялась как

$$\gamma = \gamma_{\text{rad}} + \gamma_e + \gamma_c$$

где γ_{rad} складывается из постоянных затухания верхнего и нижнего уровней $\gamma_{\text{rad}} = \gamma_{\text{rad}}^{\text{в.}} + \gamma_{\text{rad}}^{\text{н.}}$. Расчеты показывают, что для D линий NaI $\gamma_{\text{rad}} \approx \gamma_0$, т.е. в расширении D линий NaI в спектре Солнца основную роль играет Ван-дер-Ваальсовское взаимодействие. Для постоянной затухания поправочный множитель не использовался.

Значения γ_c были взяты из работы Смита [7]. За величину макротурбулентных скоростей использовалось значение $V_{\text{т}} = 1,6$ км/с. Относительное содержание натрия было заимствовано из работы Хауга и Ингвольда [8].

Результаты расчетов теоретических контуров D линий NaI без учета (исходной) и с учетом турбулентных движений приведены в таблице.

Таблица
Теоретические контуры D линий NaI

$\Delta\lambda$	$r(\Delta\lambda)$			
	D ₁ NaI		D ₂ NaI	
	исходн.	микротурб.	исходн.	микротурб.
0,000	0,041	0,045	0,039	0,041
0,040	0,052	0,065	0,044	0,053
0,080	0,145	0,160	0,111	0,024
0,120	0,333	0,325	0,266	0,260
0,160	0,458	0,453	0,371	0,367
0,200	0,537	0,537	0,436	0,436
0,240	0,604	0,605	0,492	0,493
0,280	0,661	0,663	0,542	0,543
0,320	0,710	0,712	0,588	0,590
0,360	0,750	0,753	0,630	0,633
0,400	0,784	0,787	0,668	0,670
0,440	0,813	0,816	0,702	0,705
0,480	0,836	0,840	0,782	0,735
0,520	0,857	0,860	0,759	0,762
0,560	0,813	0,877	0,782	0,786
0,600	0,887	0,891	0,803	0,807

На рис. 1 в спектре центра диска Солнца теоретически вычисленные контуры D линий NaI сравниваются с наблюдаемыми. Как видно, в целом теория удовлетворительно описывает наблюдаемые нами контуры линий по данным атласа Дельбуля и др. [8]. Однако, наблюдения

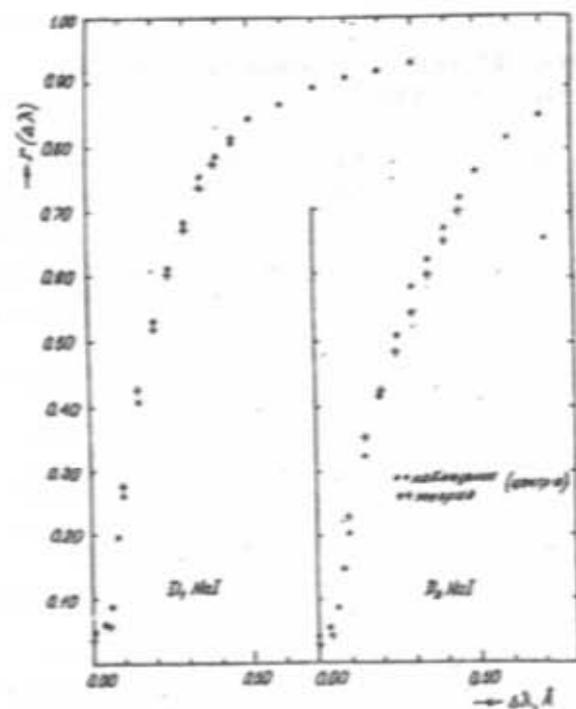


Рис. 1. Сравнение наблюдаемых и теоретических профилей D линий NaI в спектре центра диска Солнца.

дают несколько завышенные центральные интенсивности, чем теория. В дальних крыльях сравнение несколько хуже. Это, по-видимому, связано с тем, что дальние крылья линий определяются с большей ошибкой, чем другие части.

На рис. 2 показано сравнение наблюдаемых и теоретических контуров в спектре полного потока от всего

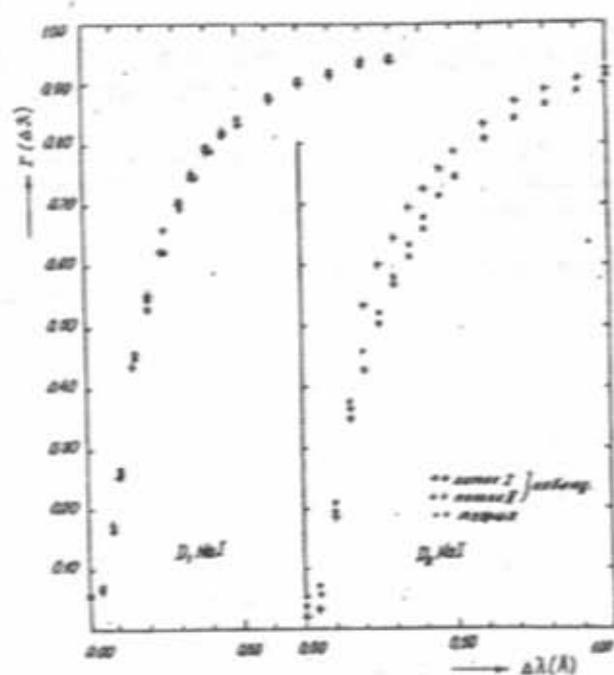


Рис. 2. Сравнение наблюдаемых и теоретических профилей D линий NaI в спектре потока от всего диска Солнца.

диска. Как видно, для линии D₁ теория хорошо представляет наблюдения во всех частях контура. Для линии D₂ теория удовлетворительно описывает наблюдения по данным атласа Бекерса и др. [9]. Контур линии построенный нами по данным атласа Куруча и др. [10] значительно отличается от теоретически вычисленного, а также от контура, построенного по данным атласа Бекерса и др.

- [1] Д.М. Кули-заде. *Fizika*, 1997, с. 3, № 1, с. 33-36.
- [2] Д. Михалас. *Звездные атмосферы*, М., 1982, т. 1-2.
- [3] R. Athay, R. Confield. *Astrophys. J.*, 1969, 156, № 2, p. 695-706.
- [4] B. Caccin, M. Gomez, Q. Roberti. *Astron. and Astrophys.*, 1980, 92 №1/2, p. 63-69.
- [5] A.W. Curtis, J. Jefferies. *Astrophys. J.*, 1967, 150, №3, p. 1061-1080.
- [6] Б.Т. Бабий, М.И. Стодилка. *Кинематика и физика небесных тел*, 1987, 3, № 1.

- [7] G. Smith. *Month. Not. Reg. Astr. Soc.* 1985, 217, p. 679-684.
- [8] O. Hauge, O. Engvold. *Capitation of solar abundance date*, Blindern, Oslo, 1977, p. 1-23 (Rep. 1 Inst. Theor. Astrophys., № 49)
- [9] J.M. Beyer, C.A. Bridges, Z.B. Gilliam. *A high resolution spectral atlas of the solar irradiance from 380 to 700 nanometers*, Sacramento Peak obs., 1976.
- [10] R.Z. Kurucz, I. Furenlid, J. Brault, Z. Testerman. *Solar flux atlas from 296 to 1300 nm*, New Mexico, Nat. Solar observ., 1985.

С.М. Кули-заде

GÜNƏŞİN AYIRD EDİLMİŞ VƏ AYIRD EDİLMƏMİŞ SPEKTRİNDƏ XƏTLƏRİNİN KONTURLARI. II. XƏTLƏRİN NƏZƏRİ KONTURLARI

Günəş diskinin mərkəzi və tam Günəş səli üçün lokal termodinamik tarazlıq olmayan halda D NaI xətlərinin nəzəri konturları hesablanmışdır. Hesablanmış kvantların tezliklərinə görə tam paylanmasının yaxınlaşması üçün aparılmışdır. Həm Günəş diskinin mərkəzi həm də tam səli üçün hesablanmış müşahidə olunmuş konturları yaxşı təsvir edir.

**THE PROFILES OF THE D NaI LINES IN THE RESOLVED AND UNRESOLVED SOLAR SPECTRUM.
II. THEORETICAL PROFILES OF THE LINES**

The non-LTE theoretical profiles of the D NaI lines in the center and total flux spectrum from whole solar disk have been calculated. The assumption of complete frequency redistribution is used. The results of calculations are in good agreement with observed line profiles in the spectrum of the solar disk center and total flux.

Дата поступления: 02.02.97

Редактор: Т.Р. Мехмур

КОНЦЕНТРАЦИОННЫЙ МАГНИТНЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В СИСТЕМЕ $FeIn_xCr_{2-x}S_4$

Р.З. САДЫХОВ, Л.М. ВАЛИЕВ, Ш.О. ОРУДЖЕВА

Институт Физики АН Азербайджана

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

Исследования намагниченности и парамагнитной восприимчивости катионнозамещенных твердых растворов $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0.5x \leq 2$) показали, что в системе происходит концентрационный магнитный фазовый переход ферромагнетизм-антиферромагнетизм: до $x=1.4$ составы обладают ферромагнитной структурой, при $1.4 < x < 2$ - антиферромагнитной.

$FeCr_2S_4$ кристаллизуется в шпинельной структуре и является ферромагнитным полупроводником с температурой Кюри $T_c=200K$ [1]. С целью выяснения влияния катионных замещений на магнитные свойства и определения характера изменения внутри- и междошрещеточных обменных взаимодействий замещением ионов хрома ионами индия в октаэдрической подрешетке соединения $FeCr_2S_4$ была получена система твердых растворов $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0.5x \leq 2$) и исследована их намагниченность и парамагнитная восприимчивость в широком интервале температур.

Для получения образцов использовались карбонатное железо, электролитический хром, а также индий и сера чистотой 99,99% и 99,99999%, соответственно.

Синтез производился в вакуированных кварцевых ампулах при 1170 K в течение 4-х суток. Полученные составы размельчались и спрессовывались под давлением 2,3 ГПа. Отжиг проводился при 970 K в вакууме в течение 8 суток. Рентгенографический анализ позволил установить, что все полученные составы однофазны и кристаллизуются в структуре шпинели с параметром элементарной ячейки $a_0=10,04E$ ($x=0$); $10,09E$ ($x=0,3$); $10,19E$ ($x=0,6$); $10,24E$ ($x=0,3$); $10,30E$ ($x=1$); $10,45E$ ($x=1,4$); $10,52E$ ($x=1,6$); $10,65E$ ($x=2$), что соответствует закону Vegarda и литературным данным [2].

Намагниченность измерена на маятниковом магнитометре типа Доменикали в интервале от 4,2K до температуры магнитного превращения, парамагнитная восприимчивость - методом Фарадея на магнитоэлектрических весах в интервале температур от области магнитного превращения до 600 K.

Спонтанная намагниченность при фиксированной температуре определялась экстраполяцией намагниченности, измеренной при различных магнитных полях, на нулевое поле. Температура Кюри составов определялась методом термодинамических коэффициентов [3].

На рис.1 приведена зависимость намагниченности составов $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0.5x \leq 1$) от магнитного поля при 4,2K. Как видно, для всех образцов достигается магнитное насыщение.

Расчитанные магнитные моменты насыщения оказались равными 1,47; 1,36; 1,25; 0,73 и $0,5\mu_B$ при $x=0$; 0,3; 0,6; 0,8 и 1, соответственно.

Полученные экспериментальные значения магнитных моментов насыщения согласуются с рассчитанными по Неелевской модели ферромагнетизма, если предполо-

жить, что в интервале $0.5x \leq 1$ ионы $I_{S^{2+}}$ располагаются в октаэдрической подрешетке.

Температура Кюри (T_c) этих составов составляет 199; 192; 185; 167; и 155K для $x=0$; $x=0,3$; $x=0,6$; $x=0,8$ и $x=1$, соответственно.

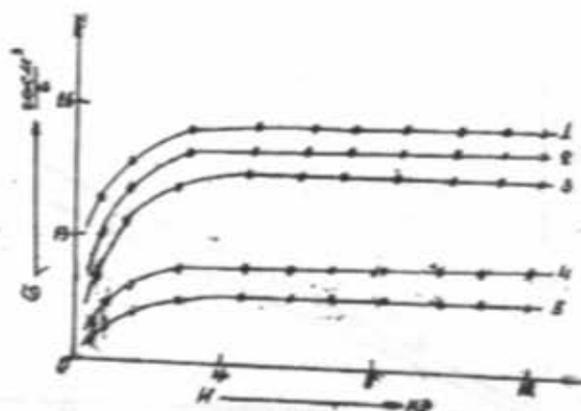


Рис. 1. Зависимость намагниченности составов $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0.5x \leq 1$) от магнитного поля при 4,2K. 1- $x=0$; 2-0,3; 3-0,6; 4-0,8; 5-1,0.

Температурная зависимость обратной величины парамагнитной восприимчивости составов с $x=0,3$; $x=0,6$; и $x=1$ имеет гиперболическую форму, что является характерным для ферромагнетиков. Парамагнитная температура Кюри указанных составов определялась экстраполяцией кривой $(1/\chi)(T)$ на ось температур и оказалась равной $\theta=275$; 210 и 175K для $x=0,3$; 0,6 и 1, соответственно.

На рис.2 приведена зависимость намагниченности от магнитного поля для состава с $x=1,4$ при 4,2K. Как видно, для этого состава магнитное насыщение не достигается и зависимость $\sigma(H)$ представляет собой как-бы суперпозицию прямой, характерной для антиферромагнетиков, и малой спонтанной намагниченности.

Температурная зависимость намагниченности этого же состава в области 4,2-70K показывает, что намагниченность, начиная от 4,2K, несколько увеличивается, после чего начинается ее резкий спад. Зависимость $\sigma(T)$ для $x=1,4$, по-видимому, также свидетельствует о существовании в этом составе ферри- и антиферромагнитной структуры.

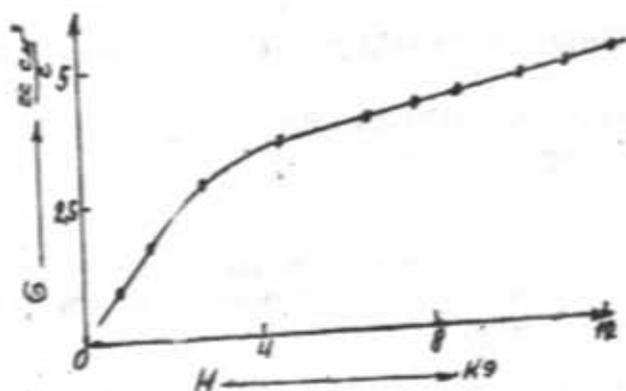


Рис. 2. Зависимость намагниченности $FeIn_{1.6}Cr_{2.4}S_4$ от магнитного поля при 4,2К.

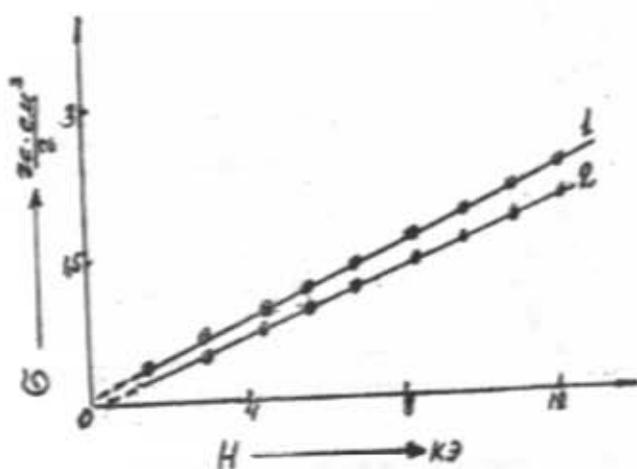


Рис. 3. Зависимость намагниченности $FeIn_{1.4}Cr_{2.6}S_4$ (1) и $FeIn_2S_4$ (2) от магнитного поля при 4,2К.

На рис.3 приведена зависимость намагниченности от магнитного поля для составов $x=1,6$ и $x=2$. Видно, что зависимость $\sigma(H)$ для этих составов линейна, что характерно для антиферромагнетиков.

Температурная зависимость магнитной восприимчивости для $x=1,6$ и $x=2$ также характерна для антиферромагнетиков: с ростом температуры восприимчивость растет до некоторого максимального значения, затем линейно уменьшается. Температура Нееля этих составов оказалась равной $T_c=15$ и 5К для $x=1,6$ и $x=2$, соответственно.

По результатам исследований парамагнитной восприимчивости, используя модель молекулярного поля, была произведена оценка интегралов внутри- и междоузельных обменных взаимодействий. Расчеты основывались на сопоставлении экспериментальных кривых температурной зависимости обратной парамагнитной восприимчивости в области $T>\theta$ с теоретической, описываемой законом Нееля [4].

$$\frac{1}{\chi} = \frac{1}{\chi_0} + \frac{T}{c} - \frac{\delta_0}{T - \theta}$$

где связанные с коэффициентами молекулярного поля параметры $\frac{1}{\chi_0}$, δ_0 и θ определялись экспериментально.

Проведенные расчеты показали, что с ростом концентрации ионов In величина интегралов междоузельных обменных взаимодействий уменьшается, что и приводит к понижению температуры Кюри. Таким образом, замещение ионов Cr ионами In приводит к концентрационному магнитному фазовому переходу ферримагнетизм - антиферромагнетизм: до $x=1,4$ составы обладают ферримагнитной структурой, при $1,4 < x < 2$ - антиферромагнитной. Это является следствием того, что $x=1,4$ ионы In^{3+} располагаются в октаэдрических междоузлиях, при $x>1,4$ происходит перераспределение этих катионов как в окта- так и тетраэдрических междоузлиях.

- [1] G. Haacke, Beegle. Phys. Rev. Letter, 1966, v. 17, p. 8, p. 407.
 [2] L. Goldstein, L. Brossard, M. Gurtard, I.L. Dormann. Physica, 1977, v. 86-88, B+C, pt. 2, p. 889.

- [3] К.П. Бедов, А.Н. Горьга. ФММ, т.3, 1956, с.41-46.
 [4] С.В. Вонсовский. Магнетизм, Изд. "Наука", М., 1971, 1032 с.

R.Z. Sadiqov, L.M. Valiyev, Ş.O. Orucova

$FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0 \leq x \leq 2$) SİSTEMİNDƏ KONSENTRASİYALİ MAQNİT FAZA KEÇİDİ

Kationovəzədilmiş $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0 \leq x \leq 2$) bərk məhlullar sisteminin maqnitlənmə və paramaqnit qavrayıcılığının tədqiqi bənin sistemdə ferrimaqnit-antiferromaqnit konsentrasiyalı maqnit faza keçidinin baş verdiyini aşkar etmişdir. tərkiblər $x=1,4$ qədər fer-rimaqnit, $1,4 < x < 2$ halında isə antiferromaqnit quruluşa malikdir.

R.Z. Sadygov, L.M. Valiev, Sh.O. Orudzheva

THE CONCENTRATION MAGNETIC PHASE TRANSITION $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0 \leq x \leq 2$) SYSTEM

The investigation of magnetization and paramagnetic susceptibility of cation-substituted solid solutions $FeIn_xCr_{2-x}S_4$ ($0 \leq x \leq 2$) showed that there have been taken place concentration magnetic phase transition ferrimagnetism - antiferromagnetism in system: till $x=1,4$ the compounds have ferrimagnetic structure, at $1,4 < x < 2$ - antiferromagnetic one.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРОНИКАЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МОНОКРИСТАЛЛОВ СЕЛЕНИДА ИНДИЯ, ЛЕГИРОВАННЫХ СЕРЕБРОМ ГЕРМАНИЯ

Ф.К. ИСАЕВ, Дж.И. КАРАЕВ,

*Азербайджанский Медицинский Университет им. Н. Нариманова,
Баку, ул. Бакиханова, 23*

К.А. АСКЕРОВ, С.А. ОРУДЖЕВА, Р.Ю. АЛИЕВ

*Институт Фотозлектроники АН Азербайджана,
Баку, ул. Академика З. Халилова*

В настоящей статье было изучено спектральная и интегральная фоточувствительности до и после воздействия на монокристаллы селенида индия легированных серебром и германием гамма-квантов в интервале доз 10^4 - 10^8 Р и импульсных нейтронов флюенсом 10^{12} - 10^{14} см⁻².

Облучение гамма-квантами InSe: Ag дозой до 10^5 Р не приводит к заметным изменениям фоточувствительности собственного поглощения, а чувствительность в коротковолновой области заметно уменьшается. Дальнейшее увеличение дозы гамма-квантов до 10^8 Р изменяет фоточувствительность всего лишь на 15-20%.

Все более растущий интерес к исследованию радиационных эффектов в слоистых полупроводниках типа $A^III B^VI$ [1-3] и фотоприемниках на их основе [4-8] связан прежде всего с тем, что с помощью облучения можно создать очень большой набор типов дефектов, в том числе и таких, которые не характерны для равновесного состояния кристалла. Изменяя энергию облучающих частиц, температуру облучения и отжига, примесный и дефектный составы облучаемого кристалла, можно весьма значительно трансформировать спектр радиационных дефектов.

Практическое значение радиационных исследований более очевидно. Полупроводниковые приборы часто работают в условиях, когда они могут подвергаться воздействию проникающей радиации. Поэтому представляло интерес изучение последствий воздействия гамма-квантов и нейтронного облучения на фотозлектрические характеристики кристаллов InSe, что и предпринято в настоящей статье.

Измерение проводилось на монокристаллических образцах, легированных серебром и германием. Соответствующие примеси при этом вводились по формуле замещения в катионной части в пределах не более 0,05+0,1 ат.% непосредственно при синтезе самого соединения.

Измерения проводились на плоско-параллельных монокристаллических пластинках, отколотых от массивного слитка. Измерительными электродами служили индиевые контакты, запаянные на свежие сколы.

Спектральные характеристики снимались по стандартной методике [9], в режиме малого нагрузочного сопротивления.

Как спектральная, так и интегральная фоточувствительность к источнику "А" (Si) измерены до и после воздействия на исследуемые образцы гамма-квантов (источник кобальт-60) в интеграле доз $D_T = 10^4 + 10^8$ Р (мощности 30+650 Р/сек) и гамма-импульсных нейтронов в интервале флюенсов $10^{12} + 10^{14}$ см⁻².

Влияние предварительного облучения гамма-квантов на фотозлектрические характеристики изучено на примере легированных серебром и германием (0,05 ат.%) кристаллов InSe.

Спектральные характеристики изученного образца InSe: Ag (0,05 ат%) до (кривая 1) и после (кривые 2-4) облучения гамма-квантами различной интенсивности доз приведены на рис.1. Как следует из рис.1, исследуемый образец InSe: Ag (0,05 ат%) обладает фоточувствительностью в широкой области спектра - $\lambda = 0,33 + 1,3$ мкм. Помимо основного максимума, при $1,02 + 1,06$ мкм наблюдается и коротковолновый - $0,45 - 0,47$ мкм (см. кривая 1 на рис. 1).

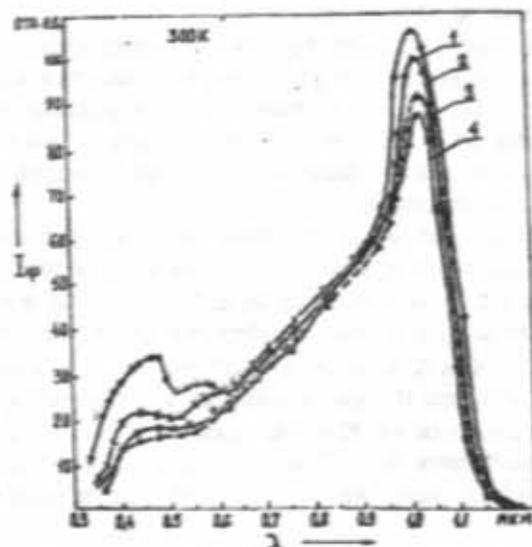


Рис. 1. Спектральные характеристики монокристалла InSe: Ag (0,05 ат%) до (кривая 1) и после (кривые 2-4) облучения гамма-квантами (1- E=0; 2- E=10⁴Р; 3- E=10⁵Р; 4- E=10⁸Р).

Наши экспериментальные данные показывают, что предварительное облучение гамма-квантами дозой до 10^5 Р не приводит к заметным изменениям фоточувствительности в области собственного поглощения. Изменение фоточувствительности наблюдалось после флюенса 10^6 Р. При этом чувствительность в коротковолновой области заметно уменьшается. Дальнейшее увеличение флюенса гамма-квантов до 10^8 Р изменяет фоточувствительность в максимуме спектральной характеристики всего лишь на 15-20%.

Аналогичные изменения фотозлектрических характеристик после воздействия гамма-квантами наблюдались также на образцах кристаллов InSe:Ge (0,06 ат. %); выявлено, что при облучении гамма-квантами фоточувствительность в этих кристаллах в зависимости от флюенса облучения или увеличивается, или уменьшается, вплоть до значения флюенса 10^5 Р фоточувствительность данных образцов практически остается без изменения, то есть до указанного флюенса данные кристаллы могут служить как устойчивые к радиации приемники электромагнитного излучения соответствующего диапазона.

С дальнейшим ростом флюенса предварительного облучения гамма-квантами фоточувствительность данных образцов изменялась в пределах 40-50% от исходного. Следовательно, для данной области дозы гамма-квантов эти кристаллы могут быть использованы в качестве "запоминающего" гамма детектора.

Для отмеченных выше обих типов образцов определена также интегральная фоточувствительность к источнику "А" при напряжении смещения $U_{см} \approx 10$ В, $T = 300$ К и максимумами спектральной характеристики ($\lambda_{max} = 1,02 + 1,06$ мкм). Величина интегральной чувствительности (Si) для различных типов изученных образцов в исходном их состоянии варьировалась в пределах 10-60 мА/лм.

Для образцов, легированных серебром, в частности, изменение интегральной чувствительности при дозах 10^8 Р, не превышало 10 % от исходного.

Изучено также влияние импульсного нейтронного облучения на легированные указанными примесями кристаллы InSe. На рис. 2 и 3 приведены спектральные характеристики до и после облучения различными флюенсами нейтронов для образцов InSe:Ag (0,1 ат. %) и InSe:Ge (0,1 ат. %) соответственно.

Как следует из представленных на этих рисунках спектральных характеристик, предварительное облучение нейтронным флюенсом образца InSe:Ag (0,1 ат. %), в частности, при малых флюенсах нейтронов до 10^{12} см $^{-2}$, изменение фоточувствительности незначительно. В то время как после флюенса 10^{13} см $^{-2}$ наблюдается увеличение фоточувствительности на 30-40%, дальнейшее увеличение флюенса нейтронов до 10^{14} см $^{-2}$ приводит к уменьшению фоточувствительности не более 40-50% от исходного значения.

В отличие от предыдущего, в образцах, легированных германием InSe:Ge (0,1 ат. %), вследствие предварительного нейтронного облучения имеет место только лишь уменьшение фоточувствительности, причем во всей области спектра (см. рис. 3).

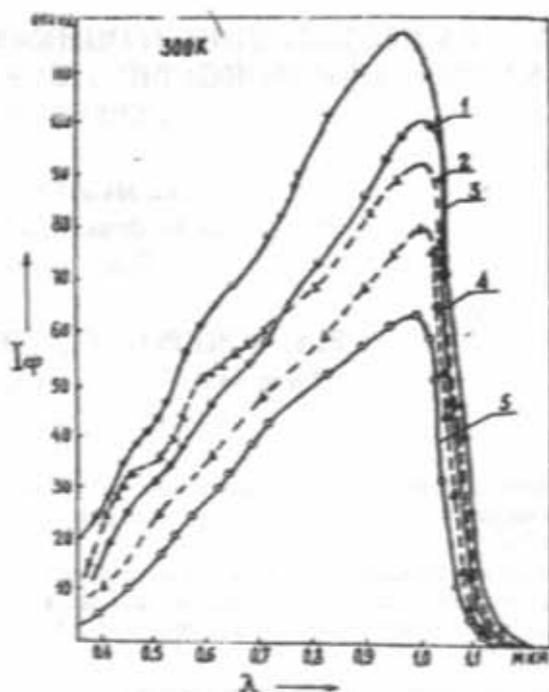


Рис. 2. Спектральные распределения фотопроводимости InSe:Ag (0,1 ат. %) до (кривая 1) и после (кривые 2-5) облучения нейтронными потоками различной интенсивности (1- $\Phi=0$; 2- $\Phi=10^{12}$ н/см 2 ; 3- $\Phi=10^{13}$ н/см 2 ; 4- $\Phi=5 \cdot 10^{13}$ н/см 2 ; 5- $\Phi=10^{14}$ н/см 2).

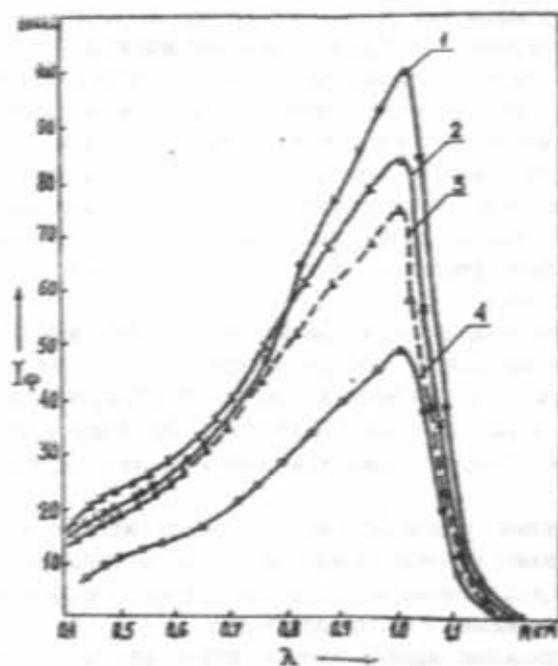


Рис. 3. Спектральные характеристики образца InSe:Ge (0,1 ат. %) до (кривая 1) и после (кривые 2-4) облучения различными потоками нейтронов (1- $\Phi=0$; 2- $\Phi=10^{12}$ н/см 2 ; 3- $\Phi=10^{13}$ н/см 2 ; 4- $\Phi=10^{14}$ н/см 2).

При максимальном флюенсе нейтронов изменение фоточувствительности не превосходит 50%. А интегральная фоточувствительность к источнику "А" образцов InSe: Ag (0,1 ат.%), в частности, при малых флюенсах нейтронов практически не изменялась.

Изменение интегральной чувствительности при больших флюенсах нейтронов (до 10^{14} см⁻²) составляло 20-30%.

Из всего изложенного выше фактического материала, следует, что отмеченные выше легированные кристаллы InSe перспективны для разработки на их основе новых типов гамма и нейтронных детекторов с "памятью".

В указанных типах детекторах окажется возможным длительное запоминание информации о предварительном воздействии нейтронного облучения и вычитание их при лазерном возбуждении на длине волны 1,05 мкм, соответствующей максимуму спектральной чувствительности собственной фотопроводимости материала детектора.

Физический механизм наблюдаемых изменений, вызванных воздействием ионизирующих излучений при этом, по всей вероятности, обусловлен возникновением нестабильных радиационных дефектов, скопившихся в межслойном промежутке кристалла, устраняемых вследствие последующего отжига или выдержки после облучения.

- | | |
|--|---|
| <p>[1] К.А. Аскеров, Ф.И. Исмаилов, Ф.А. Зайтов, Э.М. Алиев, Д.Г. Амиров, Ф.К. Исаев. Известия АН Азерб. ССР, №4, 1989.</p> <p>[2] К.А. Аскеров, Ф.К. Исаев, Д.Г. Амиров. "Дефектообразование и диффузионные процессы в некоторых слоистых полупроводниках". Баку, Азерисипр, 1991.</p> <p>[3] Э.Ю. Сагаев, Ф.И. Исмаилов, Ф.А. Зайтов, К.А. Аскеров и др. Всесоюзных семинар по радиационным эффектам в полупроводниках и полупроводниковых приборах. Тезисы докладов ИФАН Азерб. ССР, 1980, с.126.</p> <p>[4] К.А. Аскеров, Э.М. Алиев, Ф.К. Исаев, Д.Г. Амиров. ДАН Азерб. ССР, №12, 1990.</p> <p>[5] К.А. Аскеров, С.А. Оруджева, Ф.К. Исаев. Доклады АН Азерб. Респ., №4, 1992.</p> | <p>[6] Ф.К. Исаев, С.А. Оруджева, К.А. Аскеров. Тезисы докладов Республиканской Научной конференции "Физика-93", часть II, с. 96, Баку, сентябрь, 1993 г.</p> <p>[7] С.А. Оруджева, Ф.К. Исаев, К.А. Аскеров и др. Доклады АН Азерб. Респ. №4, 1994 г.</p> <p>[8] Д.Ш. Абдинов, К.А. Аскеров, Р.Ю. Алиев, Д.И. Караев, С.А. Оруджева. Тезисы докладов Республиканской Научной конференции "Физика-93" часть I, Баку, сентябрь 1993.</p> <p>[9] ГОСТ 1777288 - Приемники излучения полупроводниковые фотоэлектрические и фотопрямые устройства. Методы измерения фотоэлектрических параметров и определения характеристик. Москва, изд. стандартов - 1986.</p> |
|--|---|

F.K. İsayev, K.Ə. Əskarov, C.İ. Qarayev, S.Ə. Orucova, R.Y. Əliyev

GÜMÜŞ VƏ GERMANIUM İLƏ LEGİRƏ OLUNMUŞ InSe MONOKRİSTALLARININ SPEKTRAL XASSƏLƏRİNƏ NUFÜZƏDİCİ ŞÜALANMANIN TƏSİRİNİN TƏDQIQI

Məqalədə gümüş və germanium ilə legirə olunmuş InSe monokristallarının fotoelektrik xarakteristikalarına qamma-kvantlar və impuls neytronlarla şüalandırmanın təsiri öyrənilmişdir. Nümunələrin 10^6 - 10^8 P qamma-kvantlar intervalında və 10^{12} - 10^{14} impuls neytron dozaləri həddində şüalandırılmasından sonra (və ondan əvvəl də) spektral və inteqral fotohəssaslıqları tədqiq edilmişdir. InSe: Ag monokristallarının 10^8 P qamma-kvantları ilə şüalandırılması onların məxsusi udma fotohəssaslığını əsaslı dəyişməmiş, lakin spektrin qısa dalğah hissəsində onu kəskin azaltmışdır. Həmin nümunələrin qamma kvantlarla şüalandırılmasının dozasını 10^8 P qədər artırdıqda onların fotohəssaslığı cəmi 15-20% dəyişmişdir.

F.K. İsayev, K.A. Askerov, Dzh.I. Karaev, S.A. Orudzheva, R.Yu. Aliev

THE INFLUENCE OF GAMMA-RAY QUANTUMS AND IMPULSIVE NEUTRON IRRADIATION ON PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF INDIUM SELENIDE SINGLE CRYSTALS

In this paper we investigate the influence of gamma-ray quantum and neutron irradiation on photoelectric characteristics of single crystals which has practical value, in the sense that semiconductive devices operate in conditions of the penetrating radiation effect on them. The measurement is carried out for single crystalline samples doped with silver and germanium. Spectral and integral photosensitivities before and after the influence by the gamma-ray quantum samples are measured over the dose range $D_\gamma=10^6$ - 10^8 R and impulsive neutrons of fluence 10^{12} - 10^{14} cm⁻².

The irradiation of InSe:Ag by gamma-ray quantum up to 10^8 R dose does not bring about a perceptible changes of the photosensitivity of intrinsic-absorption and the sensitivity decreases perceptibly in the short-wave range. The further increase of gamma-ray quantum dose up to 10^8 R changes the photosensitivity only for 15-20%.

Дата поступления: 26.04.97

Редактор: С.А. Алиев

ОПТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ В ОБЛАСТИ КРАЯ СОБСТВЕННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Т.Г. КЕРИМОВА, Ш.С. МАМЕДОВ, И.А. МАМЕДОВА, Н.А. ГАСАНОВА, Р.А. ГУЛИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр.Г. Джавида 33

Исследованы оптические свойства твердых растворов $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ в области края собственного поглощения в поляризованном излучении в температурной области 155+300 К. Показано, что наблюдаемый скачок в области $x \sim 0,5$ связан различной скоростью движения зоны проводимости при замене S на Se в $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$.

Среди соединений $A^2B_2^3C_4^6$ наиболее изученными являются $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ [1]. Поскольку в системе $CdGa_2S_4 - CdGa_2Se_4$ образуется непрерывный ряд твердых растворов [2], то представляло интерес изучение оптических свойств твердых растворов $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ в области края собственного поглощения с целью установления влияния ионного замещения на характер формирования электронных спектров. Результаты исследования оптических спектров $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ в области края собственного поглощения в неполяризованном излучении при 300 К сообщались нами ранее в [3]. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования оптических спектров $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ в области края собственного поглощения в интервале температур 155+300 К в поляризованном излучении.

Монокристаллы твердых растворов для проведения оптических измерений выращены методом газотранспортных реакций. В качестве переносчика использован кристаллический йод. Монокристаллы твердых растворов $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ имели вид трехгранных призм с наиболее развитой гранью $[1\bar{1}2]$, с которой тетрагональная ось c составляла угол 37° . Образцы для проведения измерений оптического пропускания полировались параллельно грани $[1\bar{1}2]$. Условие $\vec{E} \perp c$ выполнялось точно, а $\vec{E} \parallel c$ - лишь номинально. Спектры оптического пропускания регистрировались на установке, собранной на базе SPM-2.

На рис.1 представлена зависимость энергии краевого поглощения от состава в поляризованном излучении при 155 и 300 К. Видно, что скачок в зависимости $E - f(x)$ наблюдается вплоть до $T=155$ К. Скачок в зависимости $E - f(x)$ при $x \sim 0,5$ может быть связан с рядом причин.

1. Поскольку $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ кристаллизуются в пространственной группе S_6^2 [4], а система $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ является изоморфной, то наличие скачка невозможно объяснить фазовыми переходами.
2. Разрыв в зависимости краевого поглощения от состава невозможно объяснить изменением симметрии оптических переходов, поскольку симметрии состояний, формирующие вершину валентной зоны и дно зоны проводимости, в $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ одинаковы [5,6]. На рис.2 представлены схемы электронных переходов в центре зоны Бриллюэна ($\vec{k} = 0$) в $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$. Видно, что вершины валентной зоны в этих соединениях

формируются состояниями Γ_2^v и $(\Gamma_3 + \Gamma_4)^v$, произошедшими из Γ_{15}^v в сфалерите. Однако, происхождение дна зоны проводимости Γ_1^c в $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ различно. В случае $CdGa_2Se_4$ дно зоны проводимости Γ_1^c произошло из Γ_1^c состояния в сфалерите, а в случае $CdGa_2S_4$ дно зоны проводимости Γ_1^c произошло из X_2 состояния в сфалерите [6]. Поэтому прямые оптические переходы $(\Gamma_3 + \Gamma_4)^v \rightarrow \Gamma_1^c$ в $CdGa_2S_4$ являются аналогами непрямых оптических переходов $\Gamma_{15}^v \rightarrow \Gamma_1^c$ в сфалерите (GaP изолэлектронный аналог $CdGa_2S_4$). В пользу этого свидетельствует пологий ход зависимости $x - f(h\nu)$, сложная структура оптических спектров в области края собственного поглощения $CdGa_2S_4$ [5,6].

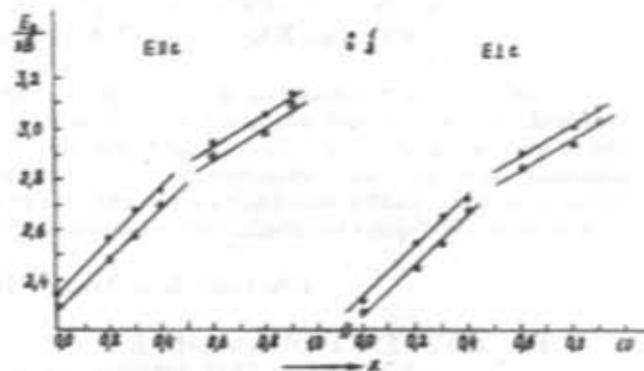


Рис. 1. Зависимость края собственного поглощения от состава в $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$: 1) 155К, 2) 273 К.

Действительно, значения деформационных потенциалов дна зоны проводимости в $CdGa_2S_4$ ($D_{\Gamma_1^c} = 12,3$ эВ) и $CdGa_2Se_4$ ($D_{\Gamma_1^c} = -11,2$ эВ) заметно различаются. Поэтому можно предположить, что разрыв при $x \sim 0,5$ связан с различной скоростью движения дна зоны проводимости при замене S на Se. В пользу такого предположения свидетельствуют и результаты теоретического расчета методом псевдопотенциала положения дна зоны проводимости и вершины валентной зоны в твердых растворах при катионном ($Cd_{1-x}Hg_xGa_2S_4$) и анионном ($CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$)

замещениях [7]. Показано, что при катионном замещении вершина валентной зоны практически не изменяется, а дно зоны проводимости смещается вниз по шкале энергий. В случае анионного замещения (при замене S на Se) изменяются положения как дна зоны проводимости, так и

вершины валентной зоны, причем положение дна зоны проводимости изменяется нелинейно.

Таким образом, нелинейная зависимость смещения дна зоны проводимости $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ от состава [7] и значительное различие в значениях деформационных потенциалов, описывающих состояния дна зоны проводимости в $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ дают основание полагать, что разрыв в зависимости краевого поглощения от состава обусловлен различной скоростью движения дна зоны проводимости в $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ при замене S на Se. По-видимому, при $x \sim 0,5$ две зоны проводимости Γ_1^+ и Γ_1^- при замене S на Se в твердых растворах могут поменяться местами.

Вышеизложенное подтверждают результаты расчета [8] о том, что основной вклад в формирование электронных состояний дна зоны проводимости $CdGa_2S_4$ и $CdGa_2Se_4$ вносят атомы анионов.

В заключение авторы выражают благодарность проф. Ф.М. Гашимзаде за полезные обсуждения.

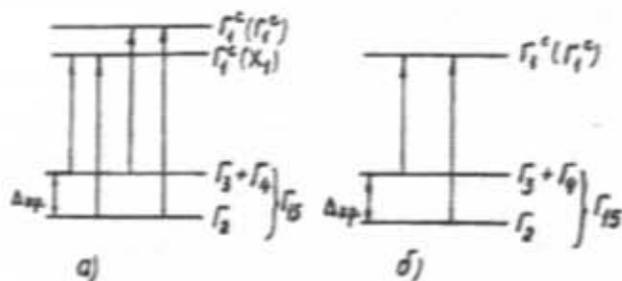


Рис. 2. Схемы электронных переходов в центре зоны Бриллюэна $\Gamma(000)$: а) $CdGa_2S_4$ и б) $CdGa_2Se_4$.

[1] А.Н. Георгабидзе, С.И. Радауцян, И.М. Тугюкчу. ФТП, 1985, т.12, в.2, с.193-212.
 [2] А. Parisini, P.P. Lottisi. Phys. Stat. Sol. (b), 1985, v. 129, p. 539-548.
 [3] Т.Г. Керимова, Д.Т. Гусейнов, Р.А. Гулиев, И.А. Мамедова, Т.Р. Бабаев. ФТП, 1993, т.27, в.8, с.1388-1389.
 [4] H.Hahn, G.Frank, W.Klinger, A.Störger, G.Störger. Z. anorg. Allg. Chem., 1955, 279, 241-348.
 [5] Т.Г. Керимова, С.Г. Абдуллаева, Ш.С. Мамедов,

Э.Ю. Салаев, Р.А. Гулиев. Препринт № 91, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1984, 16 с.
 [6] Т.Г. Керимова. Изв. АН СССР, сер. Неорг. материалы, 1989, т. 25, в. 11, с. 1874-1879.
 [7] V.L. Paniyitin, B.E. Ponedelnikov, A.E. Rosenson, V.J. Tchijikov. J.Physique, 1980, v.41, №9, p.1025-1029.
 [8] Ф.М. Гашимзаде, Д.А. Гусейнов, В.Я. Штейншрайбер. Препринт № 1, ИФАН Азерб. ССР, Баку, 1980, 15 с.

T.G. Kerimova, Ş.S. Məmmədov, İ.E. Məmmədova, N.A. Həsənova, R.A. Guliyev

$CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ BƏRK MƏHLULARINDA UDULMA SƏRHƏDDİ OBLASTINDA OPTİK SPEKTRLƏR

$CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ bərk məhlullarında optik xassələr udulma sərhəddi oblastunda polarlaşmış işıqla 155+300 K temperatur intervalında tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, $x \sim 0,5$ oblastunda müşahidə olunan sıçrayış $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ -də S-nin Se ilə əvəz olunması ilə keçirici zonanın sür'ətinin müxtəlif olması ilə bağlıdır.

T.G. Kerimova, Sh.S. Mamedov, I.A. Mamedova, N.A. Gasanova, R.A. Guliev

OPTICAL SPECTRA OF $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ SOLID SOLUTIONS IN THE REGION OF THE BOUNDARY-VALUE INTRINSIC ABSORPTION

The optical properties of $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ solid solutions in the region of the boundary-value intrinsic absorption at the polarized radiation are investigated. It is shown, that the jump in $x \sim 0,5$ region is due to different velocity of the conduction band motion in $CdGa_2S_4Se_{4(1-x)}$ in the case of the substitution of S by Se.

Дата поступления: 07.03.97

Редактор: Ф.М. Гашимзаде

ВЛИЯНИЕ ПРИМЕСИ НАТРИЯ НА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ СЕЛЕНА ПРИ ПЛАВЛЕНИИ

М.И. ВЕЛИЕВ, Н.З. ДЖАЛИЛОВ, В.З. ЗЕЙНАЛОВ

Институт Физики АН Азербайджана

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 33

В работе представлены результаты изучения изменения электропроводности σ селена с примесью натрия в твердом и в жидком состояниях, а также при плавлении. При плавлении поликристаллического селена его электропроводность σ скачкообразно в 500 раз уменьшается, и в жидком состоянии проявляется полупроводниковый ход σ с энергией активации $\Delta E = 2,01$ эВ.

Показано, что при введении в селен примеси Na (0,034 ат.%), проводимость при температуре 300 К уменьшается приблизительно на 4 порядка, а скачок σ при плавлении почти исчезает. Собственная проводимость наблюдается уже в твердом состоянии.

Исследования электропроводности σ аморфного и жидкого селена показали [1, 2], что электронная и дырочная проводимости сохраняются и в жидком состоянии.

В работе [3] на основе анализа экспериментальных результатов предположено, что "близкий порядок" играет решающую роль в электрических свойствах твердых тел: определяет структуру уровней и ширину запрещенной зоны, и, следовательно, концентрацию свободных электронов и дырок.

В теоретических работах [4, 5] эти представления в значительной мере количественно обосновываются. В них рассматриваются свойства аморфных и жидких тел, и устанавливается, что энергетический спектр и волновые функции электронов в жидкости, в первом приближении, носят тот же характер, что и в кристалле со сходным ближним порядком, т.е. при плавлении кристалла энергетический спектр электронов сохраняет зонную структуру. Структура энергетического спектра и другие особенности определяются не дальним, а ближним порядком в расположении атомов.

В полупроводниках с малой подвижностью при переходе в жидкое состояние σ изменяется, главным образом, из-за изменения концентрации носителей тока, а в полупроводниках с собственной проводимостью изменение σ связано с изменением ширины запрещенной зоны [4]. Сложнее обстоит дело в случае примесной проводимости. Поэтому исследования электропроводности чистого селена и селена с примесью в твердом и жидком состояниях представляют большой интерес.

Нами в качестве примеси к селену был выбран натрий, который является электроположительным по отношению к селену и обуславливает появление локальных донорных состояний в запрещенной зоне и не исключает возможности их взаимной компенсации в решетке.

Образцы для исследований были получены путем совместного сплавления и последующего охлаждения селена чистоты 99,9999 % и натрия в кварцевых ампулах с предварительно впаянными платиновыми электродами в вакууме порядка 10^{-4} мм рт.ст. Примесь Na в селене составляла 0,017; 0,034; 0,170; 0,340 ат.%. Образцы подвергались кристаллизации при температуре 488 К в течение 30 часов и термообработке в одинаковых условиях. Электропроводность измерялась на образцах цилиндрической формы диаметром 6-7 и высотой 7-8 мм в интервале температур 300-570 К.

Результаты измерения электропроводности приведены на рис. 1. Видно, что σ чистого поликристаллического селена до температуры плавления слабо зависит от температуры (кривая 1), а при плавлении резко уменьшается в 500 раз. В жидком состоянии проявляется полупроводниковый ход собственной проводимости с энергией активации 2,01 эВ. При введении натрия в селен проводимость уменьшается на 3-4 порядка, термоздс, вследствие ее малости, не было обнаружена. Перед плавлением наблюдается область собственной проводимости (кривая 2). Электропроводность селена с примесью Na при переходе из твердого состояния в жидкое меняется незначительно, в обоих состояниях наблюдается ярко выраженный полупроводниковый ход.

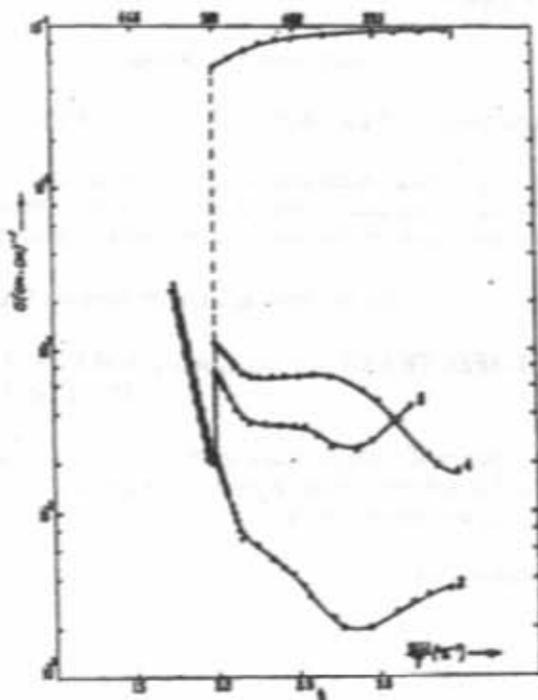


Рис. 1. Температурная зависимость электропроводности селена с примесью натрия. 1 - чистый селен, 2 - Se + 0,034 ат.% Na, 3 - Se + 0,170 ат.% Na, 4 - Se + 0,340 ат.% Na.

По мере повышения содержания натрия в твердом состоянии уменьшается энергия активации от 1,62 до 0,82 эВ. С увеличением содержания примеси уменьшение

электропроводности происходит более резко- σ уменьшается более чем в 23 раза (кривая 4), т.е. скачок зависит от чистоты образца. Энергия активации селена в жидком состоянии равна 2,01 эВ и практически одинакова для всех образцов.

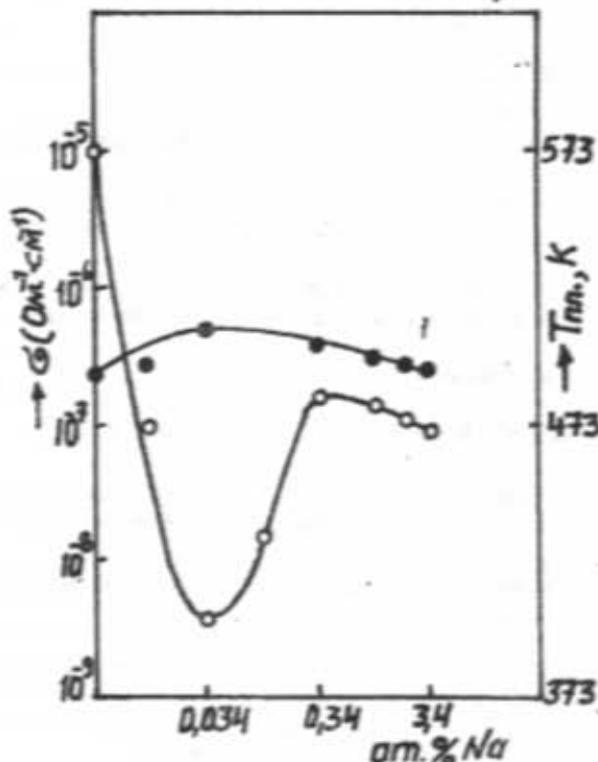


Рис. 2. Зависимость электропроводности (O) и точки плавления (●) поликристаллического селена от содержания примеси Na.

На рис. 2 приведена зависимость электропроводности и точки плавления поликристаллического селена от содержания примеси Na (0,017; 0,034; 0,170; 0,340; 0,680; 1,700; 3,400 ат. %). Видно, что примесь натрия до 0,034 ат. % повышает точку плавления и уменьшает электропроводность. Дальнейшее увеличение примеси натрия понижает точку плавления и увеличивает электропроводность.

Анализ основных идей, на которых базируется сейчас рассмотрение квантово-электронной теории аморфных и жидких тел, учитывающий при этом особенности, связанные с отсутствием дальнего порядка и идентичностью ближнего порядка в кристаллическом и аморфном селене [4], показывает, что скачкообразного изменения σ в селене при плавлении никак не следовало бы ожидать (подвижность при плавлении уменьшается слабо), если примесь была бы неактивна в твердом состоянии. Однако как было видно из экспериментальных результатов, электропроводность селена при плавлении скачкообразно уменьшается почти в 500 раз, после плавления же наблюдается ярко выраженный полупроводниковый ход. По-видимому, изменение σ при переходе в жидкое состояние связано, в основном, с изменением концентрации носителей тока. Изучение влияния Na на электропроводность селена в интервале 300-570 К показало, что при введении 0,034 ат. % Na, σ при 300 К уменьшается почти на 4 по-

рядка (от $3 \cdot 10^5$ до $5 \cdot 10^6$). Перед плавлением наблюдается область собственной проводимости, а при плавлении уменьшается в 1,5 раза. При дальнейшем повышении температуры селена σ растет экспоненциально.

По-видимому, при введении Na в поликристаллический селен создаются донорные примеси, которые захватывают дырки и, тем самым, нейтрализуют имеющиеся в селене акцепторные уровни. Вследствие этого, акцепторные уровни перестают играть существенную роль и, поэтому, почти исчезает скачкообразное изменение σ селена при плавлении. В результате происходит полная взаимная компенсация примесей, вследствие чего последние не могут являться поставщиками электронов и дырок. Роль полной взаимной компенсации примесей в селене и проявление собственной проводимости в твердом состоянии нами экспериментально наблюдается впервые.

Согласно квазикристаллической теории А.И. Губанова [4], энергетический спектр электронов в аморфном или в жидком состоянии состоит из зон, как и в случае кристаллов, но разупорядоченность вызывает некоторое расширение или сужение зон, благодаря чему запрещенная зона либо уменьшается, либо увеличивается. В этом случае изменение ширины запрещенной зоны при плавлении с неизменным координационным числом получено в виде

$$\Delta E_g = \Delta_1 E + \Delta_2 E + \Delta_3 E$$

где $\Delta_1 E$ и $\Delta_2 E$ обусловлены сдвигом энергетических уровней вследствие расширения и случайных деформаций элементарных ячеек при плавлении, а $\Delta_3 E$ зависит от структуры энергетического спектра для конкретного кристалла. Экстремум зон селена находится при $K=0$ [6], откуда очевидно, что $\Delta_3 E = 0$. Плавление приводит к возрастанию расстояния между атомами в пределах цепочки селена примерно на величину $\Delta a = 0,2 \text{ \AA}$ [7], и убыванию плотности на 12%. Тогда $\left(\frac{\Delta V}{V}\right) > \left(\frac{\Delta V}{V}\right)_m$ и $\frac{d}{dT} \ln V = 1,5 \cdot 10^{-4}$ на 1°C , откуда следует, что $\Delta_1 E > 0$.

В результате мы приходим к следующему выводу: при плавлении увеличение ширины запрещенной зоны для образцов с 0,034 ат. % Na (от 1,62 до 2,01 эВ) находится в хорошем качественном согласии с критерием Губанова, и изменение σ при плавлении связано с изменением ширины запрещенной зоны. Подобное расширение ΔE_g наблюдается в работе [8].

На основании экспериментальных данных определены величина энергии активации ΔE носителей тока в твердом состоянии (перед плавлением) и величина скачка σ при плавлении селена с примесью 0,034; 0,170; 0,340 ат. % Na. Оказалось, что ΔE уменьшается с увеличением примеси и равно соответственно 1,62; 1,12; 0,82 эВ, а $\frac{\sigma_{ж}}{\sigma_{т}}$ увеличивается от 1,5 до 23 раз. В жидком же состоянии величина энергии активации и характер проводимости практически одинаковы для примесных и чистых образцов ($\Delta E = 2,01 \text{ эВ}$). Нами экспериментально было установлено, что малые примеси электроактивны в кристаллическом селене, в жидком состоянии они не играют роли.

- [1] A.P. Regel, V.M. Glazov. Физические свойства электронных расплавов. Изд. "Наука", М., 1980, с.294.
 [2] В.М. Глазов, С.Н. Чижовская, Н.Н. Глазалева. Жидкие полупроводники. Изд. "Наука", М., 1967, с.244.
 [3] А.Ф. Хоффе. Изв. АН СССР, сер. физичес. 15, 1951, 477.
 [4] А.И. Губанов. Квантово-электронная теория аморфных полупроводников. М-Л, Изд. АН СССР, 1963.
 [5] H. Mott, Э. Дэвис. Электронные процессы в некристаллических веществах. Изд. "Мир", М., 1974.
 [6] P. Fochs. Proc. Phys. Soc., B69, 1956, 70.
 [7] E. Veir Charles. J. Res. Nat. Bur Standarts, 52,2, 1964, 247-249.
 [8] K.V. Reddy, A.K. Bhatnagar. J. Phys. D., 25, № 12, 1992, 1810-1816.

M.I. Vəliyev, N.Z. Cəlilov, V.Z. Zeynalov

ƏRİMƏ TEMPERATURUNDA SELENİN ELEKTRİKKEÇİRMƏSİNƏ NATRİUM AŞQARLARININ TƏSİRİ

İçdə natrium aşqarlı selenin bərk və maye halında, o cümlədən erimə zamanı elektrikkeçirməsinin dəyişməsi öyrənilir və alınan nəticələr verilir. Polikristal selenin elektrikkeçirməsi (σ) erimə zamanı sıçrayışla 500 dəfə azalır, maye halında σ -da fəallaşma enerjisi $\Delta E=2,01$ eV olan yarımkeçirici gedismeydana çıxır.

Göstərilmişdir ki, selenə 0,034 at.% Na aşqarı daxil etdikdə, 300 K temperaturda onun elektrikkeçirməsi təxminən 4 tərtib azalır, erimə zamanı σ -nın sıçrayışla dəyişməsi, deməkdir ki, yox olur. Bərk halında məxsusi keçiricilik də müşahidə olunur.

M.I. Vəliyev, N.Z. Dzalilov, V.Z. Zeynalov

THE INFLUENCE OF THE NATRIUM IMPURITY ON THE SELENIUM ELECTRIC CONDUCTION

This paper deals with the change of the electric conduction (σ) of the selenium with natrium impurity in the solid and liquid states and at melting also. The electric conduction σ of polycrystalline selenium decreases by jumps in 500 times at melting and in liquid state the semiconductor behaviour σ appears of activation energy $\Delta E=2,01$ eV.

It is shown that σ decreases on 4 orders at temperature 300 K, when the natrium impurity is equal 0,034 at.% and the jump of σ disappears almost at melting. The intrinsic conduction is observed in the solid state.

Дата поступления: 07.05.96

Редактор: М.И. Ахмед

КРАЕВАЯ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВАЯ ФОТОПРОВОДИМОСТЬ В γ -ОБЛУЧЕННОМ InSe

О.З. АЛЕКПЕРОВ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовано влияние малых доз γ -облучения на спектры красной и ультрафиолетовой (УФ) фотопроводимости (ФП) p-InSe. Установлен различный характер изменения ФП при облучении в области края и в УФ, обусловленный различным доминирующим вкладом, соответственно, фотовозбужденных электронов и дырок. Уменьшение концентрации мелких примесей при облучении приводит к росту красной ФП на несколько порядков по величине. При этом спадает УФ ФП, что противоречит фотоударному механизму ФП, при котором, как известно, УФ ФП превосходит красную. Предложена интерпретация высокой УФ ФП кристаллов A^3B^6 , основанная на предположении о наличии зон легких дырок в глубине валентных зон. Доказано преобладание примесно-ионизированного механизма образования радиационного дефекта.

В слоистых полупроводниках A^3B^6 , в частности, в InSe, имеет место высокая ультрафиолетовая (УФ) фотопроводимость (ФП), существенно превосходящая красную [1]. Причем красная и УФ ФП специально не легированных образцов InSe коррелируют друг с другом и концентрацией остаточных мелких примесей. Механизм высокой УФ ФП, в частности, причина ее превосходства над красной, остается не изученным. Отметим, что почти идеальная поверхность слоистого кристалла, обусловленная направленностью связей между атомами во внутрь слоя, может лишь способствовать идентичности условий для объемной и поверхностной ФП, но не может служить причиной превосходства УФ ФП над красной. В некоторых полупроводниках и структурах на их основе также обнаружено частичное превосходство УФ ФП над красной [2-6]. В указанных работах, как правило, это явление объясняют механизмом фотоударной ионизации [7-9]. Он заключается в ударной ионизации валентного электрона фотовозбужденным, когда кинетическая энергия последнего превышает ϵ_g . При этом один квант с энергией $\epsilon_{ex} \gg \epsilon_g$ может создавать несколько пар носителей, что, в принципе, может приводить к кратному увеличению квантовой эффективности ФП в УФ области.

С целью изучения механизма УФ ФП в слоистых полупроводниках представляет интерес исследование влияния радиационных дефектов на их УФ и красную фотопроводимость. В работах [10-12] сообщается о незначительном росте красной ФП с дальнейшим уменьшением ее до исчезновения при поэтапном γ -облучении слоистых полупроводников InSe, GaSe и GaS при $T=300$ К. При этом использованы значительные дозы облучения, превышающие Мрад.

В данной работе приводятся результаты исследования влияния малых доз (до 100 крад) облучения γ -квантами при $T=300$ К на фотозлектрические свойства InSe в интервале энергий светового кванта (1-6,5) эВ. Источником облучения служил ^{60}Co , с энергией γ -кванта 1,33 МэВ и плотностью потока излучения $\Phi=1.4 \cdot 10^{11}$ кв/(сек·см²). Использовались полученные методом Бриджмена образцы InSe, с существенно различающейся концентрацией остаточных мелких примесей. Спектры ФП регистрировались синхронным детектированием с частотой модуляции светового потока 20 Гц.

Эксперименты показали, что характер изменения УФ и красной ФП при облучении малыми дозами различен, и это различие зависит от исходной концентрации мелких примесей.

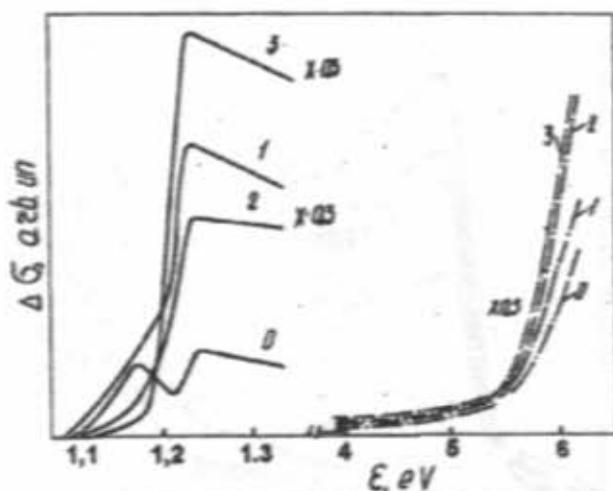


Рис. 1. Красная и УФ ФП InSe с большой концентрацией мелких примесей после облучения:
0 — исходный; 1 — 1 мин.; 2 — 3 мин.; 3 — 7 мин.

На рис.1-3 приведены спектральные зависимости изменения удельной статической проводимости $\Delta\sigma(h\nu)$, нормированные на один квант поглощенного излучения в единицу времени для красной и УФ ФП при поэтапном облучении при $T=300$ К для трех образцов с различной концентрацией мелких примесей. О большой концентрации примесей в образце (рис.1) свидетельствует меньшая, почти на два порядка, величина фотосигнала по сравнению с легированными при $\epsilon_{ex} > \epsilon_g$. Об этом же свидетельствует наличие в его исходном спектре интенсивной полосы примесной ФП при $\epsilon < \epsilon_g$. По мере роста дозы облучения красная ФП возрастает. В некоторых образцах она увеличивается на два порядка по величине. Рост красной ФП сопровождается уменьшением относительной интенсивности примесной полосы ФП. Это свидетельствует о том, что по мере облучения концентрация мелких заряженных доноров падает. Очевидно, что в ро-

зультате этого возрастает подвижность μ и время жизни фотовозбужденных электронов τ по отношению к захвату на заряженный центр. Это и служит причиной роста краевой ФП. Отметим, что несмотря на n-типность InSe краевая ФП в нем, в основном обусловлена фотовозбужденными электронами. Об этом свидетельствуют и проведенные нами измерения светового Холла в области края. Малый вклад фотовозбужденных краевых дырок в ФП обусловлен в значительно большей мере величиной электронной подвижности по сравнению с краевыми дырками. Это естественно, если принять во внимание, что краевые дырки в InSe настолько тяжелые, что приведенная масса, определяемая из экситонного Ридберга (~ 14 мэВ [13]) совпадает с электронной массой из циклотронного резонанса $\mu_{\text{мкс}}^* = m^* c \approx 0,14 m_0$ [14].

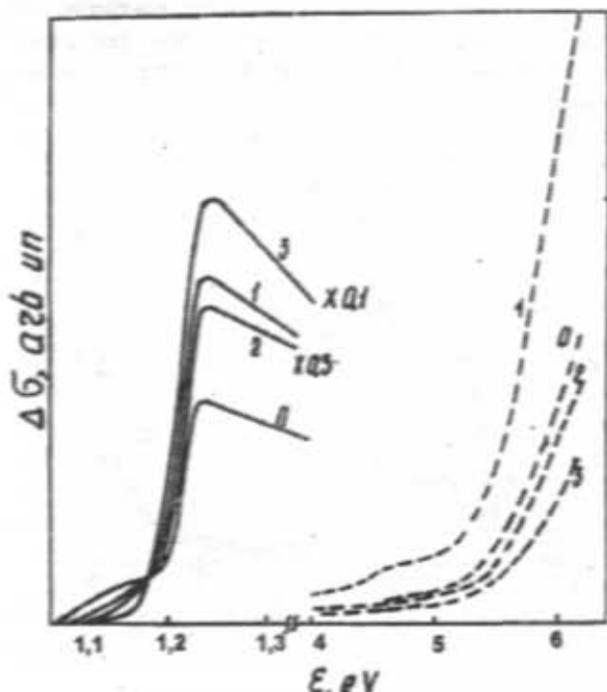


Рис. 2. Краевая и УФ ФП InSe с промежуточной концентрацией мелких примесей после облучения: 0 - исходный; 1 - 50 сек.; 2 - 4 мин.; 3 - 9 мин.

Однако, изменения ФП в УФ-области не адекватны изменениям краевой ФП. В образце 1 на начальном этапе облучения имеет место некоторый рост УФ ФП, (1, 2, 3) кратность которого значительно меньше краевой. В образце с меньшей концентрацией мелких примесей (рис. 2) при тех же дозах облучения уже наблюдается спад УФ ФП при наличии значительного роста краевой. С ростом дозы облучения УФ ФП падает (кривые 2, 3), тогда как краевая продолжает расти.

Результаты экспериментов на многочисленных образцах InSe показывают, что доза облучения, начиная с которой происходит падение УФ ФП, при наличии роста краевой, определяется исходной концентрацией мелких примесей. Отсутствие корреляции между УФ и краевой ФП, при введении в образец радиационных дефектов γ -квантами, наиболее наглядно обнаруживается в исходно "чистых" образцах. В них уменьшение УФ ФП происходит с очень малых доз облучения при наличии роста кра-

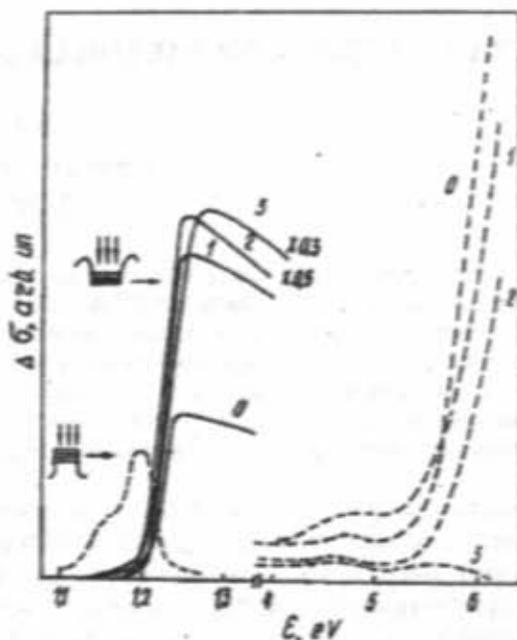


Рис. 3. Краевая и УФ ФП в легированных образцах InSe после облучения: 0 - исходный; 1 - 1,5 мин.; 2 - 5 мин.; 3 - 9 мин. В левой части пунктиром показана примесная полоса ФП исходного образца в 10-тикратно увеличенном масштабе, регистрируемая с обратной от освещаемой поверхности. Толщина образца - 60 мкм.

свой. На рис. 3 приведены спектральные зависимости $\Delta\sigma$ такого образца при различных дозах облучения. Из-за малой концентрации мелких примесей в этом образце, в обычной геометрии измерения, когда освещается поверхность слоя, на которой расположены измерительные контакты, полоса примесной ФП не регистрируется. Этому способствует еще значительно большая величина фотосигнала в области края, также обусловленная чистотой образца. В этом случае регистрация примесной полосы ФП проводится при освещении противоположной от контактов поверхности образца [15]. При достаточной толщине образца $d \geq k_{\text{пр}}^{-1} \tau_{\text{р-с}} + L_d \leq 10$ мкм ($k_{\text{р-с}}$ - коэффициент поглощения при $\epsilon \geq \epsilon_g$ равный $\sim 10^3$ см $^{-1}$, $L_d \sim 1$ мкм - диффузионная длина для носителей в направлении перпендикулярно слою) в области междузонного поглощения фотовозбужденные носители образуются на расстояниях, больших, чем L_d от плоскости расположения контактов. Поэтому при $\epsilon_{\text{кв}} > \epsilon_g$ фотосигнал $\Delta U_{\text{ФП}}(\epsilon)$ обращается в ноль. При этом в спектре ФП регистрируется примесная полоса, в которой из-за малого коэффициента поглощения ($k_{\text{пр}} d \ll 1$) излучение, в отличие от краевого проникает до плоскости расположения контактов. Очевидно, что отношение $(\Delta U_{\text{ФП}} / \Delta U_{\text{ФП}} = A - N^0)$ величины фотосигнала примесной полосы (точнее площади кривой $\Delta U_{\text{ФП}}(h\nu)$), регистрируемой с обратной от освещаемой поверхности к величине краевой ФП, регистрируемой с освещаемой поверхности $\Delta U_{\text{ФП}}$, при некотором значении энергии кванта $\epsilon \geq \epsilon_g$, может служить мерой относительного изменения концентрации мелких примесей при облучении. Действительно, механизм формирования

фотосигнала в области примесного поглощения является фототермическим [16]. При этом $\Delta U_{\text{отр}} = e\Delta n_i \mu$, где $\Delta n_i = G_{\gamma} \tau W_{i-c} - n_i$ - концентрация электронов, попавших в зону проводимости в два этапа: оптическим возбуждением из валентной зоны в примесную, со скоростью генерации $G_{\gamma} = I_0 k_{\text{imp}}$ и дальнейшей термической ионизацией в зону проводимости с вероятностью $W_{i-c} \sim \exp(-\epsilon_i/kT)$.

$$A = \frac{\Delta U_{\text{отр}}}{\Delta U_{\text{прим}}} = \frac{\Delta n_i}{\Delta n} = \frac{G_{\gamma} \tau W_{i-c}}{G_{\gamma} \tau} = \frac{I_0 \exp(-k_{\text{imp}} d) k_{\text{imp}} W_{i-c}}{I_0 k_{\gamma-c}} \sim N_0^+ W_{i-c}$$

На рис. 4 приведены, нормированные на соответствующие в необлученных образцах значения этой величины ($A_c/A_0 = N_c^+/N_0^+$) для образцов 1 и 3 в зависимости от времени облучения. Сравнение кривых 1 и 2 рис. 4 показывает, что скорость образования радиационных дефектов увеличивается с ростом концентрации примесей. Как видно из рисунка, за 7 мин. облучения концентрация мелких примесей в образце 1 уменьшается более, чем на порядок. Рост краевой ФП такого же порядка. Однако для легированного образца (рис. 3) уменьшение концентрации мелких примесей при таких же дозах облучения сопровождается значительным уменьшением УФ ФП при наличии роста краевой ФП.

В данном эксперименте исчезновение мелких примесных состояний при γ -облучении установлено непосредственно спектроскопическим методом. Оно обусловлено,

Здесь $I_1 = I_0 \exp(-k_{\text{imp}} d)$ - интенсивность светового потока в плоскости контактов. Тогда при условии $k_{\text{imp}} d \ll 1$, которое выполняется при толщине образцов в несколько десятков микрон и с учетом пропорциональности коэффициента поглощения в примесной полосе концентрации заряженных примесей ($k_{\text{imp}} \sim N_0^+$) имеем

ный рост фотоувствительности облученных образцов вблизи края, свидетельствуют о том, что все образовавшиеся дефекты, в том числе комплексы с участием водородоподобных донорных примесей, являются глубокими. Как уже отмечено, роль мелких доноров в краевой и УФ ФП одинакова. Поэтому, следует предположить, что различное поведение краевой и УФ ФП в облученных образцах обусловлено образованием глубоких акцепторных центров. Отметим, что большая масса краевых дырок (например, $m_h^* = 1,7 m_0$ [18]) предполагает, что минимальная энергия акцептора, ограниченная акцепторным

эффективным Ридбергом ($R^* = \frac{m_0}{\epsilon^2} 13,606 > 0,2$ эВ) соответствует глубокому центру. Благодаря большой проникающей способности γ -кванта концентрация дефектов, создающих глубокие центры, вблизи поверхности и в объеме одинакова. Это исключает возможность интерпретации спада УФ ФП большей концентрацией радиационных дефектов на поверхности.

Кривая 3 рис.4 относится к образцу 1, который при облучении γ -квантами одновременно подвергался интенсивной "зона-зона" подсветке. Известно, что она нейтрализует значительную часть заряженных доноров [19]. Об этом свидетельствуют также спектры краевой ФП, полученные при дополнительной "зона-зона" подсветке, в которых имеет место рост краевой ФП и уменьшение относительной интенсивности примесной полосы. Как видно из рис.4, при этом скорость "отжига" мелких доноров существенно падает. Данный результат является важным. Во-первых, он свидетельствует о преимуществе электростатического механизма образования радиационного дефекта при надпороговом облучении InSe, когда энергии Комптона- или фотоэлектронов достаточно для включения механизма упругого смещения. Во-вторых, он конкретно указывает на примесно-ионизационный механизм (механизм Клингера [20]) образования радиационного дефекта. Согласно этому механизму, образование ПФ при облучении наиболее вероятно вблизи положительно заряженного донора. Следовательно, образовавшаяся вакансия, будучи акцептором, заряжается отрицательно, образуя комплекс "донорно-акцепторная пара". Потенциал этой пары - есть потенциал диполя, который гораздо слабее рассеивает, чем изолированный заряженный центр. В результате должна возрастать подвижность фотовозбужденных носителей и, как следствие, краевая и УФ ФП.

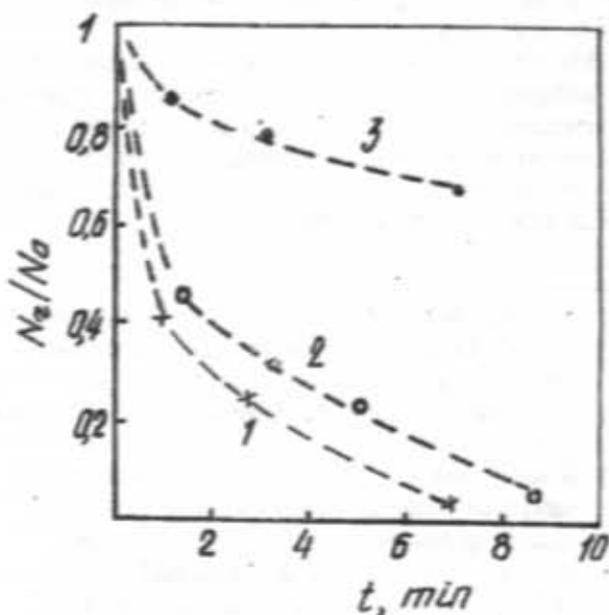


Рис. 4. Относительное изменение концентрации мелких доноров при различных дозах облучения: 1 - образец 1; 2 - образец 3; 3 - образец 1 при дополнительной "зона-зона" подсветке при γ -облучении.

по-видимому, образованием комплекса с участием мелких примесей и первичного радиационного дефекта. Известно, что последним при надпороговом облучении является пара Френкеля (ПФ) [17]. Отсутствие новых линий в спектрах ФП при $\epsilon \leq \epsilon_p$ несмотря на значитель-

Именно это и наблюдается в образцах с большой концентрацией мелких примесей.

Величина ФП $\Delta\sigma = e\Delta n\mu_n + e\Delta p\mu_p$ ($\Delta n = G\tau_n$, $\Delta p = G\tau_p$, G - скорость генерации носителей) зависит также и от времени жизни фотовозбужденных носителей по отношению к захвату, τ_n и τ_p . Известно, что сечение захвата на диполь намного меньше, чем на заряженный центр, что приводит к росту времени жизни фотовозбужденных электронов. Таким образом, при малых дозах облучения, которым соответствует полная компенсация заряженных доноров, подвижность фотовозбужденных электронов и дырок должна возрастать. Начиная с некоторой дозы, зависящей от исходной концентрации примесей, образуются дефекты ПФ без участия мелких примесей, что обуславливает уменьшение подвижности и, следовательно, ФП. Время же захвата для электронов и дырок от дозы облучения меняется по-разному. Для электронов оно растет непрерывно, по крайней мере, до полной компенсации исходных заряженных доноров, являющихся центрами захвата для них. Для дырок облучение приводит к уменьшению времени захвата по двум причинам. Во-первых, из-за образования акцепторов не только вблизи доноров, но и в регулярных областях кристалла, во-вторых, образовавшийся в результате облучения диполь является центром захвата как для электронов, так и дырок.

Полученные результаты, в частности спад и исчезновение УФ ФП, при наличии роста краевой, при малых дозах облучения, свидетельствуют о том, что фотоударный механизм не может служить причиной многократного превосходства УФ ФП над краевой в исходных образцах InSe. Так как, согласно этому механизму, УФ ФП обусловлена теми же носителями, что и краевая, но с большей величиной квантового выхода.

Данные эксперименты и их анализ свидетельствуют также и о том, что знаки носителей обуславливающих ФП в области края и в УФ противоположны. Следова-

тельно, УФ ФП, по крайней мере в области ее роста с энергией кванта (4,5-6,5 эВ), обусловлена фотовозбужденными дырками.

Поэтому альтернативным механизмом превосходства УФ ФП над краевой, на наш взгляд, является возбуждение легких дырок с большей подвижностью, чем у краевых носителей, из глубины валентных зон при $h\nu \gg E_g$. Согласно расчетам зонной структуры слоистых полупроводников A^3B^5 [21], в глубине их валентной зоны густо расположены взаимодействующие зоны, что делает возможным наличие зон легких дырок. Полученные экспериментальные результаты при малых дозах γ -облучения, в частности, различный характер изменений УФ и краевой ФП в образцах с различной исходной концентрацией примесей, находится в согласии с предложенным механизмом УФ ФП.

Таким образом, в результате влияния малых доз γ -облучения на фотопроводимость InSe установлено:

-Основным механизмом радиационного дефектообразования, даже в условиях надпорогового облучения InSe, является примесно-ионизационный. В результате уменьшается концентрация мелких доноров, из-за образования комплекса с их участием. При этом зона-зона подсветка, нейтрализуя заряженные примеси, значительно уменьшает скорость образования радиационных дефектов. Последнее имеет важное значение для практики.

-При соответствующем выборе дозы γ -облучения, в результате уменьшения концентрации заряженных доноров, можно достичь роста краевой ФП на несколько порядков по величине;

-УФ и краевая ФП InSe формируются различного типа возбужденными носителями: краевая - краевыми электронами, а УФ - легкими дырками в глубине валентных зон. Наиболее вероятной причиной высокой УФ ФП и в других слоистых кристаллах A^3B^5 является наличие легких дырок в глубине их валентных зон.

- [1] О.З. Алекперов, М.О. Годжаев, М.З. Зарбалиев, Р.А. Сулейманов. ФТТ, 1990, т. 32, №10, с. 3116.
- [2] В.С.Василов, К.И. Брицин. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.521.
- [3] В.С.Василов, К.И. Брицин. ЖЭТФ, 1958, т.34, с.1354.
- [4] Б.В.Царенков, Ю.А. Гольдберг, Г.В. Гусев, В.Н. Огурцов. ФТП, 1974, т. 8, с. 410.
- [5] А.Беркелиев, Ю.А.Гольдберг, Д. Мелебаев, Б.В. Царенков. ФТП, 1976, т. 10, с. 1532.
- [6] В.А.Васильев, Ж.Никалов, Н.Е. Куменков, Н.А. Рогачова, Е.И. Теруков. Письма ЖТФ, 1992, т. 20, с. 89.
- [7] E. Antoncik. J. Phys. 1967, В 17, p. 953.
- [8] E. Antoncik. J. Phys. 1967, В 17, p. 735.
- [9] E. Antoncik. J. Phys. 1967, В 18, p. 157.
- [10] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, Г.Д. Гусейнов, Ф.И. Заитов, В.И. Стафеев. Материалы республиканской конференции по фотоэлектрическим явлениям в полупроводниках, Одесса, 1982.
- [11] Г.Б. Абдуллаев, А.З. Абасова, К.А. Аскеров, Ф.И. Заитов, Л.И. Соловьева, В.И. Стафеев. Докл. АН Азерб. ССР, сер. Физика полупроводников, 1979, т. 35, №2, с.11.
- [12] А.И. Наджафов, О.З. Алекперов, Л.В. Мамедов. Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы, 1991, т. 27, с. 2432.
- [13] J. Camassel, P. Merle, H. Mathieu, A. Chevy. Phys. Rev. B. v. 17, p.4718.
- [14] E. Kress-Rogers, R.J. Nicholas, J.C. Portal, A. Chevy. Solid State Commun. 1982, v.44, p.37.
- [15] O.Z. Alekperov, M.O. Godjaev, M.Z. Zarbaliev, R.A. Suleimanov. Solid State Commun. 1991, v.77, p.65.
- [16] Sh.M. Kogan, T.M. Lifshitz. Phys. Stat. Sol. 1977, A39, p.11.
- [17] В.В.Емцев, Т.В.Мащовец. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М.: Радио и связь. 1981, 248 с.
- [18] A. Segura, F. Pomer, A. Cantarero, W. Krause, A. Chevy. Phys. Rev. B, 1984, v. 29, p. 5708.
- [19] Ш.М. Коган. ФТП, 1977, т.11, с.1979.
- [20] М.И. Книжгер, Ч.Б. Луцких, Т.В. Мащовец, Г.А. Холодарь, М.К. Шейнкман, М.А. Эланго. УФН, 1985, т. 147, с. 523.
- [21] M. Piacentini, E. Doni, R. Girlanda, V. Grasso, A. Balzarotti. Nuovo Cimento, 1979, v.54, p.269.

O.Z. Ələkbərov

 γ -ŞÜALANMIŞ InSe-NİN KƏNAR VƏ ULTRABƏNÖVŞƏYİ FOTOKEÇİRİCİLİYİ

Kiçik dozalı γ -şüalanmasının n-InSe-nin kənar və ultrabənövşəyi (UB) fotokeçiricilik (FK) spektrinə təsiri tədqiq olunmuşdur. Fotohəyəcənlanmış elektron və deşiklərin paylarının müxtəlif əlavələri ilə şüalənmə kənar və UB oblastda şüalanma nəticəsində FK-in müxtəlif xüsusiyyətli dəyişmələri müşahidə edilmişdir. Şüalanma zamanı dayaz aşqarların konsentrasiyasının azalması kənar FK-in bir neçə tərtib artmasına gətirir. Bu halda UB FK azalması FK-in fotozərbə mexanizmini inkar edir. A^3B^6 kristallarında valent zonasının dərinliklərində yüngül deşik zonalarının mövcudluğu mübahisəsinə əsaslanmış yüksək UB FK mexanizmi təklif olunur. Radiasion defekt yaranan əsas mexanizmi kimi aşqar-ionlaşma göstərilir.

O.Z. Alekperov

BAND EDGE AND ULTRAVIOLET PHOTOCONDUCTIVITY OF γ - RADIATION InSe

The influence of small γ -radiation dose on band edge (BE) and ultraviolet (UV) photoconductivity (PC) in n-InSe was investigated. The different γ -radiation induced changes for BE and UV PC were established. This due to the different dominant contributions of the photoexcited electrons and holes on PC, correspondingly at the BE and UV regions. The shallow impurity concentration decrease, because of γ -radiation, leads to the BE PC increase in some order of magnitudes. Simultaneously the UV PC decrease takes place. The contradicts to the photoimpact ionization mechanism for the high UV PC in A^3B^6 layered semiconductors (LS). An alternative mechanism is suggested for this phenomenon assuming an existence of the light hole zones in the valence bands depth of the A^3B^6 LS. Experiments have proved that the impurity-ionization mechanism for the γ -radiation induced defects creation is prevailed.

Дата поступления: 05.04.97

Редактор: Ф.М. Гамисов

МЕЖСЛОЕВОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В СЕЛЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Т.Р. МЕХТИЕВ

Институт Физики АН Азербайджана
370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Изучены вклады вандерваальсовских и кулоновских сил в межслоевое взаимодействие в селениде галлия. Показано, что вандерваальсовское взаимодействие между двумя пластинками селенида галлия удовлетворительно описывается теоретической моделью Липшица-Джозониского. Полученные результаты позволяют утверждать, что основной вклад в межслоевое взаимодействие вносит ковалентное взаимодействие, а не вандерваальсовские и кулоновские силы.

Характерной особенностью кристаллического строения селенида галлия является сложность. Слой представляют собой пакеты плотно упакованных монослоев, расположенных в последовательности анион-катион-катион-анион (Se-Ga-Ga-Se), связанных сильными ионно-ковалентными взаимодействиями. Взаимодействие между слоями слабое, в основном, вандерваальсовского типа. Последнее утверждение является недостаточно обоснованным, поскольку среди опубликованных работ отсутствуют сообщения о теоретических либо экспериментальных исследованиях вандерваальсовского, кулоновского и ионно-ковалентных взаимодействий в селениде галлия.

Вандерваальсовское взаимодействие между макроскопическими конденсированными телами, в частном случае - между двумя пластинами, разделенными плоской щелью, теоретически проанализировано в работах [1-6], результаты которых далее были использованы для интерпретации экспериментов по вандерваальсовскому взаимодействию между пластинками из анизотропных кристаллов хлористой ртути и слюды.

Полагая, что пластины и среда, заполняющая плоскую щель между ними, являются изотропными, в общем случае для свободной энергии, описывающей вандерваальсовское взаимодействие, имеем следующее выражение:

$$E(l) = \frac{sT}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \int_0^{\infty} q dq \left\{ \ln \left[1 - \frac{(\rho_1 - \rho_3)(\rho_2 - \rho_3)}{(\rho_1 + \rho_3)(\rho_2 + \rho_3)} e^{-2\rho_3 l} \right] + \ln \left[1 - \frac{(\epsilon_3 \rho_1 - \epsilon_1 \rho_3)(\epsilon_3 \rho_2 - \epsilon_2 \rho_3)}{(\epsilon_3 \rho_1 + \epsilon_1 \rho_3)(\epsilon_3 \rho_2 + \epsilon_2 \rho_3)} e^{-2\rho_3 l} \right] \right\}, \quad (1)$$

в котором предполагается, что все величины под знаком суммы зависят от мнимых частот $i\omega_n$, где $\omega_n = \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right)n$.

Штрих у знака суммы означает, что член с $n = 0$ берется с половинным весом. Далее, $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ - диэлектрические проницаемости пластин и среды, заполняющей плоскую щель, соответственно. В нашем случае $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ (GaSe) и $\epsilon_3 = 1, \rho_j(\omega, q) = -i\chi_j(\omega, q) = \left(q^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right)^{0.5}; \text{Re } \rho_j \geq 0$.

Уже, исходя из общих соображений, следует, что для одинаковых пластин и пустой щели между ними характер

вандерваальсовского взаимодействия соответствует притяжению, величина которого монотонно убывает с увеличением щели между пластинами. Зависимость вклада в вандерваальсовскую энергию, учитывающего влияние только второго члена выражения (1), от величины зазора щели между пластинками GaSe указывает на существование слабого размытого максимума в области расстояний от $2 \cdot 10^{-8}$ до $6 \cdot 10^{-8}$ см. При этом величина вандерваальсовской энергии E (1) в предполагаемом месте максимума равна -0.3 эВ. Для оценки молекулярных сил, действующих между двумя пластинами, воспользуемся выражением [7,8]

$$f(l) = -\left(\frac{\hbar}{8\pi^2 l^3}\right) \int_0^{\infty} \left[\frac{x^2}{2} + x + 1\right] e^{-x} \Delta_{11} \Delta_{22} d\xi = -\frac{A(l)}{6\pi l^3}, \quad (2)$$

где $x = 2\xi \sqrt{\epsilon_3} / c; \Delta_{1j} = (\epsilon_1 - \epsilon_j) / (\epsilon_1 + \epsilon_j)$ и функция $A(l)$ отражает зависимость константы Хамакера от толщины прослойки l , связанной с проявлением электромагнитного запаздывания. При $l \rightarrow 0$ данное уравнение переходит в асимптотику

$$f(l) = -\left(\frac{\hbar}{8\pi^2 l^3}\right) \int_0^{\infty} \Delta_{11} \Delta_{22} d\xi = -\frac{A(l)}{6\pi l^3}, \quad (3)$$

которая применима для $l \ll \lambda_0 / 2\pi$, когда можно пренебречь электромагнитным запаздыванием. При $l \rightarrow \infty$ уравнение переходит в асимптотику

$$f(l) = -\frac{\pi^2 c \hbar}{240 \sqrt{\epsilon_2} l^4} \frac{(\epsilon_2 - \epsilon_3)(\epsilon_2 - \epsilon_3)}{(\epsilon_2 + \epsilon_3)(\epsilon_2 + \epsilon_3)} F\left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3}, \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3}\right), \quad (4)$$

которая применима для всех $l \gg \lambda_0/2\pi$, когда полностью проявляется эффект запаздывания. Значения функции F табулированы в работах [5,6]. В работе [9] рассмотрены области применимости асимптотик. В случае системы GaSe-вакуум-GaSe асимптотика (3) дает ошибку, превышающую 20 % при зазорах больших 40 Å. Асимптотику (4) можно использовать для $l > 30$ нм. При $l < 30$ нм ошибка около 25 %.

Значение константы Хамакера было получено из выражения

$$A(\infty) = \frac{3}{4} \int_0^\infty x dx \ln \left[1 - \left(\frac{\epsilon(0) - 1}{\epsilon(0) + 1} \right)^2 e^{-x} \right],$$

которое в случае GaSe оказалось равным 0.489 (в ед. $k_B T$).

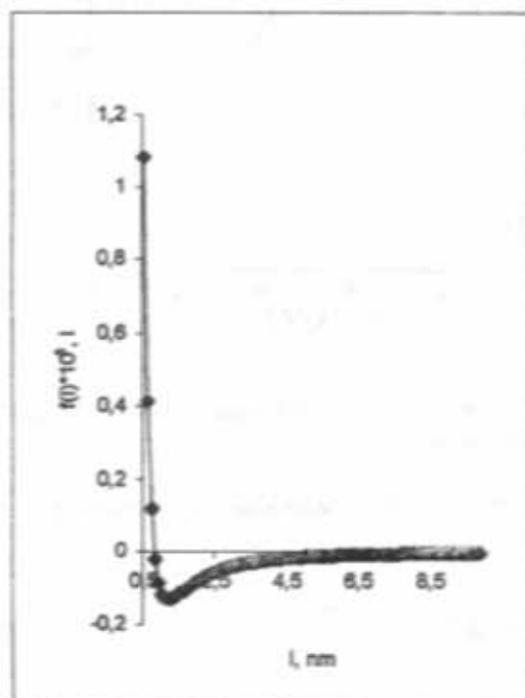


Рис.1. Зависимость $f(l)$ от толщины прослойки l .

Для расчета молекулярных сил при толщинах прослойки меньших, чем 0.1 нм, необходимы полные сведения о всей частотной зависимости диэлектрической проницаемости для взаимодействующих пластин. Такая зависимость в случае GaSe была получена из соответствующих расчетов по данным зонной структуры, приведенных в работе [21]. На рис.1,2 представлены зависимости $A(l)$ и $f(l)$ от толщины прослойки l для GaSe. Рассмотренная теоретическая модель дает результаты близкие к экспериментальным, несмотря на то, что в ней отсутствует учет анизотропии диэлектрической проницаемости пластин, а также их структурного строения. Учет слоистости строения кристалла GaSe проводился по методике, предложенной в теоретической работе [8] для мно-

гослойных систем. Однако, полученные результаты не вносят существенных поправок в полученные ранее данные по вандерваальсовской энергии.

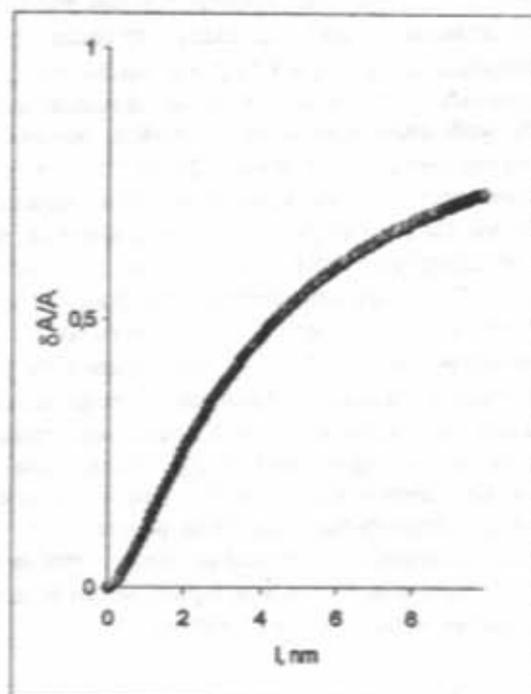


Рис.2. Зависимость $\delta A/A$ от толщины прослойки l .

Анизотропия диэлектрической проницаемости взаимодействующих в вакууме твердых тел, как было показано в работах [10,11], может привести к повороту пластинок кристаллов относительно оси, нормальной к поверхностям, ограничивающим плоскую прослойку. Равновесию должна отвечать такая ориентация осей кристаллов, которая соответствует максимуму энергии притяжения между пластинками, то есть максимальному понижению свободной энергии системы. Однако, это возможно, если в плоскости щели лежат оси с главными значениями тензора диэлектрической проницаемости анизотропных одноосных пластинок. Если выделенная ось перпендикулярна плоскости щели то, как указывается в [10], результат аналогичен решению задачи для изотропных пластинок, рассмотренной ранее. Сказанное хорошо иллюстрируется работой [11], в которой на примере одноосного сильноанизотропного кристалла HgCl₂ (как известно для HgCl₂ $n=1.973$ и $n=2.656$) показано, что изменение энергии межмолекулярного притяжения в вакууме не превышает 1 % во всем интервал возможных углов поворота.

В экспериментальных исследованиях вандерваальсовских взаимодействий, проведенных на образцах α -GaSe при $T=300$ К в вакууме [22], были использованы две методики, описанные в работах [12, 13]. Результаты экспериментов приведены на рис.3. В двойном логарифмическом масштабе представляется зависимость критического расстояния H -скачка от величины C/R , где C - жесткость пружины (точность измерений зазора между пластинками обеспечивалась использованием оптического интерферометра и была не хуже 0.2 нм, толщина использованных пластинок - 1 мкм, радиус кривизны цилиндра $R = 1$ см). Зависимость можно интерпретировать как пересечение

двух наклонных прямых, соответствующих двум возможным ситуациям вандерваальсовского взаимодействия: $H \ll \lambda_0$ и $H \gg \lambda_0$, где λ_0 - характерная длина волны. В первом случае наклон прямой определяется константой Хамакера A , значение которой, как следует из рассматриваемых экспериментов, равно $4.9 \cdot 10^{-12}$ эрг. Во втором случае существенными становятся эффекты запаздывания, и наклон прямой определяется константой B , значение которой, как следует из рис.3, равно $0.25 \cdot 10^{-19}$ эрг см. Точка пересечения двух прямых лежит в области значений H около 100 нм. На этом же рисунке также приведена зависимость показателя степени n от H -скачка. В области от 10 нм до 100 нм эта зависимость представляет собой главный переход n , равного 2 - к 3. До 10 нм и после 100 нм зависимость n от H отсутствует. Оценка значения ϵ_0 - статической диэлектрической проницаемости, соответствующей приведенным выше экспериментальным результатам, согласно работам [14,15], дает величину 7.6. Сравнивая ее с данными работы [16], можно говорить о достоверности полученных для GaSe результатов. Оценим теперь величины вандерваальсовской энергии для межслоевого взаимодействия и поляризуемости атомов в селениде галлия, используя соотношения

$$E_v = -L/R^6; \quad L = A/\pi^2 m^2; \quad \alpha = 2(L/3I)^{1/2},$$

где m - число молекул в 1 см^3 ; A - константа Хамакера для GaSe; R -расстояние (Se-Se) между слоями; I - ионизационный потенциал. Число молекул в 1 см^3 и значения R для ϵ -GaSe использованы из данных работы [17]. Ионизационный потенциал в случае ϵ -GaSe равен примерно 13.6 эВ. Таким образом $E_v = -0.227$ эВ и $\alpha = 0.85 \cdot 10^{-22} \text{ см}^3$.

Вклад кулоновских взаимодействий в химическую связь оценивался следующим образом. Согласно [18], кулоновская энергия, приходящаяся на одну элементарную

ячейку, определяется выражением: $W = \frac{Ze^2}{a} A_x$, в котором $A_x = \sum_{i \neq j} r_i r_j \Gamma_{ij}$ - константа Маделунга; Z - заряды отдельных ионов

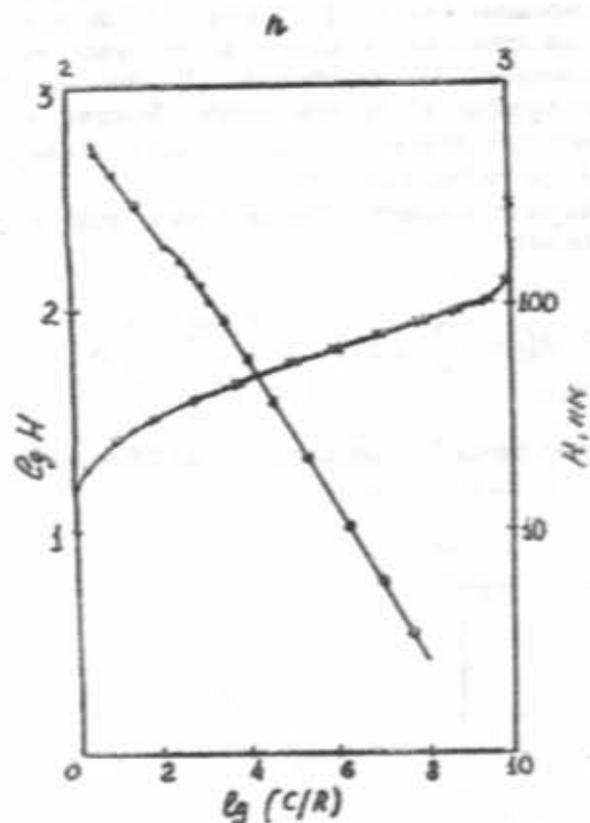


Рис.3. Зависимость критического расстояния H -скачка от величины C/R

Вычисление Γ_{ij} проводилось по соотношению [19]

$$\Gamma_{ij} = (2 - \delta_{ij}) \left\{ \frac{a}{2} \sum_{\vec{\tau}} \frac{1 - \text{erf}\left(\frac{R|\vec{c}_i - \vec{c}_j + \vec{\tau}|}{a}\right)}{|\vec{c}_i - \vec{c}_j + \vec{\tau}|} + \frac{2\pi}{V} \sum_{\vec{q}} \frac{e^{-\frac{q^2}{4a^2}}}{q^2} e^{(\epsilon_i - \epsilon_j) - \frac{\pi a}{2VR^2} - \frac{Ra}{\sqrt{\pi}} \delta_{ij}} \right\}$$

где a - минимальный из параметров решетки; \vec{c}_i - радиус-вектор i -го атома нулевой элементарной ячейки; $\vec{\tau}$ и \vec{q} -векторы трансляций, соответственно, прямой и обратной решеток; V - объем элементарной ячейки; R - вандерваальсовский параметр. Симметрия решетки приводит к тому, что Γ_{ij} обладают некоторой симметрией, что позволяет снизить объем вычислений [20]. Вклад кулоновской энергии в полную энергию составляет для β -GaSe - 2.7408 Ry, γ -GaSe - 2.743 Ry. Оценка величин

вклада кулоновской энергии в межслоевое взаимодействие даст значение ~ 0.03 Ry для всех политипов.

Полученные результаты позволяют утверждать, что основной вклад в межслоевое взаимодействие вносит ковалентное связывание, а не вандерваальсовские и кулоновские силы, и, следовательно, существование различных политипов селенида галлия определяется возможными состояниями всей электронной подсистемы.

- [1] Е.М. Лившиц Докл. АН СССР, 1954, т.97, №4, с. 643-657
- [2] Е.М. Лившиц Докл. АН СССР, 1954, т.100, №5, с. 879-883

- [3] Е.М. Лившиц ЖЭТФ, 1955, т.29, №1, с.94-100
- [4] Н.Е. Дзялошинский, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский ЖЭТФ, 1959, т.37, №1, с.229-242
- [5] Н.Е. Дзялошинский, Е.М. Лившиц, Л.П. Питаевский

- ский УФН, 1961, т.73, №3, с.381-402
- [6] Ю.С.Бараш, В.Л.Гинзбург УФН, 1975, т.116, в.1, с.5-40
- [7] D.Chan, P.Richmond Proc. Roy. Soc. London A, 1977, vol.353, n.2, pp.163-178
- [8] B.W.Ninham and V.A.Parsegian J. Chem. Phys. 1971, vol.32, n.1, pp.133-138.
- [9] Я.И. Рабинович Коллоид журн. 1979, т. 41, № 6, с.1146-1151
- [10] Ю.С.Бараш В кн. "Силы Ван-дер-Ваальса", 1988, М., "Наука"
- [11] Б.В.Дерягин, Н.В.Чураев, В.М.Муллер В кн. "Поверхностные силы", 1987, М., "Наука"
- [12] D.Tabor, R.H.S.Winterton Proc. Roy. Soc., A, 1969, n.312, pp.435-450
- [13] J.N.Israelachvili, D.Tabor Nature Physical Science, 1972, vol.236, 68, p.106
- [14] R.W.Ditchburn Light 1952, London, Blackie and Son.
- [15] H.Krupp Adv. Colloid Interface Sci., 1967, 1, p.111
- [16] P.C.Leung, G.Andermann, W.G.Spitzer and C.A.Mead J. Phys. Chem. Soc. 1966, 27, p.849-856
- [17] A.Kuhn, A.Chevy, R.Chevalier Phys. Stat. Sol. (a), 1975, 31, pp.469-475
- [18] G.Simon, G.R.Zeller Phys. Chem. Solids, 1974, 5, pp.187-194
- [19] М.Борн, Х.Кунь В кн. "Динамическая теория кристаллических решеток", ИЛ, 1958
- [20] Т.Р.Мехтиева, В.С.Рытневский, В.Я.Штейншрайбер ДАН Азерб.ССР, 1980, т.XXXVI, №11, с.21-23.
- [21] Т.Р.Мехтиева, А.М. Алиев, В.С.Рытневский, В.П. Радионов Препринт №419, 1991.
- [22] Т.Р.Мехтиева, А.М. Алиев, В.П. Радионов Письма ЖЭТФ, 1991, т. 17, вып. 2.

T.R. Mehtiyev

HALLIUM SELENİDDƏ TƏBƏQƏLƏR ARASINDAKI QARŞILIQLI TƏ'SİR

Hallium seleniddə təbəqələr arasındakı qarşılıqlı tə'siri Vandervaals və Kulon qüvvələrinin verdiyi əlavə öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, hallium selenidin iki lövbəsi arasındakı Vandervaals qarşılıqlı tə'siri Lifşits-Dzyaloşinski modeli vasitəsilə kifayət qədər yaxşı təsvir etmək olar. Alınan nəticələr iddia etməyə imkan verir ki, təbəqələr arasındakı qarşılıqlı tə'siro əsas əlavə Vandervaals və Kulon qüvvələri yox, kovalent qarşılıqlı tə'sir qüvvələri verir.

T.R. Mehtiyev

INTERLAYER INTERACTION IN A GALLIUM SELENIDE

The contributions of the Van-der-Waals and Coulomb forces in interlayer interaction in a gallium selenide are investigated. It's shown, that the Van-der-Waals interaction between two plates of a gallium selenide is satisfactorily described by a Lifshits-Dzyaloshinskii theoretical model. The obtained outcomes allow to state, that the covalent interaction is the main contribution into interlayer interaction, instead of the Van-der-Waals and Coulomb forces.

Дата поступления: 09.04.97

Редактор: Ф.М. Ганзимов