

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

---

4

# Fizika

Cild

V

1999

Bakı \* Elm

## РАСЧЕТ ТЕПЛООБМЕННИКА ХОЛОДИЛЬНОЙ МАШИНЫ РАБОТАЮЩЕЙ НА ОЗОНБЕЗОПАСНОМ ХЛАДАГЕНТЕ

Т.В. БУТХУЗИ, Н.П. КЕКЕЛИДЗЕ, Т.Г. ХУЛОРДАВА

Тбилисский Государственный Университет  
380028, г. Тбилиси, ул. Чавчавадзе, 1

К.Т. ДЖАЧВАДЗЕ, С.Б. СУЛАДЗЕ  
Грузинский Технический Университет

ТОМАИЯ ОГАВА

Гакушу Университет  
Токио, Япония

В.А.АЛИЕВ

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

В статье представлены результаты расчета газового теплообменника с учетом влияния инертного газа на процессы, имеющие место в теплообменнике. Предложена методика расчета изменения температур испарения парогазовых потоков, а также массовую концентрацию аммиака в парогазовой среде по всей длине теплообменника.

В настоящее время фторхлоруглеродные соединения (CFC), широко применяемые в домашних и малых холодильных машинах, относятся к озоноразрушающим веществам и регулируются Венской Конвенцией и Монреальским протоколом; поэтому их постепенно изымают из употребления, а холодильные машины переоборудуются на новых озонобезопасных хладагентах. Параллельно этому, большое внимание уделяется холодильным машинам, работающим на альтернативных хладагентах, к ним относятся абсорбционно-диффузионные холодильные машины, работающие на водоаммиачном растворе.

Одним из наиболее важных элементов вышеуказанных холодильных машин является газовый теплообменник, от которого зависит эффективная работа испарителя. В настоящее время этот элемент мало изучен аналитически, а расчеты, основанные на графических и традиционных методах, не учитывающих влияния инертного газа на процессы, имеющие место в теплообменнике, не дают столь точных результатов [1,2].

Теплообменник представляет собой теплоизолированный аппарат типа "Труба в трубе", в наружной трубе которого жидкий аммиак испаряется в парогазовой среде и охлаждает при этом бедный парогазовый поток, проходящий противотоком во внутренней трубе (рис.1).

Тепло-массобменные процессы, имеющие место в теплообменнике, можно выразить следующими соотношениями:

$$W_c dY = \beta (y' - y) dF$$

$$y = Y(1+Y)$$

$$y' = \Phi(t)$$

где  $W_c$  - расход инертного газа ( $\text{kg}/\text{s}$ );  $Y$  - массовая относительная концентрация;  $\beta$  - коэффициент массотдачи

( $\text{kg}/(\text{cm}^2)$ );  $y, y'$  - текущая и равновесная массовые концентрации хладагента в газовой среде, соответственно;  $t$  - температура испарения ( $^\circ\text{C}$ );  $dF$  - элементарная площадь соприкосновения фаз ( $\text{m}^2$ ).

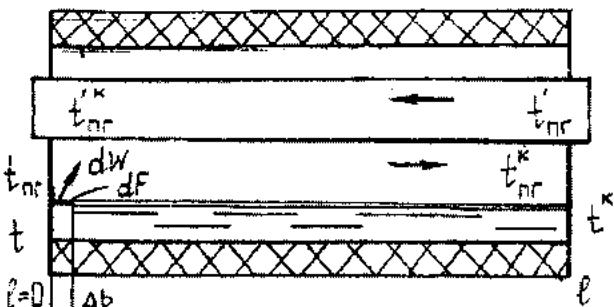


Рис.1. Разрез теплообменника.

Уравнения теплового баланса между жидким хладагентом, наружной и внутренней парогазовыми средами имеют вид:

$$\Gamma \beta = (y' - y) = \alpha (t_{nr} - t) dF$$

$$W_c C_p (t_{nr}^{**} - t_{nr}) = k_1 \Pi_1 (t'_{nr} - t_{nr}) db - \alpha (t_{nr} - t) dF$$

$$W_c C_p (t''_{nr} - t'_{nr}) = k_2 \Pi_2 (t'_{nr} - t_{nr}) db$$

где  $\Gamma$  - теплота парообразования  $\text{Дж}/\text{kg}$ ;  $\alpha$  - коэффициент теплоотдачи ( $\text{Вт}/(\text{м}^2\text{K})$ ),  $t_{nr}, t_{nr}^{**}$  - начальные и конечные температуры наружного парогазового потока ( $^\circ\text{C}$ ), соответственно;  $t_{nr}', t''_{nr}$  - начальные и конечные температуры внутреннего парогазового потока ( $^\circ\text{C}$ ), соответственно;  $\Pi_1, \Pi_2$  - наружный и внутренний периметры трубы ( $\text{м}$ );  $k_1, k_2$  - коэффициенты теплоотдачи между на-

ружным и внутренним парогазовыми потоками ( $Bt/(m^2K)$ ), соответственно;  $C_p$  -изобарная теплоемкость ( $Dж/(кгK)$ ;  $db$  -элементарная длина теплообменника (м).

При расчете заданы следующие начальные параметры: общее давление, расход инертного газа, начальные и конечные температуры испарения, начальная температура парогазового потока. Коэффициенты  $\alpha, \beta, k_1, k_2$  - рассчитываются, используя данные из [3].

Соотношениями (1-6) определяются величины:  $dY$ ,  $t_{pr}^k, t_{nr}^k, t^k$ . Полученные результаты используются как начальные для следующего участка. Расчет ведется пока  $\Sigma db = L$ , если  $t \neq t^k$ , то возвращаются к первоначальному участку и, соответственно, меняются начальные параметры.

По вышеизложенной методике можно рассчитать изменение температур испарения, парогазовых потоков, а также массовую концентрацию аммиака в парогазовой среде по всей длине теплообменника. Распределение температур по длине теплообменника, полученное в результате расчета, приведено на рис.2.

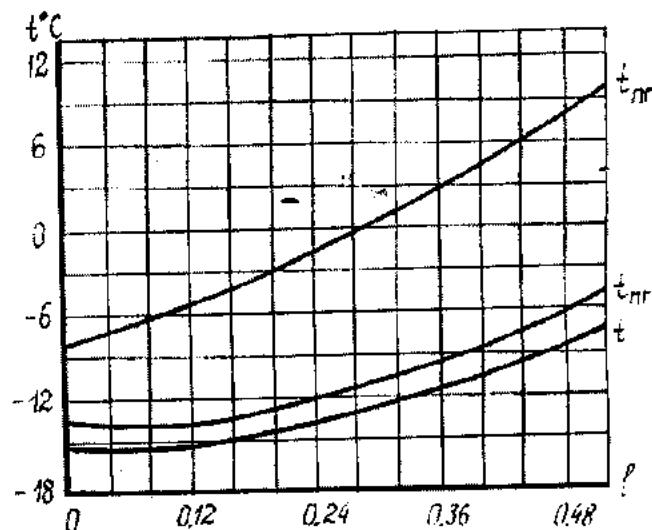


Рис.2. Распределение температур по длине теплообменника.

- [1] И.С. Бадылькес, Р.Л. Данилов. Абсорбционные холодильные машины. М., 1966.
- [2] Л.И. Морозюк. Особенности расчета и конструирования парогазового теплообменника абсорбции

онно-диффузионной холодильной машины, Холодильная техника и технологии, 1982, 35.

- [3] С.Н. Богданов, Э.И. Гуйго и др. Теоретические основы хладотехники, Тепломассообмен, М.: Агропромиздат, 1986.

T.V. Butxuzi, T.Q. Xulordava, N.P. Kekelidze, L.T. Caçvadze, S.P. Suladze, Tomayya Ogava, V.Ə. Əliyev

## OZONDAĞIDICI OLMAYAN XLADAGENTLİ SOYUDUCU MAŞININ İSTİLİK MÜBADİLƏSİ QURĞUSUNUN HESABATI

Məqalədə ilk dəfə olaraq ozondağıdıcı komponenti olmayan soyuducu maşında istilik-qaz mübadiləsi qurğusunun hesabatı verilmişdir. İş prosesine tə'sirsiz qazların tə'siri də nəzərə alınmışdır.

T.V. Butchuzi, N.P. Kekelidze, T.G. Khulordava, K.T. Jachvadze, S.B. Suladze, Tomaia Ogava, V.A. Aliyev

## THE CALCULATION OF THE REFRIGERATOR THERMOEXCHANGATOR WORKING ON THE OZONE NONDANGEROUS COLD-AGENT

The article deals with results of the calculation gas thermoexchangator in account the influence of inert-gas on the processes. It was suggested the calculation method of the temperature change.

Дата поступления: 01.09.99

Редактор: М.И. Алиев

# ПЕРВОЕ АКЦЕПТОРНОЕ СОСТОЯНИЕ ЗАМЕЩАЮЩИХ АТОМОВ ПРИМЕСИ НИКЕЛЯ В СИСТЕМЕ $Ge_{1-x}Si_x$

Р.З. КЯЗИМЗАДЕ

*Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия  
370010, Баку, пр.Азадлыг, 20*

Представлены результаты исследований энергии связи первого акцепторного состояния замещающих атомов примеси никеля ( $Ni_3$ ) в кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,3$ ), полученные на основе холловских измерений. Показано, что усредненная энергия активации первого уровня  $Ni_3$  в  $Ge_{1-x}Si_x$  изменяется линейно с составом в соответствии с моделью виртуального кристалла для твердых растворов и описывается уравнением:  $E_1^X = E_v + (0,23 + 0,2x) \text{ эВ}$ .

Никель относится к разряду глубоких примесных центров в  $Ge$ ,  $Si$  и в их твердых растворах. В германии, легированном никелем, обнаружены два акцепторных уровня:  $E_v + 0,23$  эВ и  $E_c - 0,30$  эВ [1]. Равенство концентраций этих уровней позволяет отнести эти уровни к замещающим атомам никеля ( $Ni_3$ ) в  $Ge$ . Имея два электрона на внешней электронной оболочке, атом никеля, замещая атом четырехвалентного германия в узле решетки, может принять два электрона из валентной зоны и завершить восполнение связей в решетке кристалла. Наличие никеля в  $Si$  также приводит к образованию двух акцепторных уровней [1]:  $E_v + 0,23$  эВ и  $E_c - 0,35$  эВ. О соотношении концентраций этих уровней и их идентификации в литературе сведений нет. Акцепторные уровни никеля исследовались и в германиеподобных составах твердых растворов  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,15$ ) на основе холловских измерений [2]. Было показано, что увеличение концентрации  $Si$  в кристалле приводит к росту энергии активации уровней, наблюдавшихся в германии.

В настоящей работе приводятся результаты исследований энергии активации первого акцепторного уровня ( $E_1$ )  $Ni_3$  в  $Ge_{1-x}Si_x$ , охватывающих как германиевые, так и кремниеподобные составы ( $0 \leq x \leq 0,30$ ), с целью установления закономерностей изменения  $E_1$  с составом кристалла, а также связи акцепторных уровней, наблюдавшихся в кремнии, легированном  $Ni$  с замещающими атомами этой примеси.

Кристаллы системы  $Ge_{1-x}Si_x$ , с содержанием кремния до 30 ат.%, получали методом выращивания из большого объема [3]. Образцы размерами  $(1 \pm 2) \times (2 \pm 3) \times (12 \pm 15)$  мм<sup>3</sup>, вырезанные из этих кристаллов, после соответствующей обработки и очистки поверхности [4], легировали никелем диффузионным методом при 1050–1150 К. Исходная эффективная концентрация мелких акцепторных ( $N_a$ ) и донорных ( $N_d$ ) примесей, а также никеля в образцах составляла  $10^{14} - 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. Энергию активации исследуемого уровня определяли на основе холловских измерений в интервале 77–350 К. В зависимости от исходной концентрации мелких акцепторных и донорных примесей, а также температуры диффузионного легирования образцов никелем в холловских измерениях проявляется первое или второе акцепторное состояние  $Ni_3$ . При этом первое акцепторное состояние  $Ni_3$  проявляется в образцах с дырочной проводимостью, а второе – с электронной, как и в случае германия [1]. Результаты исследований большого набора образцов, в которых проявляется первое акцеп-

торное состояние  $Ni_3$  с различной степенью компенсации, показывают следующие особенности: зависимости концентрации свободных дырок от  $T$  не описываются уравнением электрической нейтральности в рамках локально-го уровня с определенной энергией активации; увеличение степени компенсации уровня  $Ni_3$  приводит к росту его эффективной энергии активации. Эти особенности не имеют места в случае простых полупроводников и наблюдаются только в кристаллах твердых растворов, свидетельствуя о размытии глубоких уровней в последних. О размытии глубоких уровней в кристаллах твердых растворов сообщалось и ранее (см, например [5–7]). Причиной такого размытия является следующее обстоятельство [5]. Волновые функции глубоких примесей локализованы в непосредственной близости от этих центров и охватывают относительно небольшие объемы матрицы. Эти объемы в силу хаотического характера распределения атомов компонентов твердого раствора ( $Ge$  и  $Si$ ) будут отличаться друг от друга по составу. Так как энергия связи электрона (дырки) примеси зависит от композиции ближайшего окружения примеси, в котором волновая функция центра отлична от нуля, то вместо локальных уровней с одинаковой  $E$ , отвечающей энергии активации примесного центра в простом полупроводнике, в системе твердых растворов будет иметь место размытия уровней в зону. Учитывая это обстоятельство, в твердых растворах оперируют понятием усредненной энергии связи (активации) глубокого примесного центра. За величину этого параметра для первого уровня  $Ni_3$ , как и в [6], принято такое значение  $E_1$ , которое в уравнении электрической нейтральности наилучшим образом описывает ход экспериментальной кривой концентрации свободных дырок от  $T$  в кристаллах с нулевой степенью компенсации примесного уровня. Уравнение электрической нейтральности для этого случая имеет вид [8]:

$$\frac{P^2 - N_a}{(N_{Ni_3} + N_a) - P} = \frac{2(2\pi m_p^* k T)^{3/2}}{\gamma \exp(E_1/kT)} \quad (1)$$

Здесь  $N_{Ni_3}$  – концентрация замещающих атомов никеля;  $m_p^*$  – эффективная масса плотности состояний дырок в валентной зоне;  $N_a$  – эффективная концентрация мелких акцепторов, шунтирующих исследуемый уровень;

$y$  – фактор вырождения уровня. В расчетах  $y$  принимался равным четырём [7]. Для значений  $m_p^*$  в кристаллах различного состава использовались данные работы [9]. Значения  $N_{N_i}$  и  $E_1$  определялись путём подгонки расчетных кривых на основе (1) к экспериментальным данным с использованием метода наименьших квадратов. Результаты проведенных исследований показывают, что усредненная энергия активации первого акцепторного состояния  $Ni_i$  в  $Ge_{1-x}Si_x$  растёт линейно с концентрацией кремния и описывается уравнением:

$$E_1^x = E_v + (E_1^0 + 0,2x) \text{ эВ}, \quad (2)$$

где  $E_1^0=0,23$  эВ – энергия активации  $Ni_i$  в  $Ge$ . Согласно (2) энергия активации  $Ni_i$  в  $Si$  составляет:  $E_v+0,43$  эВ. Этот результат показывает, что наблюдаемые в ле-

гированном никелем кремнии акцепторные уровни  $E_v+0,23$  эВ и  $E_c-0,35$  эВ= $E_v+(\Delta E_{Si}-0,35$  эВ)= $E_v+0,76$  эВ ( $\Delta E_{Si}=1,11$  эВ – ширина запрещенной зоны  $Si$  [10]) не относятся к замещающим атомам этой примеси и имеют иную природу.

Результаты исследований энергетического спектра примесных состояний в дырочных кристаллах  $Ge_{1-x}Si_x$  с примесью никеля позволяют сделать следующее заключение. Энергия активации первого акцепторного уровня  $Ni_i$  растёт линейно с содержанием кремния в кристалле и во всём ряду твердых растворов уровень находится в нижней половине запрещенной зоны, как и в  $Ge$ . Отсутствие литературных данных по этому уровню в  $Si$ , очевидно связано с малой растворимостью  $Ni_i$  в этом полупроводнике, как и в случае примеси меди [11]. Линейный рост энергии активации  $Ni_i$  с концентрацией  $Si$  в  $Ge_{1-x}Si_x$  согласуется с представлениями модели виртуального кристалла для твердых растворов.

- [1] А.Милис. В кн. "Примеси с глубокими уровнями в полупроводниках", "Мир", 1977, с.562.
- [2] Г.Х. Аждаров, В.И. Тагиров. ФТП, 1971, т. 5, № 6, с. 1107-1110.
- [3] В.И. Романенко. В кн. "Управление составом полупроводниковых кристаллов", Москва, "Металлургия", 1976, с. 368.
- [4] I. Kamiura and F.Hashimoto. Phys.Stat.Sol., 1979, 54 (a), p. 697-700.
- [5] L. Samuelson. In Proc. 13-th Intern. Conf. On Defects in Semiconductors, Coronado, CA, 1984; publ. By metal Society of AIME, Warrendale, PA (1985), p.101.
- [6] Р.З.Кязимзаде. ФТП, 1995, т. 29, № 6, с. 1101-1104.
- [7] G.Kh. Azhdarov, R.Z.Kyazimzade. Turkish Journal of Physics, 1996, v. 20, № 3, p. 269-274.
- [8] Д. Блекмор. В кн."Статистика электронов в полупроводниках", Москва, "Мир", 1964, с.392.
- [9] Р.З. Кязимзаде. Докторская диссертация, Баку, 1998, с. 347.
- [10] Srinivasan, Krishnamurthy, A. Sher, A. Chen. Phys.Rev. (B), 1986, v. 33, № 2, p. 1026-1035.
- [11] Г.Х.Аждаров,Р.З.Кязимзаде,В.В.Мир-Багиров. ФТП, 1992, т. 26, № 3, с. 553-556.

R.Z. Kazimzadə

## Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> SİSTEMİNDE QƏFƏS DÜYÜNLƏRİNDE YERLƏŞƏN NİKEL ATOMLARININ BİRİNCİ AKSEPTOR HALI

Xoll ölçmeleri esasında alınan,  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,3$ ) kristallarında qəfəs düyünlərində yerleşən nikel aşqarı atomlarının ( $Ni_i$ ) birinci akseptor halının rəbət enerjisinin tədqiq nəticələri getirilir. Göstərilmişdir ki, bərk məhlullar üçün virtual kristal modelinə uyğun olaraq,  $Ge_{1-x}Si_x$ -de  $Ni_i$ -in birinci akseptor seviyyəsinin aktivləşmə energisi tərkibdən asılı olaraq xətti dəyişir və  $E_1^x = E_v + (0,23 + 0,2x) \text{ eV}$  ifadə ilə təyin olunur.

R.Z. Kyazimzade

## THE FIRST ACCEPTOR STATE OF SUBSTITUTIONAL NICKEL IMPURITY ATOMS IN Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> SYSTEM

The investigation results of the first acceptor state binding energy of the substitutional Nickel impurity atoms ( $Ni_i$ ) in  $Ge_{1-x}Si_x$  ( $0 \leq x \leq 0,3$ ) crystals are given, on the basis of Hall measurements. It is shown, that the average activation energy of the first  $Ni_i$  acceptor level varied linearly with composition in  $Ge_{1-x}Si_x$ , due to the virtual crystal model for solid solutions and could be described by the relationship:

$$E_1^x = E_v + (0,23 + 0,2x) \text{ eV}.$$

# ПРИМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ПРИ АДСОРБИОННОЙ ОЧИСТКЕ ГЕКСЕНА-1 ОТ ПРИМЕСЕЙ

Ч.М. ДЖУВАРЛЫ, Р.Н. МЕХТИЗАДЕ

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Э.Н. АХМЕДОВ

Азербайджанская Государственная Нефтяная Академия

г. Баку, пр. Азадлыг, 20

Приводятся результаты адсорбционной очистки гексена-1 от примесей перекисного соединения и влаги под воздействием электрического разряда коронного типа. Показано, что электроразрядная стимуляция значительно увеличивает степень очистки.

В последнее время в мировом производстве полимеров большое внимание привлекает линейный полиэтилен низкой плотности (ЛПЭНП), представляющий собой продукт сополимеризации этилена с  $\alpha$ -олефинами, и в частности, с гексеном-1. К используемым  $\alpha$ -олефинам предъявляются очень жесткие требования по содержанию микропримесей, т.к. последние, адсорбируясь на поверхности катализатора полимеризации, вызывают отравление активных центров, а это приводит к снижению скорости полимеризации, уменьшению выхода полимера и ухудшению его свойств. Особенно чувствительны катализаторы к влаге и кислороду. В присутствии кислорода происходит необратимое окисление олефинов, причем процесс носит автокаталитический характер.

Известные способы очистки с помощью растворов щелочей сульфидов [1], а также адсорбционными методами [2], недостаточно эффективны. Указанных недостатков лишен способ очистки, основанный на удалении примесей с помощью адсорбентов при воздействии электрического разряда [3].

Электрическая очистка основана на следующем: в процессе ионизации молекул в электрическом разряде происходит зарядка частиц примесей, которые затем под воздействием электрического поля адсорбируются на адсорбенте, способном удерживать не только монослои, но

и последующие слои, что приводит к повышению степени очистки.

Нами осуществлен эффективный способ очистки  $\alpha$ -олефинов, в частности гексена-1, с использованием электрического разряда коронного типа. Очистка проводилась при напряжении 5-8 кВ, объемной скорости подачи 1-5 час<sup>-1</sup>, линейной скорости 0,006 м/сек, температуре 20-25 °C. Электрический коронный разряд создается в адсорбере, представляющем собой стеклянную трубку, на внешней части которой укреплен металлический электрод, а внутри проходит высоковольтный электрод. При приложении к высоковольтному электроду напряжения, создаваемого трансформатором НОМ-10, в межэлектродном пространстве возникает коронный разряд. В качестве адсорбентов использовались различные типы силикагелей, активированная окись алюминия, алюмогель, шариковый, молекулярные сита.

Гексен-1 до и после очистки в электрическом разряде анализировался следующим образом: увлажнение определялось по методу Фишера, перекисное число - подометрическим методом.

Результаты очистки гексена-1 от влаги и перекисных соединений при воздействии электрического разряда приведены в таблице 1.

Таблица 1.

Результаты электроразрядной очистки гексена-1 от влаги и перекисных соединений. Напряжение коронного разряда 5 кВ.

Наименование адсорбента	Содержание перекисного соед., % вес		Содержание влаги, прм	
	до очистки	после очистки	до очистки	после очистки
Силикагели:				
КСМ	1,5	0	100	1-2
ШСМ	1,5	0	100	1-0
КСК	1,5	0,2	100	20
ШСК	1,5	0,28	100	25
Актив. окись алюминия	1,5	0,33	100	57
Алюмогель шариковый	1,5	0,6	100	49
Молекулярные сита	1,5	0,61	100	35

Следует отметить, что остаточное количество примесей, указанное в графе "до очистки", является тем пределом, которого позволили достичь предварительные химико-механические способы очистки, т.е. без применения электрических воздействий. Поэтому эти цифры можно

принять в качестве стартовых при электроразрядной очистке.

Как видно из таблицы 1, применение электрического разряда значительно увеличило степень адсорбционной очистки.

Наилучшие результаты по электроразрядной очистке получены при использовании силикагелей КСК и ШСМ. Это, по-видимому, объясняется как геометрической конфигурацией, так и природой адсорбирующей поверхности силикагелей. Вероятность проникновения молекул кислородосодержащих соединений, имеющих размеры 12-15 мкм, в микропоры силикагеля размером 16-25 мкм наибольшая. Силикагели несут на своей поверхности положительные заряды. При адсорбции молекул с сосредоточенной на периферии плотностью отрицательного заряда (какими являются молекулы, например, гидроперекиси) должно проявиться специфическое взаимодействие между протонизированным водородом гидрооксильной группы силикагеля и адсорбируемой молекулой.

Проведённые исследования по очистке гексена-1 от кислородосодержащих соединений в электрическом поле показали, что на степень очистки существенное влияние оказывает скорость подачи гексена-1, напряжение разряда, пористоструктурные характеристики адсорбента. Для выбора оптимальных условий очистки применён метод планирования эксперимента. Диапазоны варьирования параметров очистки определялись, исходя из следующих результатов:

- с увеличением напряжения от 1000 В до 5000 В, глубина очистки увеличивается и удлиняется срок службы адсорбента;
- с увеличением скорости подачи гексена-1 от  $0,0277 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{сек}$  до  $0,0831 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{сек}$  глубина очистки уменьшается.

В связи с этим были выбраны следующие независимые параметры процесса и диапазоны их варьирования:

- напряжение между электродами, В -  $1000 \div 5000$ ;
- объем пор адсорбента,  $\text{м}^3/\text{кг} - 0,296 \cdot 10^{-3} \leq V \leq 1,19 \cdot 10^{-3}$ ;
- скорость подачи гексена,  $\text{м}^3/\text{сек} - 0,0277 \cdot 10^6 \leq v \leq 0,0831 \cdot 10^6$ ;
- время работы адсорбента, сек -  $300 \leq t \leq 5400$ .

Целевой функцией выбран % очистки гексена-1 от кислородосодержащих соединений.

Для построения зависимости, описывающей связь между выбранной целевой функцией и факторами, была построена матрица полного факторного плана типа  $2^4$ . По экспериментальным значениям целевой функции методом регрессивного анализа были найдены оценки коэффициентов регрессии полиномов 2-го порядка, принятых для аппроксимации между целевой функцией и факторами  $Y = 36,3125 + 2,1075X_1 + 1,6875X_2 - 36,31X_3 - 12,1875X_4$ . Уравнения регрессии подтвердили следующие хорошо известные факты: на степень очистки сильнее всего влияет скорость подачи гексена-1, существенной очистки можно добиться, понижая скорость его подачи. Следующим по силе является фактор влияния времени работы адсорбента: чем чаще меняется адсорбент, тем большее степень очистки. Затем следуют близкие по влиянию величины: напряжение и объем адсорбента.

В оптимальных условиях при напряжении между электродами 5 кВ на адсорбенте ШСМ с объемом пор  $0,575 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{кг}$ , при скорости подачи гексена-1  $0,0277 \cdot 10^6 \text{ м}^3/\text{сек}$ , содержание влаги в гексене-1 уменьшается до 3-5 прм, а в перекисных соединениях - до 0.

[1] Патент США № 2545199, 1951.

[2] Патент Великобритании № 1383611, 1975.

[3] Ч.М. Джуварлы и др. Электронная обработка материалов, 1990, № 1, с. 43-45.

Ç.M. Cuvarlı, R.N. Məhdizadə, E.N. Əhmədov

## HEKSEN-1 MONOMERİNİN ADSORBSİYA ÜSULU İLƏ AŞQARLARDAN TƏMİZLƏNMƏSİNDƏ ELEKTRİK BOŞALMASININ TƏTBİQİ

Tac elektrik qazboşalmasının tə'siri şəraitində Heksen-1 mayenin rütubetdən və oksigen birləşmələrindən, adsorbsiya üsulu ilə təmizlənməsinin tədqiqindən alınan neticələr verilir. Göstərilir ki, qazboşalmasının tə'siri vasitəsilə materialın təmizlənməsini əhəmiyyətli dərəcədə yükseltmək olar.

Ch.M. Djuvarly, R.N. Mekhtizadeh, E.N. Akhmedov

## THE ELECTRICAL DISCHARGE APPLICATION AT ABSORPTION CLEANING OF HEKSEN-1 FROM IMPURITIES

The results of adsorptive clearing of Heksen-1 from peroxide compound impurities and moisture under influence the electrical corona discharge are presented. Is shown that effect of electrical discharge considerably increases the clearing degree.

## АКУСТООПТИЧЕСКИЕ СПОСОБЫ ОБРАБОТКИ СИГНАЛОВ

А.Р. ГАСАНОВ

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

Обобщаются результаты научных исследований, направленных на решение ряда радиотехнических задач с использованием особенностей эффекта акустооптического взаимодействия. Приведены структурные схемы, поясняющие акустооптические способы коррекции временных искажений сигналов, следящего приема частотно-модулированных сигналов и преобразования временного масштаба сигналов.

### Введение

Современные системы обработки сигналов, отличаясь высокой сложностью, базируются, в основном, на достижениях радиоэлектроники. Однако, порой, обработка больших массивов данных существующими электронными средствами становится невыполнимой задачей. Именно поэтому исследования, направленные на решение различных проблем обработки данных с привлечением достижений других областей науки, в том числе акустооптики (область науки, изучающая взаимодействие акустических и оптических волн в фотоупругих средах), имеют высокую научную ценность.

Целью данной работы является обобщение результатов теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение ряда радиотехнических задач, на основе использования особенностей эффекта акустооптического взаимодействия в фотоупругих средах.

В настоящее время известно большое количество стеклообразных и кристаллических фотоупругих материалов. Однако поиск и исследование материалов с лучшими фотоупругими свойствами продолжается. Уже сейчас, на базе известных материалов, разработаны акустооптические модуляторы (АОМ), требующие на электрическом входе всего несколько десятков мВт для обеспечения эффективного акустооптического взаимодействия [1]. АОМ состоит из фотоупругой ячейки, к одному торцу которой прикреплен электроакустический преобразователь (ЭАП).

При соблюдении определенной геометрии акустооптического взаимодействия, падающий световой пучок дифрагирует на упругом волновом пакете - на пространственном аналоге, поданного к электродам ЭАП, электрического сигнала. Интенсивность, частота и направление распространения продифрагированного светового пучка являются функциями соответствующих параметров входного электрического сигнала. Кроме того, реакция фотодетектора, установленного на пути продифрагированного порядка, отстает от воздействия на входе ЭАП на время  $t=x/V$ , где  $x$  - расстояние от ЭАП до точки акустооптического взаимодействия;  $V$  - скорость распространения упругого волнового пакета в светозвукопроводе.

Особенности взаимодействия оптических и упругих волн в акустооптических ячейках позволяют использовать последние в качестве запоминающих устройств (ЗУ), реализовать на их основе узкополосный линейный фильтр с регулируемой средней частотой, временной мо-

дулятор непрерывного действия и т.п. Эти устройства могут быть использованы для эффективного решения ряда радиоэлектронных задач, таких как: коррекция временных искажений сигналов, следящий прием частотно-модулированных сигналов, преобразование временного масштаба сигналов, обнаружение и измерение параметров неизвестных радиоизлучений и т.п.

### I. Коррекция временных искажений сигналов

В любой аппаратуре магнитной записи, в процессах записи и воспроизведения, в результате непостоянства скорости взаимного перемещения магнитного носителя и головки, нарушается периодичность записываемого на магнитную ленту сигнала. Эти нарушения называются временными искажениями, или искажениями временного масштаба. Временные искажения возникают, также, при распространении электрических сигналов на дальние и сверхдальние расстояния. Для устранения этих искажений в современных системах обработки данных применяются электронно-аналоговые системы коррекции временных искажений сигналов [2,3]. Узкий диапазон коррекции (не превышает 0,4-0,7 мкс) является характерной чертой современных электронно-аналоговых систем коррекции временных искажений сигналов. Важнейшая проблема здесь состоит в создании электронно-управляемых временных модуляторов непрерывного действия с широким диапазоном управляемой задержки. Современные акустооптические временные модуляторы непрерывного действия обеспечивают временную задержку сигналов в пределах 0-80 мкс, что позволяет говорить о возможности эффективного решения указанной проблемы на более высоком уровне.

Идея, заложенная в основу акустооптического способа коррекции временных искажений сигналов, заключается в следующем. Имеющиеся в входном сигнале временные искажения выделяются (рис.1) и формируются блоком выделения и формирования сигнала ошибки (БВиФСО) 2, путем сравнения фаз сигнала опорного (управляемого) генератора 1 и входного сигнала  $u(t)$ . Необходимая величина «запаздывания» или «опережения» на пути обрабатываемого сигнала, соответствующая имеющейся в нем временной ошибке, устанавливается выходным напряжением сумматора 5. Для обнаружения и выделения остаточной временной ошибки в выходном сигнале акустооптического временного модулятора 4 используется БВиФСО 3. Создание обратной связи по сигналу ошибки (сравнение выходного и опорного сигна-

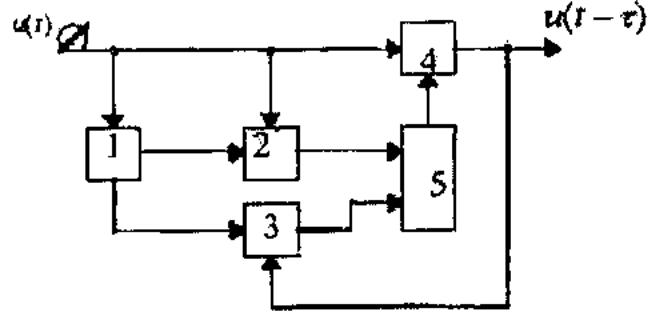


Рис. 1.

лов) позволяет осуществить коррекцию временных искажений сигналов с высокой точностью, посредством одного акустооптического временного модулятора. В этих условиях время задержки выходного сигнала составит:

$$\tau = T \pm c \int_0^T \delta t dt , \quad (1)$$

где  $T$  - период корректируемого сигнала;  $c$  - постоянная величина, определяемая параметрами системы и оценивающая её эффективность;  $\delta t$  - мгновенное значение временной ошибки.

Несколько вариантов реализации электронно-управляемого акустооптического временного модулятора рассмотрены в работах [4,5,6].

## 2. Следящий прием частотно-модулированных сигналов.

Преимущества частотной модуляции (ЧМ) перед амплитудной модуляцией (энергетический выигрыш, помехоустойчивость) особенно существенны при работе с большим индексом модуляции. Последний приводит к расширению спектра ЧМ сигнала. В обычных некогерентных приемниках ширина полосы пропускания высокочастотного тракта принимается равной ширине спектра принимаемого ЧМ сигнала. Поэтому, увеличение индекса модуляции приводит к увеличению мощности шумов, поступающих на вход демодулятора некогерентного приемника.

Установлено, что основная энергия ЧМ сигнала сосредоточена в окрестностях несущей частоты, в полосе частот равной удвоенному значению максимальной модулирующей частоты. Следовательно, если установить в линейном тракте приемника устройство типа узкополосного линейного фильтра с регулируемой средней частотой, следящего за мгновенной частотой принимаемого ЧМ сигнала, то можно значительно уменьшить мощность поступающих на вход демодулятора шумов. В современных радиоприемниках для решения этой задачи применяют следящие фильтр или гетеродин, частоты которых автоматически подстраиваются по цепи обратной связи выходным сигналом соответствующего тракта [7]. Устройствам данного класса присущи следующие недостатки: а) техническая трудность в построении цепи управления, к которой предъявляются противоречивые требования неискаженной передачи сигналов управления и обес-

печения фильтрации шумов; б) техническая трудность обеспечения устойчивости в замкнутой петле управления; в) узкий диапазон рабочих частот; г) изменение параметров следящего фильтра с изменением частоты настройки.

В работе [8] показано, что акустооптическая линия задержки (АОЛЗ) гетеродинного типа может быть использована в качестве узкополосного линейного фильтра с регулируемой средней частотой, на базе которого можно построить следящий приемник ЧМ сигналов с лучшими, по отношению к существующим аналогам, параметрами.

В АОЛЗ гетеродинного типа изменением частоты света в проdifрагированном порядке пользуются для восстановления обрабатываемого радиосигнала, путем оптического гетеродинирования [9]. Установлено, что полоса пропускания АОЛЗ гетеродинного типа определяется выражением:

$$P \approx 2,729 V / (\pi d) , \quad (2)$$

где  $d$  - апертура падающего светового пучка.

Из (2) следует, что ширина полосы пропускания АОЛЗ гетеродинного типа не зависит от частоты её настройки. К тому же, её амплитудно-частотная характеристика может быть реализована с любым коэффициентом прямоугольности, благодаря её конструктивным особенностям. Отсутствие гальванической связи между входом и выходом АОЛЗ обеспечивает высокую устойчивость, а её высокая пространственная избирательность эффективно ослабляет шумы.

Акустооптический способ следящего приема ЧМ сигналов и осуществляющие его устройства детально проанализированы в [8,10,11]. Идею, заложенную в их основу можно резюмировать следующим образом. Излучение источника когерентного света 1, обладающего достаточными пространственной и временной когерентностями (рис.2), расщепляют формирующим каскадом 2 на два

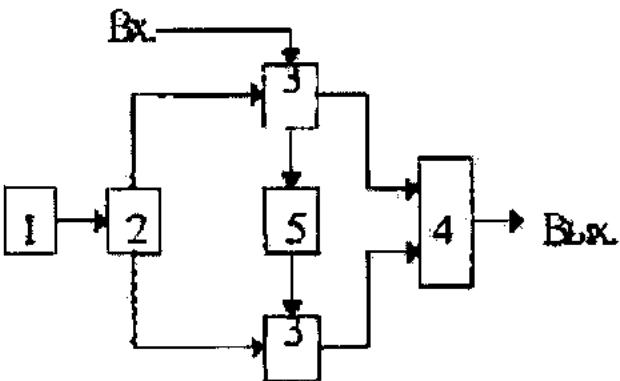


Рис.2.

пучка, один из которых используется для формирования сигнального, а другой - гетеродинного пучка при помощи АОМ 3. Затем сигнальный и гетеродинный пучки направляют на светочувствительную поверхность фотоприемного устройства 4 так, что обеспечивается эффект оптического гетеродинирования между ними. В результате, на выходе фотоприемного устройства формируется ЧМ сигнал с девиацией частоты

$$\Delta\omega'(t) = \Delta\omega(t) / K_{\text{ап}} \quad (3)$$

где  $\Delta\omega(t)$  - девиация частоты принимаемого ЧМ сигнала;  $K_{\text{ап}}$  - коэффициент автоматической подстройки частоты и направления гетеродинного поля, который определяется параметрами узлов блока управления 5, обеспечивающего выделение информации о частоте принимаемого сигнала и формирование сигнала управления.

### 3. Преобразование временного масштаба сигналов.

В процессе наблюдения и анализа широкополосных сверхвысокочастотных сигналов традиционными средствами возникает необходимость в специальных устройствах растяжения временного масштаба сигнала с одновременным сужением его спектра, а для обработки гео- и гидроакустических низкочастотных сигналов требуется предварительное сжатие масштаба времени.

Следует особо отметить применение методики экспандирования временного масштаба и соответственно сужения спектра передаваемых сигналов в технике дальней космической связи и телевидения, а методики компандирования временного масштаба для формирования сверхвысокочастотных сигналов [12,13].

Современные ПВМ сигналов отличаются способами записи и считывания, а также типом ЗУ. Различают: электромеханические, электронные, цифровые и акустооптические ПВМ. Акустооптические ПВМ, в которых ЗУ реализуется на базе фотоупругой ячейки, обладают лучшими потенциальными возможностями. Их основными достоинствами являются: 1) скорость считывания, а, следовательно, и коэффициент трансформации, могут быть изменены в широких пределах; 2) возможна обработка сигналов с большой базой (1000-2000) в реальном масштабе времени.

В акустооптическом ПВМ (рис.3) скорость записи равна скорости распространения упругих волн в светозвукопроводе. Считывание сигнала осуществляется лучом лазера 1, сканируемым в апертуре АОМ 4 дефлектором 2. Скорость считывания - скорость сканирования

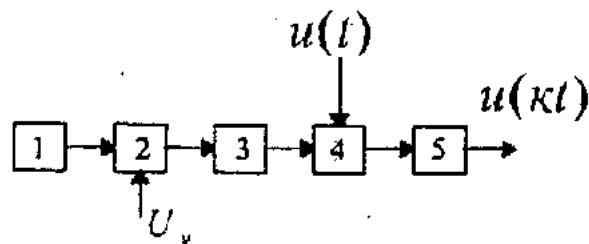


Рис.3.

считывающего луча  $U_{\text{ck}}$  задается управляющим напряжением  $U_y$ . Формирующий каскад 3 обеспечивает необходимую геометрию акустооптического взаимодействия в АОМ 4. Возникающий в задней фокальной плоскости АОМ 4, оптический сигнал детектируется фотоприемным устройством 5. Коэффициент масштабирования данного устройства [14] определяется выражением:

$$K=1+RV_{\text{ck}}/V \quad (4)$$

где  $R$  - знакопридающий коэффициент, который может принимать два значения: при сканировании света противоположно направлению распространения упругих волн,  $R=1$ , а - по направлению,  $R=-1$ . Варианты реализации акустооптических ПВМ рассмотрены в работах [15,16].

### Заключение

Область применения акустооптических устройств и подсистем построенных на их основе расширяется с каждым годом. Этому способствуют поиск новых фотоупругих материалов с лучшими показателями, разработка эффективных методов крепления электроакустического преобразователя к акустооптической ячейке, успехи в области разработки источников когерентного света и фотодетекторов. Сегодня можно с уверенностью сказать, что уже в ближайшие десятилетия акустооптические устройства, предназначенные для решения сложнейших задач, будут изготовлены в виде микросборок, не требующих специальной настройки.

- 
- [1] Дж.Н. Ли, Э. Вандерлугт. ТИИЭР, 1989, т.77, № 10, с.158-192.
  - [2] М.Г. Коренблюм. Коррекция временных искажений в видеомагнитофоне, М.: Типография ГКТР, 1982.
  - [3] П.В. Гончаров и др. Техника магнитной видеозаписи, М.: Энергия, 1978, с. 234.
  - [4] А.Р. Гасанов и др. Устройство коррекции временных искажений сигналов. Авт. свид. № 1452432 от 15.09.1989.
  - [5] А.М. Пашаев, А.Р. Гасанов, А.А. Мамедов. Приборы и системы управления, 1996, № 10, с. 39-40.
  - [6] А.М. Пашаев, А.Р. Гасанов, А.А. Мамедов, Х.И. Гасанов. Приборы и системы управления, 1997, № 6, с.46.
  - [7] А.С. Винницкий. Автономные радиосистемы, М.: Радио и связь, 1986.
  - [8] А.М.Пашаев, А.Р. Гасанов. Радиотехника, 1996, № 8, с. 28-31.
  - [9] А.М.Пашаев, А.Р. Гасанов. Радиотехника, 1997, №7, с.31-34.
  - [10] А.Р. Гасанов. Устройство следящего приема радиосигналов. Авт.свид. № 1690527 от 08.07.1991.
  - [11] А.М. Пашаев, А.Р. Гасанов. "Радиотехника", 1997, № 11, с. 26-28.
  - [12] С.В. Кулаков. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов, Л.: Наука, 1978.
  - [13] В.М. Черницер, Б.Г. Кадук. Преобразователи временного масштаба, М.: Советское радио, 1972.
  - [14] А.М.Пашаев, А.Р. Гасанов. Радиотехника и электроника, 1997, т. 42, № 5, с.606-608.
  - [15] А.Р.Гасанов и др. Устройство временного преобразования сигналов.Авт. свид. №1831236, от 13.10.1992.
  - [16] А.Р. Гасанов. Приборы и системы управления, 1998, № 2, с.31.

А.Р. ГАСАНОВ

A.R. Həsənov

## SIQNALLARIN İŞLƏNMƏSİNİN AKUSTOOPTİK ÜSULLARI

Bir sıra radiotexniki məsələlərin, akustooptiki qarşılıqlı tə'sirin xüsusiyyətlərinin istifadəsi ilə, həllinə istiqamətlenmiş elmi tədqiqatların nəticələri ümumişdirilir. Sinqnalların zaman təhriflərinin korreksiyasının, tezlik modulyasiyalı sinqnalların izləyici qəbulunun və sinqnalların zaman miqyasının çevrilməsinin akustooptik üsullarını izah edən struktur sxemlər verilir.

A.R. Gassanov

## ACUSTO-OPTICAL MODES OF HANDLING OF SIGNALS

The outcomes of scientific researches directed on a solution of a series of the radio engineering tasks with use of singularities of effect of acusto-optical interaction are generalized. The block diagrams explaining acusto-optical modes of a correction of temporal aliasings of signals are reduced of tracking reception is frequency - modulate of signals and transformation of a temporal scale of signals.

Дата поступления: 01.09.99

Редактор: Ч.О. Каджар

# О МЕХАНИЗМЕ ЗАВИСИМОСТИ ОБРАТНОГО ТОКА СЕЛЕНОВОГО р-п ПЕРЕХОДА ОТ ДАВЛЕНИЯ

Г.К. АКБЕРОВ, С.И. МЕХТИЕВА, Н.Э. ГАСАНОВ

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

Оценена возможность возникновения генерационно-рекомбинационных центров в области объемного заряда селенового р-п перехода. Показано, что зависимость обратного тока от  $E$  в предпробной области хорошо описывается теорией Фистуля-Оржевского.

Изменение тока полупроводниковых приборов под воздействием давления было отмечено в работе [1], в которой р-п переходы в германии были подвергнуты всестороннему сжатию. Однако интенсивные исследования этого явления в [1] показали, что при давлении острой иглой на поверхность полупроводникового кристалла с р-п переходом, находящимся на малой глубине под поверхностью, возникают также значительные изменения тока через переход.

В настоящей работе рассматриваются основные физические явления, определяющие влияние упругой деформации на электрические характеристики селеновых приборов, приводятся основные закономерности, определяющие чувствительность таких приборов к давлению, и приводятся примеры их использования в электромеханических преобразователях.

Исследованы образцы двух видов: диоды первого вида изготовлены в условиях, при которых в сelenе, содержащем примесь галонда возникают различные надмолекулярные структуры; диоды второго вида изготовлены на базе чистого селена с примесью мышьяка.

При изучении эффектов, обусловленных влиянием давления на диоды с р-п переходом, важным является

выбор способа приложения давления на изучаемый объект. При этом обычно стремятся получить максимальную трансформацию давления, т.е. сконцентрировать большие механические напряжения в области изучаемого объекта.

Типичные вольтамперные характеристики селенового р-п перехода, подвергнутого давлению, приведены на рис.1. Давление при измерениях не превышало  $1 \cdot 10^7$  Па ( $\sim 100$  бар), т.е. обеспечивалась упругая деформация и, соответственно, практически полная обратимость параметров после прекращения действия давления.

Высокие механические напряжения, действующие на отдельные кристаллиты, могут превысить предел упругости [2]. Это приводит к их пластическому деформированию с образованием гистерезисов.

По теории [1] при малых давлениях механизм проводимости обусловлен возбуждением обратимых генерационных центров в области объемного заряда.

В общем случае с учетом генерации и рекомбинации в области р-п перехода ток через переход задается выражением:

$$J = \frac{eWp_i}{\tau_i} \left( \exp \frac{eu}{2kT} - 1 \right) + P_i^2 \left( \frac{\sqrt{\mu_p}}{\sqrt{\tau_p \cdot n_p}} + \frac{\sqrt{\mu_n}}{\sqrt{\tau_n \cdot p_p}} \right) \left( \exp \frac{eu}{kT} - 1 \right) \quad (1)$$

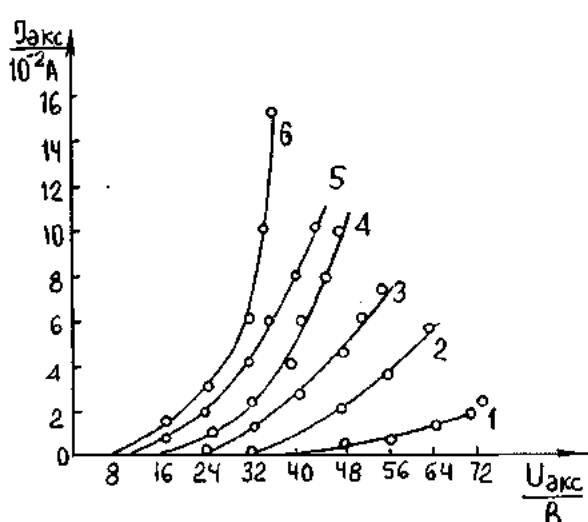


Рис. 1. Вольтамперные характеристики при различных давлениях: 1 -  $p = 0$ ; 2 -  $p = 2 \cdot 10^6$  Па; 3 -  $p = 4 \cdot 10^6$  Па; 4 -  $p = 6 \cdot 10^6$  Па; 5 -  $p = 8 \cdot 10^6$  Па; 6 -  $p = 1 \cdot 10^7$  Па.

Рассмотрим возможные причины наблюдаемых изменений параметров. Из рис.1 видно, что при малых  $u_{обр}$  величина  $J_{обр}$  незначительно растет с давлением. При увеличении  $u_{обр}$  тензоток становится больше, одновременно наблюдается изменение наклона кривых ВАХ. Первое слагаемое (1) учитывает генерационную составляющую обратного тока. Изменение величины  $J_{обр}$  и наклона ВАХ можно объяснить воздействием давления на параметры, входящие в это слагаемое. Наблюдано уменьшение времени жизни неосновных носителей тока  $\tau$  с давлением в пределах от  $1,6 \cdot 10^{-6}$  до  $0,7 \cdot 10^{-6}$ . Однако, как видно из рисунка, наблюдаемое изменение  $J_{обр}$  значительно больше кратности изменения  $\tau$  с давлением. По (1) одним из показателей возбуждения обратимых генерационных центров может быть изменение  $W$  с давлением. Для гетеропереходов:

$$W = \frac{\epsilon \sqrt{2(\epsilon_p W_A + \epsilon_n W_B)}(u_K - u)}{4\pi \sqrt{\epsilon \epsilon_p W_A \cdot \epsilon_n W_B}}, \quad (2)$$

т.е. основными параметрами, определяющими  $W$ , являются концентрации ионизованных примесных центров  $N_A$ ,  $N_D$  в области объемного заряда. По емкостным измерениям наблюдены изменения  $N_D$  с давлением от  $1,42 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  до  $4,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  и  $N_A$  - от  $1,1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  до  $3,8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ .

Одним из критериев, подтверждающих наличие генерационного тока, является удовлетворение соотношения  $C_b \cdot J_{обр.} = \text{const}$  (3), где  $C_b$  - барьерная емкость р-п перехода.

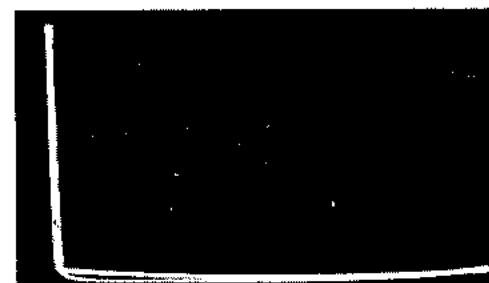
В данных измерениях формула (3) в интервале  $u_{обр.}$  до 5-вольт остается постоянной.

Таким образом, изменение  $\tau$ , рост концентрации ионизованных примесных центров, удовлетворение критерия генерационного тока (3) подтверждает возбуждение давлением обратимых генерационных центров в области объемного заряда. При наличии давления зависимость  $J_{обр.}$  от  $E$  в предпробойной области хорошо описывается теорией Фистуля-Оржевского

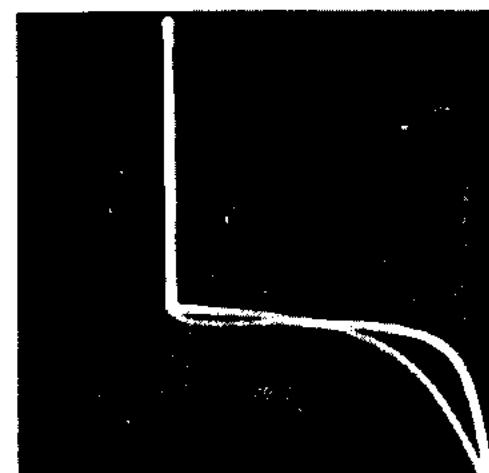
$$J_{обр.} = A \cdot \exp \left[ - \frac{e\varphi - f E}{kT} \right] \quad (3)$$

В (3) моделируется поведение полупроводниковых р-п переходов при протекании через них больших токов и исследуется эффект саморазогрева. Показано, что пробой в р-п переходах возникает из-за модуляции проводимости, создаваемой генерацией неосновных носителей. Следовательно, наблюдаемый экспоненциальный рост  $J_{обр.}$  обусловлен тензополевым возбуждением неосновных носителей заряда.

Рис.2. демонстрирует влияние давления на динамические характеристики. Видно, что, как в статическом, так и в динамическом режимах, влияние давления оказывается, главным образом, на обратной ветви ВАХ.



(a)



(b)

Рис.2. Динамические вольтамперные характеристики.  
а -  $p = 0$ ; б -  $p = 1 \cdot 10^7 \text{ Па}$ .

Основные закономерности, рассмотренные в вышеуказанных р-п переходах, могут быть применены к другим полупроводниковым приборам, таким, как транзисторы, тунNELьные диоды, контакт металл-полупроводник и другие.

- [1] W. Rindner, J. Braun. J. Appl. Phys., 1963, 34, № 7, pp. 1958 – 1970.
- [2] В.П.Мигал, М.А. Ром, О.Н. Чугай. Журнал технической физики, 1999, т. 69, вып.2.

- [3] A. Ajith, M-Chang, J. Jenold. JEEE, Trans. Electron Devices, 1993, 40, № 10, pp. 1836-1844.

Г.К. Акберов, С.И. Мехтиева, Н.Э. Гасанов

## SELEN p-n KEÇİDLƏRİNDE ƏKS CƏRƏYANIN TƏZYİQDƏN ASILILIĞININ MEXANİZMİ HAQQINDA

Selen p-n keçidlərinin həcmi yüksək oblastında tezyigin tə'siri ilə generasiya-rekombinasiya mərkəzlərinin yaranma imkanları qiymətləndirilmişdir.

Göstərilmişdir ki, gərginliyin elektriqi deşilmə gərginliyindən aşağı qiymətlərində eks cərəyanın sahədən asılılığı Fistul-Opjevski nəzəriyyəsi ilə izah olunur.

Г.К. Akberov, S.I. Mekhtiyeva, N.E. Gasanov

## MECHANISM OF RETURN CURRENT DEPENDENCE ON PRESSURE IN A SELENIC p-n TRANSITION

The possibility of generation-recombination centers formation in a space charge field of the selenic p-n transition is estimated. It is shown, that dependence of a return current on  $E$  in prebreakdown area is satisfactorily described by the Fistul-Orjevsky theory.

# LASER SPECTROSCOPY IN THE INVESTIGATIONS ON SPECTRAL-LUMINESCENT PROPERTIES OF VIPER METABOLITES

SH.A. TOPCHIEVA

*Institute of Zoology of Azerbaijan Academy of Sciences  
Passage 1128, block 504, Baku 370073, Azerbaijan*

Spectral-luminescent characteristics of viper venom metabolites isolated from the intoxicated animals were studied exciting them by LGJ-21 type of impulse nitrogen laser (337.1 nm, 10 ns).

PL spectrum of viper venom metabolites is occupied the region of wavelength 485-520 nm. Half width of PL spectrum of venom metabolites covers the region of 0.63-0.88 eV.

It is impossible to found out the high-active toxic substances and also venom toxins and products of their biotransformation in extremely small doses without using of high sensitive analytic methods [1].

There are many chemical compounds having proper luminescence in the tissues of animal and human organisms and by contrast biomolecules promoting putting out of luminescence occur [2].

Cell luminescence responses on slightest disturbances of their functional state [3]. Using of luminescent analysis to study of luminescence of venom and its metabolites as wen in the experiment with the purpose of disease diagnostics is great interesting.

Metabolites of venom were divided by the gel-chromatography method in the column with Sephadex G-75 with 0.04 M phosphate sodium buffer and ion exchange chromatography in the column within servacel DEAE-52 by stepped elimination with 0.03 M sodium chloride solution.

Photoluminescence spectra of venom, proteins and metabolites were studied in the setting assembled on the bases of spectrophotometer SDL-1 of the firm "LOMO" (Leningrad) with automatic record. The memory oscillography of two-ray, universal C-1-74 to registrate of temporary dependence of registration of physical processes proceeding within  $10^{-7}$ - $10^{-5}$ s was used.

Photoluminescence spectra of 19 metabolites of were venom studied exciting them by LGJ-21 type of nitrogen Laser (337.1 nm, 10 ns) PL spectrum covers the region of wavelength 360  $\div$  630 nm.

The change of PL intensity and displacement of maxim depending on concentrations of metabolites and their structure respectively was observed. Maxim of PL metabolites appear at 485, 495, 510 and 520 nm (figure 1,2).

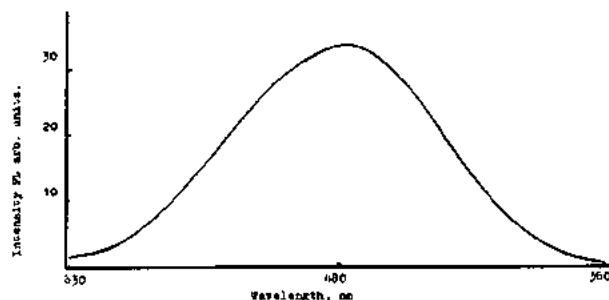


Fig. 1. Photoluminescent spectrum of metabolite of  $\lambda_{\text{max}}=480$  nm.

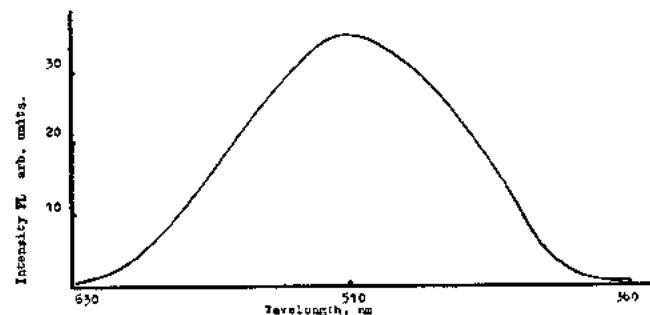


Fig. 2. Photoluminescent spectrum of metabolite of  $\lambda_{\text{max}}=510$  nm.

Investigation on spectral - luminescence characteristics of metabolites of venom isolated from organs and tissues of experimental animals intoxicated by venom influencing by impulse nitrogen laser showed, that positions of maxima in the luminescence spectra of venom, proteins and metabolites are not differed and occupied the region of wavelength 480  $\div$  520 nm, their luminescence intensity is lower than in whole venom.

Spectral luminescent characteristics of venom metabolites isolated from organs and tissues of the experimental mice are presented in table 1.

Table 1.  
Spectral luminescent characteristics of metabolites of venom extracted from organs and tissues of intoxicated mice.

M. thous. Dalton	Half-width of PL Spectrum, EV	$\lambda_{\text{max}}$
153	0.75	510
150	0.68	495
146	0.74	495
142	0.71	500
139	0.67	480
136	0.78	480
132	0.66	490
113	0.68	510
102	0.77	485
92	0.81	495
89	0.85	485
80	0.88	485
69	0.63	510
63	0.72	510
43	0.71	495
35	0.77	510
29	0.75	500
11	0.74	520
2.5	0.83	520

As it is shown on the figures the luminescence spectrum of products of zootoxin biotransformation has similar form and clear maximum of photoluminescence.

Kinetics of luminescence of venom metabolites was studied.

Typical for all studied compositions temporal dependence of maxima of PL intensity was presented in figure 3,4.

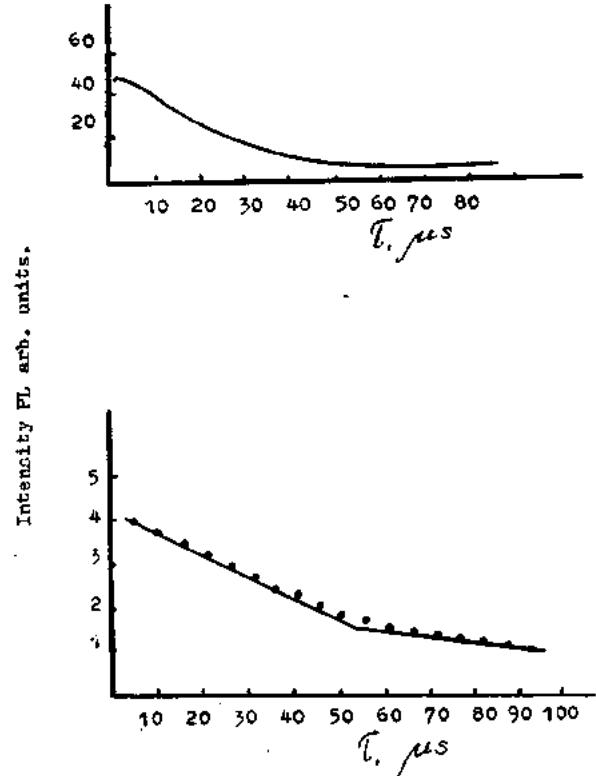


Fig.3. Temporal dependence of PL spectrum of metabolite on viper venom for maximum  $\lambda = 520$  nm at 300 °K.

Intensity of photoluminescence in the wide interval of wavelengths after stopping of exiting is decreased in due course according to exponential law:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_D}\right),$$

where  $I$  – intensity at the time.  $I_0$  - intensity at  $t=0$ ,  $\tau_D$  - constant time characterizing the life time of excited state of luminescent center.

According to formula  $\lg I$  decreases linearly when  $t$  increases. Depending on amount of luminescent centers there are regulated several linear sections are differed which is striking illustration of presence of these centers in the patterns of venom or metabolites. It was obtained from ones data that  $\tau_D = (2-3) \cdot 10^{-5}$  c (tabl 2).

Table 2 shows the temporal dependence of maximum of luminescence on viper venom metabolites.

Laser spectroscopy method of venom extracted from organisms of animals intoxicated by viper venom, much more raises significance of studying of tissues luminescence and broadens application of luminescent analysis.

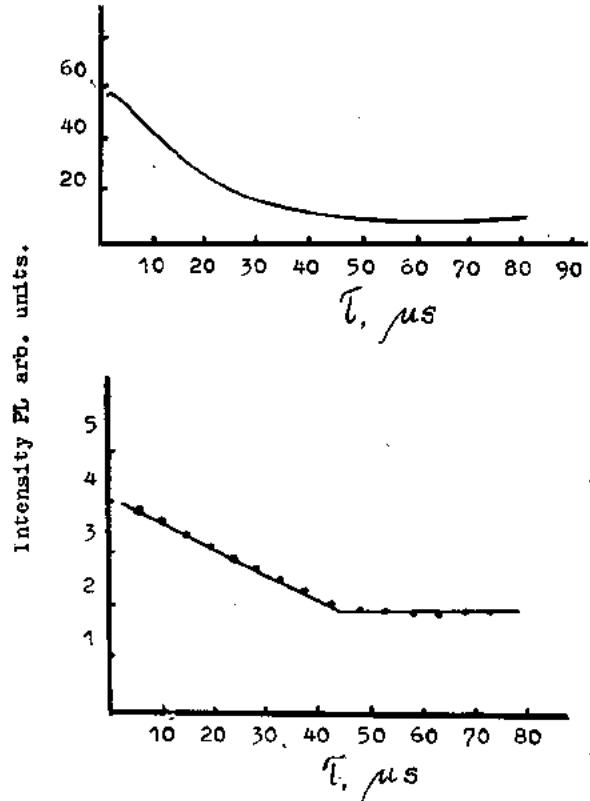


Fig.4. Temporal dependence of PL spectrum of metabolite on viper venom for maximum  $\lambda = 510$  nm at 300 °K.

Table 2.  
Temporal dependence of luminescence on viper venom metabolites

Intensity, $I$ in arbitrary units			Time $t$ in sec		
M. m., kD		M. m., kD		M. m., kD	
2.5	153	89	2.5	153	89
108	52	50	5	5	5
92	42	34	10	10	10
74	32	26	15	15	15
60	26	21	20	20	20
44	20	15	25	25	25
32	16	12	30	30	30
24	13	9	35	35	35
18	11	8	40	40	40
16	9	7	45	45	45
13	8	6	50	50	50
10	7	5	55	55	55
9	7	4	60	60	60
8	6	4	65	65	65
7	7	3	70	70	70
7	8	3	75	75	75
7	8	2.5	80	80	80
7	8	2.5	85	85	85
		9			90

- [1] H. Sellow, E. Pollard. Molecular biophysics, M. Mir, 1964, p.488.  
[2] R.M.Hochstrasser, C.K.Johnson. Electr.Ont.,1985, v.21, p. 100.

- [3] A.B. Priezjov, V.V. Tygin, A. Shubogkin. Laser diagnostics in biology and medicine, Nauka, 1989, p.240.

Ş.Ə. Topçiyeva

**LAZER SPEKTROSKOPİYASI VASİTƏSİLƏ GÜRZƏ ZƏHƏRİNİN METABOLİZM MƏHSULLARININ  
SPEKTRAL-LÜMİNESSENT XÜSUSİYYƏTLƏRİNİN TƏDQİQİ**

Zaqafqaziya gürzəsi zəheri ilə zəhərləndirilmiş heyvanların orqanizmindən çıxarılmış ilan metabolitlərinin spektral-lüminessent xüsusiyyətləri LQI-21 tipli (dalğa uzunluğu 337.1 nm, impulsun davam etmə müddəti 10ns) impuls azot lazeri vasitəsilə həyəcanlandırılmış və öyrənilmişdir.

İlan zəheri metabolitlərinin FL spektrleri 360÷630 nm intervalı əhatə edir, işıqlanma maksimumu 485÷520 nm dalğa uzunluğuna uyğun gəlir. Zəherin metabolitlərinin FL spektrinin yarıml eni  $0.63 \pm 0.88$  eV.

Ш.А. Топчиева

**ЛАЗЕРНАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ В ИССЛЕДОВАНИИ СПЕКТРАЛЬНО-ЛЮМИНЕСЦЕНТНЫХ СВОЙСТВ  
ПРОДУКТОВ МЕТАБОЛИЗМА ЯДА ГЮРЗЫ**

Изучены спектрально-люминесцентные характеристики метаболитов яда земноводной гюрзы, выделенных из организма интоксичированных животных, при возбуждении их импульсным азотным лазером типа ЛГИ-21 (длина волны 337.1 нм, длительность импульса 10 нс).

Спектры ФЛ метаболитов змеиного яда охватывают область 360÷630 нм с характерным максимумом в пределах 485÷520 нм. Полуширина ФЛ спектра ФЛ метаболитов яда находится в пределах  $0.63 \pm 0.88$  эВ.

Дата поступления: 18.10.99

Редактор: Б.Г. Тагиев

## ФОТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ, ЗАВИСЯЩАЯ ОТ ВРЕМЕНИ В CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>

Т.Г. КЕРИМОВА, З.Г. МАМЕДОВ, А.Г. СУЛТАНОВА

Институт Физики АН Азербайджана

370143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33

Исследовалась кинетика изотермического увеличения стационарного фототока при различных длинах волн возбуждающего света. Обнаружено увеличение фоточувствительности образцов со временем. В спектрах фотопроводимости наблюдаемые особенности при 3.1 и 2.95 эВ связаны с межзонными переходами из валентных подзон  $\Gamma_6 + \Gamma_7$  и  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  в зону проводимости  $\Gamma_5 + \Gamma_6$ . Особенности при 2.75 и 2.88 эВ обусловлены переходами из акцепторных уровней в зону проводимости.

$\text{CdGa}_2\text{S}_4$  относится к сложным алмазоподобным полупроводникам типа  $A^2B_2C_4$ , кристаллизуется в тетрагональной структуре с пространственной группой  $S_4^2$ . Сложный химический состав, наличие двух типов атомов в катионной подрешетке обуславливают богатый спектр локальных состояний в запрещенной зоне. Оптические, фотоэлектрические и излучательные свойства  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  исследовались в ряде работ [1-5]. Результаты этих исследований указывают на богатый спектр локальных центров в запрещенной зоне. В настоящей работе приводятся результаты исследования влияния освещения на фоточувствительность монокристаллов  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$ .

Исследуемые монокристаллы были получены методом газотранспортных реакций. В качестве транспортера был использован кристаллический йод. Выращенные монокристаллы имели вид трехгранных призм с зеркальными поверхностями. Для проведения измерений образцам придавался вид плоскопараллельных пластин размерами  $3 \times 2 \times 1 \text{ mm}^3$ . В качестве физических контактов использовался индий. Образцы имели п-тип проводимости и удельное сопротивление  $10^{10}$ - $10^{11} \Omega \cdot \text{см}$  при 300 K. Образцы монтировались в криостат и во время измерений поддерживался вакуум  $10^{-3}$ - $10^{-4}$  мм ртутного столба.

Суть обнаруженного фотостимулированного явления в  $\text{CdGa}_2\text{S}_4$  заключается в следующем. При освещении предварительно неосвещенных монокристаллов стационарным монохроматическим светом постоянной интенсивности из области энергий 2.6-3.2 эВ фототок вначале не обнаруживается, т.е. образец остается нефоточувствительным. По истечении некоторого времени появляется фототок, который растет и достигает значительной величины, т.е. в процессе освещения образец становится фоточувствительным.

На рис.1 в полулогарифмическом масштабе представлена кинетика изотермического увеличения стационарного фототока при фиксированной длине волны возбуждающего света при 300 K  $J_p = J_p(t)$ . При снятии этих кривых образец выдерживался перед каждым опытом одни сутки в темноте с одинаковым временем предварительной темновой инъекции. Как видно из рисунка, в первые секунды образец не фоточувствителен. Увеличение фоточувствительности происходит в течение часа и более. Подобное явление наблюдалась также в  $\text{CdIn}_2\text{S}_4$  [6].

Исследовался спектральный состав света, вызывающий увеличение фоточувствительности. На рис.2 пред-

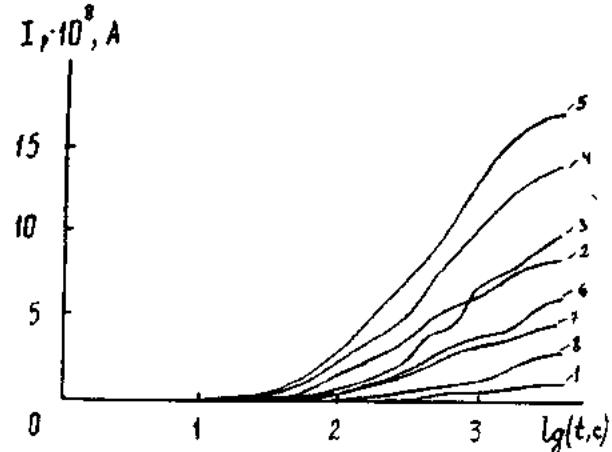


Рис. 1. Изотермическое ( $T=300$  K) увеличение стационарного фототока со временем при различных длинах волн возбуждающего света  $J_p = J_p(t)$ : 1 - 480 нм; 2 - 450 нм; 3 - 440 нм; 4 - 430 нм; 5 - 420 нм; 6 - 410 нм; 7 - 400 нм; 8 - 390 нм.

ставлена зависимость фототока от длины волны падающего излучения при 300 K. Видно, что чувствительность охватывает значительную область спектра, причем значение фототока также увеличивается со временем. В спектрах фотопроводимости наблюдаются особенности при энергиях 2,75 эВ(А), 2,88 эВ(Б), 2,95 эВ(С) и 3,1 эВ(Д).

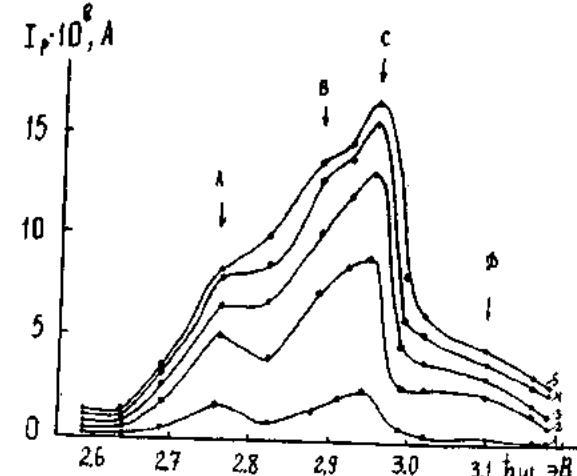


Рис. 2. Зависимость спектрального распределения стационарного фототока от времени при  $T=300$  K: 1 - 100 C; 2 - 500 C; 3 - 1000 C; 4 - 2000 C; 5 - 3600 C.

Для идентификации особенностей в спектрах фотопроводимости CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> обратимся к зонной структуре CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> в  $\Gamma(000)$ . На рис.3 представлена схема оптических переходов в  $\Gamma(000)$  при учете спин-орбитального и кристаллического расщепления [7]. Валентная зона в  $\Gamma(000)$  состоит из трех подзон  $\Gamma_5 + \Gamma_6$ ,  $\Gamma_5 + \Gamma_8$ ,  $\Gamma_6 + \Gamma_7$ . Минимальные оптические переходы  $A'$  ( $\Gamma_6 + \Gamma_7 \rightarrow \Gamma_5 + \Gamma_8$ ) равны 2,96 эВ при 300К и 3,05 эВ при 77 К. Оптические переходы из нижней валентной зоны в зону проводимости  $B'$  ( $\Gamma_5 + \Gamma_8 \rightarrow \Gamma_5 + \Gamma_8$ ) при 77 К равны 3,230 В. Видно, что энергетическое расстояние между подуровнями валентной зоны  $\Gamma_6 + \Gamma_7$  и  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  порядка 0,18 эВ. В спектрах фотопроводимости энергетическое расстояние между особенностями  $C$  и  $D$  порядка 0,15 эВ. Поэтому можно предположить, что эти особенности обусловлены межзональными переходами из валентных подзон  $\Gamma_6 + \Gamma_7$ ,  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  в зону проводимости  $\Gamma_5 + \Gamma_8$ . Низкоэнергетические максимумы при 2,75 эВ и 2,88 эВ следует связать с переходами из акцепторных уровней в зону проводимости.

Механизм медленного увеличения фоточувствительности в CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> является предметом дальнейших исследований.

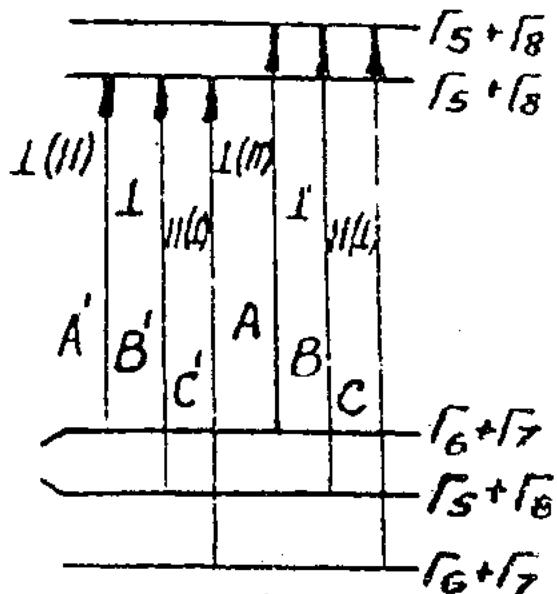


Рис.3. Схема оптических переходов в  $\Gamma(000)$  CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>.

- [1] Д.Т. Гусейнов. Дисс. на соискание ученой степени. канд. физ.-мат. наук, 1970, с. 134.
- [2] А.Н. Георгобиани, С.И. Радаутан, И.М. Мигияну. ФТП, 1985, т. 12, № 2, с. 193.
- [3] A.N. Georgobiani, S.J. Radaytsan, J.M. Tiginyani. Phys. Stat. Sol. (a), 1982, 69, №2, p. 513.
- [4] P.Kivits, J. Reulen, J. Hengriex, F. Van Empel, J. Vankleff. J. Luminescence 197, 16, № 1, p. 145.

- [5] А.А. Барсук, С.В. Булярский, Н.С. Грушко. ФТП, 1980, т. 14, № 1, с. 20.
- [6] Takeo Takirawa, Hidemi Takeuchi and Kohji Kanbara. Japanse Journal in Appl. Physics 1988, v.27, №2 p. 234.
- [7] Т.Г. Керимова. Изв. АН СССР, сер. Неорганические материалы, 1989, т.25, в.11, с.1874.

T.H. Kerimova, Z.Q. Məmmədov, A.H. Sultanova

### CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> MONOKRİSTALLARINDA FOTOHƏSSASLIĞIN ZAMANDAN ASILILIĞI

CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub> monokristallarında 300 K-də stasionar fotocərəyanın izotermik kinetikası tədqiq edilmişdir. Fotohəssaslığın zamandan asılı olaraq artması müşahidə edilmişdir. Fotokeçirici spektrlerində müşahidə olunan 3.1 və 2.95 eV maksimumlar elektronların  $\Gamma_6 + \Gamma_7$  və  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  valent seviyyələrindən  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  keçirici zonasına köçürülməsi ilə izah olunur. 2.75 və 2.88 eV enerjili maksimumlar isə akceptor seviyyələrindən keçirici zonaya keçidlərlə izah olunur.

T.G. Kerimova, Z.G. Mamedov, A.G. Sultanova

### PHOTORESISTIVITY, DEPENDING ON TIME IN CdGa<sub>2</sub>S<sub>4</sub>

The kinetics of isothermal stationary photocurrent at constant length of stimulated light at 300 K has been investigated. The increase of samples photocurrent with time are revealed. Peculiarities observed at 3.1 and 2.95 eV are connected with interband transitions from valence underband  $\Gamma_6 + \Gamma_7$  and  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  to conduction band  $\Gamma_5 + \Gamma_8$  photocurrent. Peculiarities at 2.75 and 2.88 eV are stipulated by transitions from acceptor levels to conduction band  $\Gamma_5 + \Gamma_8$ .

# УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14,7 МэВ ИЗОТОПАМИ СРЕДНИХ ЯДЕР

**Х.Ш. АБДУЛЛАЕВ, М.Д. МАМЕДОВ**

*Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расулзаде  
370148, г. Баку, ул. З. Халилова, 23*

Проанализированы результаты измерений дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ для ядер Fe(54, 56), Co (59) и Ni(58, 60). Введены поправки на угловое разрешение, ослабление и многократное рассеяние методом Монте-Карло. Экспериментальные результаты сравниваются с расчетами по оптической модели ядра.

Накопленные к настоящему времени экспериментальные данные по упругому рассеянию быстрых нейтронов атомными ядрами получены, как правило, в экспериментах с мишениями естественного изотопного состава, в то время, как аналогичные эксперименты с протонами проводятся на изотопически чистых мишениях. Это обстоятельство затрудняет непосредственное сравнение и совместный анализ данных по упругому рассеянию нейтронов и протонов [1]. Представляет интерес также выяснение изотопных эффектов в упругом рассеянии нейтронов, обусловленных индивидуальными свойствами ядер.

В настоящей работе изложены результаты исследования упругого рассеяния нейтронов с энергией 14,7 МэВ ядрами разделенных изотопов Fe(54,56), Co(59), Ni(58, 60). Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов этими ядрами измерены в цилиндрической геометрии методом времени пролета с регистрацией со-

путствующей  $\alpha$ -частицы из реакции  $T(d, n)\alpha$ , служащей источником нейтронов. Измерения выполнены в диапазоне углов от 10 до 130°. Энергетическое разрешение при использованных пролетных расстояниях составляло ~10 %.

Измеренные сечения исправлены с учетом эффектов, обусловленных конечной геометрией эксперимента и многократными процессами. Поправки на ослабление, конечное угловое разрешение и многократное рассеяние рассчитаны методом Монте-Карло. Вклад неупругого рассеяния учтен методом симметризации пика упруго рассеянных нейтронов [2].

Исправленные значения дифференциальных сечений сравнивались с теоретическими расчетами, проведенными на основе переформированной оптической модели ядра [3]. В модели использован потенциал вида:

$$U_{op}(r) = -V_{rs}I(r)/I(0) + iW_s\alpha_i[dF_i(r)/dr] + V_{so}(\hbar/m_p c^2)(1/r)[dF_m(r)/dr] \bar{e}\sigma,$$

где  $I(r) = \int F_m(\tilde{r})F_a(|\vec{\eta} - \tilde{r}|)d\tilde{r}$ ,  $F_m = \rho_m(r)/\rho(0) = \{1 + \exp[(r - R_m)/\alpha_m]\}^{-1}$ ,  
 $F_a = \exp(-\mu r)/\mu r$ ,  $R_m = r_m A^{1/3}$

Форм-фактор  $F_i(r)$  для мнимой части потенциала имеет обычную форму Вудса-Саксона.

Оптимальные параметры потенциала получены подгонкой теоретических значений к экспериментальным данным, используя критерий:

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \left[ \frac{\sigma^T(\theta_i) - \sigma^S(\theta_i)}{\Delta\sigma^S(\theta_i)} \right]^2$$

Минимальные значения  $\chi^2$  и соответствующие им наборы параметров приведены в таблице 1. Для сравнения в таблице приведены наборы параметров, полученные в работе [1] из анализа упругого рассеяния нейтронов близких энергий элементами Fe и Ni естественного изотопного состава. Наблюдается близкое согласие между данными этой работы и нашими результатами.

Таблица I. Оптимальные наборы параметров потенциала.

	Fe(54)	Fe(56)	Fe <sup>T</sup> [1]	Co(59)	Ni(58)	Ni(60)	Ni <sup>T</sup> [1]
$E$ (МэВ)	14,7	14,7	14,7	14,7	14,7	14,7	14,7
$V_{rs}$ (МэВ)	50,10	50,15	49,97	48,4	49,0	49,1	48,48
$W_s$ (МэВ)	7,3	7,2	7,54	10,6	10,7	11,3	10,73
$V_{so}$ (МэВ)	11,0	11,0	6,0	8,5	10,0	3,5	6,0
$\alpha_m$ ( $\Phi$ )	0,52	0,50	0,572	0,57	0,56	0,53	0,550
$\alpha_i$ ( $\Phi$ )	0,582	0,576	0,591	0,440	0,440	0,451	0,509
$r_m$ ( $\Phi$ )	1,190	1,174	1,177	1,194	1,209	1,193	1,197
$r_i$ ( $\Phi$ )	1,249	1,228	1,258	1,310	1,281	1,313	1,337
$\chi^2$	1,26	1,12	2,7	2,9	2,7	3,8	4,0

На основе полученных параметров потенциала рассчитаны среднеквадратичные радиусы распределения ядерной материи:

$$\langle r^2 \rangle_{\text{m}}^{1/2} = \left[ \frac{3}{5} R_{\text{m}}^2 + \frac{7}{5} (\pi \alpha_{\text{m}})^2 \right]^{1/2}$$

Ошибки в среднеквадратичных радиусах найдены из условия  $1,5 \chi^2$  [3]. Используя выводы работы [4] о распределении ядерного заряда и процедуру, аналогичную описанной в [3], мы определили среднеквадратичные радиусы распределения протонов  $\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$  и нейtronов  $\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$ , а также разность  $\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$ . Как видно из таблицы II, во всех исследованных ядрах нейтронны имеют несколько более широкие распределения, чем протоны. Полученные нами значения среднеквадратич-

ных радиусов и их разность также хорошо совпадают с результатами работы [1] для Fe<sup>56</sup> и Ni<sup>58</sup> и с данными по упругому рассеянию протонов,

Представляет определенный интерес выяснение зависимости параметров потенциала от характеристик исследованных ядер. Полученные нами оптимальные значения глубин реальной и мнимой частей потенциала не обнаруживают заметной зависимости от массового числа  $A$  и параметра нейтронного избытка  $(N-Z)/A$ . Это может быть обусловлено как малым интервалом изменения  $A$ , так и известной неоднозначностью в глубинах потенциала. Чтобы уменьшить влияние эффектов, связанных с неоднозначностью в глубинах потенциала, нами были рассчитаны объемные интегралы  $J_{RS}$  и  $J_W$  реальной и мнимой частей потенциала. Величины объемных интегралов на 1 нуклон  $J_{RS}/A$  и  $J_W/A$  приведены в таблице II. Ошибки в объемных интегралах определены из условия  $1,5 \chi^2$ , аналогично работе [3] с целью однозначного сравнения.

Таблица II. Радиусы распределения материи и объемные интегралы на 1 нуклон.

Изотоп	$\langle r^2 \rangle_{\text{m}}^{1/2}$	$\langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2}$	$\langle r^2 \rangle_n^{1/2} - \langle r^2 \rangle_p^{1/2}$	$J_{RS}/A$	$J_W/A$
Fe(54)	3,99 -0,17	3,67	4,27 -0,31	0,60 -0,23	429 21	92
Fe(56)	3,94 -0,12	3,70	4,14 -0,21	0,44 -0,17	408 14	86
Ni(58)	4,18 -0,12	3,74	4,55 -0,21	0,81 -0,22	441 14	103
Co(59)	4,18 -0,13	3,75	4,51 -0,22	0,76 -0,21	422 14	106
Ni(60)	4,12 -0,22	3,77	4,40 -0,39	0,63 -0,34	419 25	116

Зависимость  $J_{RS}/A$  от параметра нейтронного избытка исследована в форме:

$$J_{RS}/A = J_d - 3J_d(N-Z)/A$$

где  $J_d$  - объемный интеграл от спин-изоспин-независимой части нуклон-нуклонного потенциала,  $\xi$  - константа, характеризующая изоспиновую зависимость нуклон-нуклонного потенциала. Определенные методом наименьших квадратов значения  $J_d = (450 \pm 14)$  МэВ·Ф<sup>3</sup> и  $J_d = (440 \pm 220)$  МэВ·Ф<sup>3</sup> хорошо согласуются с данными работы [2], полученными в результате систематического исследования упругого рассеяния нейтронов с энергией от 1,5 до 8,1 МэВ.

Для расширения интервала значений  $(N-Z)/A$  и уменьшения неопределенности в наклоне прямой  $J_{RS}/A$  в исследование были включены данные работы [1], полученные из анализа упругого рассеяния нейтронов близ-

ких энергий элементами Fe, Ni, Cu, Sn и Pb естественно-изотопного состава. Совместное рассмотрение привело к близкой зависимости:

$$J_{RS}/A \text{ [МэВ·Ф}^3\text{]} = (447 \pm 7) - (400 \pm 90) (N-Z)/A$$

Величина константы  $\xi = 0,9 \pm 0,2$  совпадает со значением  $\xi = 0,9 \pm 0,08$  из работы [2] и в два раза превышает величину, предсказываемую моделью Гринлиса и др. [3].

Объемные интегралы от мнимой части потенциала на 1 нуклон не обнаруживают зависимости от  $(N-Z)/A$ , однако, имеют явную тенденцию к возрастанию с увеличением массового числа  $A$ , что не согласуется с выводом работы [5].

Найденная в работе [2] и подтвержденная нами сильная изоспиновая зависимость объемных интегралов от реальной части потенциала находится в противоречии с результатами анализа упругого рассеяния протонов [1,3].

- [1] Ю.Г. Паниткин, В.А. Толстиков. Вопросы атомной науки и техники 1992, 33, 825.  
 [2] H. Dinter. Nucl. Phys., 1998, A111, 360.

- [3] H.O. Menlove, H.A. Green. Phys. Rev. 1993, 163, 1115.  
 [4] Г.Я. Труханов. Атомная энергия, 1989, 51, 1081.  
 [5] H.A. Acker, G. Daum. Nucl. Phys., 1993, 877, 2.

X.Ş. Abdullayev, M.Ş. Məmmədov

## **14,7 MeV ENERJİLİ NEYTRONLARIN ORTA NÜVƏ İZOTOPLARINDAN ELASTİKİ SƏPİLİMƏSİ**

14 MeV enerjili neytronların Fe(54,56), Co(59) və Ni(58,60) izotoplardan elastiki səpilməsinin diferensial effektiv kəsikləri müzakirə edilmişdir. Monte-Karlo üsulu ilə səpilmenin bucaq ayırdetmesinə və çoxqat səpilməyə düzəliş edilmişdir. Eksperimental nəticələr nüvənin optik modeli ilə olan nəzəri hesablamalarla müqayisə edilmişdir.

Ch.Sh. Abdullayev, M. Sh. Mamedov

## **ELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS WITH ENERGY 14,7 MeV BY ISOTOPES OF MEAN NUCLEI**

Differential elastic - scattering neutron cross sections with the energy of 14 MeV are analysed for isotopes Fe(54,56), Ca(59), Ni(58,60). Gross sections are corrected for the angular resolution, flux absorption and multiple scattering in the sample by the Monte-Carle method. Experimental data are compared with the calculations by the optical model.

## ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$

**Э.М. ГОДЖАЕВ, И.Р. НУРИЕВ, А.М. НАЗАРОВ, С.Г. ДУНЬЯМАЛИЕВА**

*Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана,*

*370141, Баку, ул. Ф.Агаева, 555 квартал*

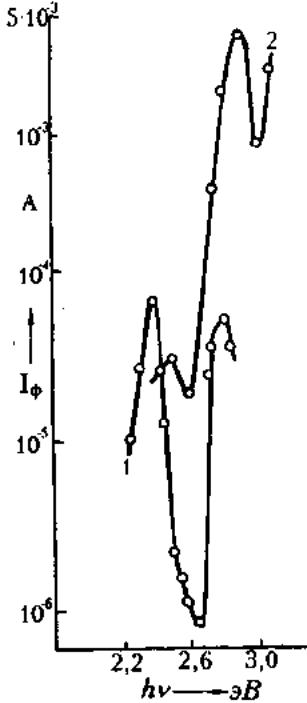
В представленной работе приведены результаты исследования фотопроводимости твердых растворов  $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$  ( $0 \leq x \leq 0,06$ ).

Установлено, что спектры фотопроводимости твердых растворов  $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$  с увеличением содержания празеодима в решетке  $TlInS_2$  смещаются в сторону длинноволновой области, что объясняется уменьшением ширины запрещенной зоны.

$TlInS_2$  с параметрами элементарной ячейки  $a=8,20 \text{ \AA}$ ,  $c=6,16 \text{ \AA}$  относится к классу полупроводников  $A^{III}B^{IV}C_2^{VI}$ , кристаллизующихся в тетрагональной сингонии с пр. гр.  $D_{4h}^{18}$  [1-3]. Имеются сведения об образовании твердых растворов на основе  $TlInS_2$  в системе  $TlInS_2-TlPrS_2$  [4]. Эти кристаллы интересны тем, что в них происходят структурные фазовые переходы при низких температурах [5].

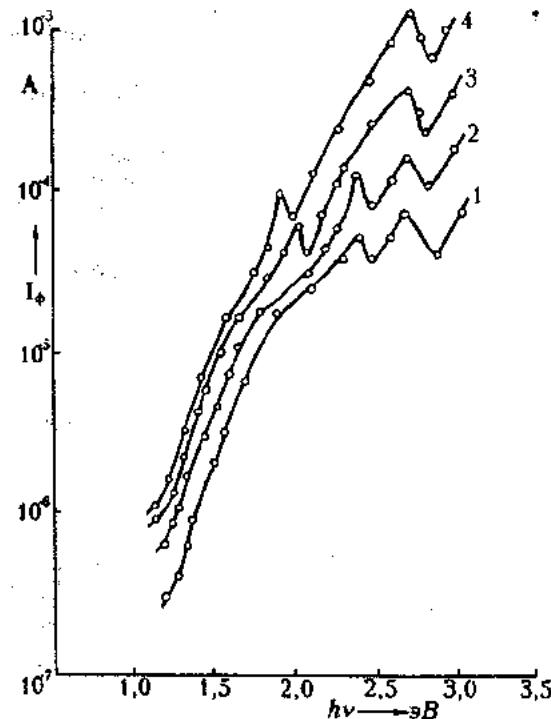
В настоящей работе приведены результаты исследования фотопроводимости твердых растворов  $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$ .

Измерения проводили по методике [6]. Монокристаллы  $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$  ( $0 \leq x \leq 0,06$ ) выращивали методом Бриджмена-Стокбаргера; они имели слоистое строение и легко скакивались в виде тонких пластин. Омичность контактов обеспечивали вплавленные индиевые токосъемники, нанесенные на боковые грани образцов так, что электрическое поле имело направление вдоль естественных слоев кристалла. Расстояние между электродами составляло 0,3-0,4 см. Фотопроводимость (ФП) измерялась при стационарном освещении образцов перпендикулярно слоям. Спектры ФП воспроизводились в разных кристаллах одного и того же состава.



Rис. 1. Спектральное распределение фототока  $TlInS_2$  при 300 К (1) и 77 К (2).

На рис.1 приводятся нормированные спектры ФП кристаллов  $TlInS_2$  при 300 К (1) и 77 К (2), снятые при неполяризованном освещении. На спектральном распределении фототока (СРФТ)  $TlInS_2$  при 300 К наблюдаются два четко выраженных максимума ФП при 2,4 и 2,8 эВ (кривая 1). Положение максимума 2,4 эВ удовлетворительно согласуется с данными работы [6] и связано с началом перехода зона-зона. Более коротковолновой максимум связан, по-видимому, с особенностью зонной структуры кристаллов  $TlInS_2$ . Максимум с энергией 2,81 эВ наблюдается также в дифференциальном спектре поглощения  $TlInS_2$  при 120 К в работе [7], который авторы связывают с расщеплением валентной зоны за счет спин-орбитального взаимодействия. При понижении температуры до 77 К оба максимума ФП смещаются в коротковолновую сторону спектра и соответствуют энергиям 2,5 и 2,86 эВ (кривая 2). Длинноволновой максимум при 2,5 эВ близок к энергии экситонного перехода, и средний коэффициент  $dE/dT \approx 6 \cdot 10^{-4}$  эВ/град для обоих максимумов удовлетворительно согласуется с данными работ [4].



Rис. 2. Спектральное распределение фотопроводимости в твердых растворах  $TlIn_{1-x}Pr_xS_2$  при 300 К;  $x=0.01$  (1); 0.02 (2); 0.05 (3); 0.06 (4).

При температуре  $T=300\text{K}$  фоточувствительность твердых растворов  $\text{TlIn}_{1-x}\text{Pr}_x\text{S}_2$  различного состава охватывает широкую область спектра 0,5-3,1 эВ (рис.2, крив. 1,2,3,4). С увеличением содержания празеодима в  $\text{TlInS}_2$  спектры ФП смещаются в сторону меньших энергий. В кристаллах состава  $x=0,01$  наблюдаются два четко выраженных максимумов фототока при 2,3 и 2,6 эВ (кривая 3), соответствующие данным работ [8] посвященным исследованию фотопроводимости  $\text{TlInS}_2$ . Составы соответствующие  $x=0,01; 0,05; 0,06$  (кривые 2,3,4) имеют повышенную фоточувствительность по сравнению с  $\text{TlInS}_2$  на 1,5 и 2 порядка.

Смещение спектров ФП с увеличением  $x$ , в сторону длинных волн свидетельствует об уменьшении ширины запрещенной зоны твердых растворов.

На рис.3 приведена температурная зависимость ширины запрещенной зоны  $\text{TlInS}_2$  при 77-300К, определенные различными методами. Кривая построена на основе данных, полученных методами фотолюминесценции (1), электропоглощения (2) и  $\lambda$ -модуляции краевого поглощения (3), приведенных в работах [2-7]. Там же приведены и наши полученные данные (4).

- [1] Э.М. Годжаев. Дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-мат. наук. Баку, ФИАН Аз.ССР, 1972, 139 с.
- [2] M.Ya.Bakirov, N.M.Zeinalov, S.G.Abdullayeva, V.A. Gajiyev and E.M. Gojayev. Solid State Communications, 1982, v. 44, № 2, p. 205-207.
- [3] А.Э. Бахышев, С.Р. Самедов, М. Бенямин, В.Э. Гадаев, С. Булес, В.М. Тагиров. ФТП, 1983, т.17, №3, с. 493-496.
- [4] Э.М. Годжаев. Докт. дисс. на соискание ученой степени докт. физ.-мат. наук. Баку, ФИАН Аз. ССР, 1985, с. 341.
- [5] А.А. Волков, Ю.Г. Гончаров, Г.В. Козлов, К.Р. Аллахвердиев, Р.М. Сардарлы. ФТП, 1983, т. 25, в.12, с. 3583-3585.
- [6] А.М.Ахмедов, А.Э.Бахышев, А.А.Лебедев, М.А. Якобсон. ФТП, 1978, т. 12, № 3, с. 520 - 523.
- [7] К.Р.Аллахвердиев, С.С.Бабаев, Н.А.Бахышев, Т.Г.Мамедов, Г.И. Пересада, М.М. Шукюров, Э.Ю. Салаев. ФТП, 1984, т. 18, в. 9, с. 1704-1706.
- [8] И.А.Карпович, А.А.Червова, Л.И.Демидова, Е.И. Леонов, В.М. Орлов. Изв. АН СССР, Неорганические материалы, 1978, т.12, №13, с. 580-583.

Е.М. Qocayev, H.R. Nuriyev, A.M. Nəzərov, S.Q. Dünyamaliyeva

### TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> BƏRK MƏHLULLARININ FOTOKEÇİRİCİLİYİ

Təqdim olunmuş işdə TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> ( $0 \leq x \leq 0,06$ ) bərk məhlullarının fotokeçiriciliyinin tədqiqinin nəticələri verilmişdir.

Müəyyən olunmuşdur ki, TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> bərk məhlullarının fotokeçiricilik spektrleri TlInS<sub>2</sub> qəfəsində prazediumun miqdarnının artması ilə uzun dalğalar oblastına tərəf sürüşür ki, bu da qadağan olunmuş zonanın eninin azalması ilə izah olunur.

Е.М. Gojayev, H.R. Nuriyev, A.M. Nazarov, S.G. Dunyamaliyeva

### PHOTOCONDUCTIVITY OF TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> SOLID STATE SOLUTIONS

The results of investigation of photoconductivity of TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> ( $0 \leq x \leq 0,06$ ) solid state solutions are given in present paper.

It is established that TlIn<sub>1-x</sub>Pr<sub>x</sub>S<sub>2</sub> photoconductivity spectra with the of Pr content in TlInS<sub>2</sub> lattice are shifted to long wave range that is explained by the decrease of the forbidden band width.

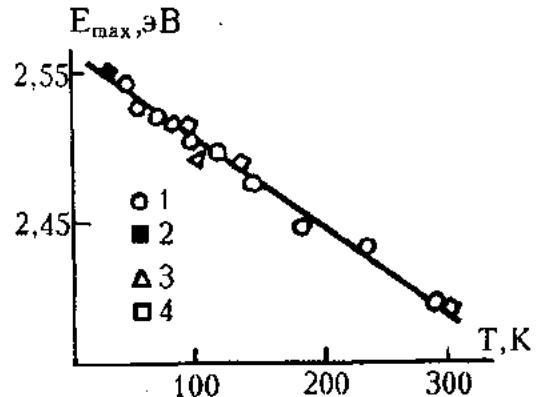


Рис. 3. Значения ширины запрещенной зоны  $E_g$   $\text{TlInS}_2$  при 77, 100 и 300 К, полученные методами фотолюминесценции (1), электропоглощения (2),  $\lambda$ -модуляции краевого поглощения (3) и наши данные (4).

# THE COMPLEX USING OF THE ESR, THEORETICAL CONFORMATIONAL ANALYSIS AND QUANTUM CHEMISTRY METHODS AT THE 2,03 COMPLEXES STRUCTURE STUDY

I.N. ALIEVA, D.I. ALIEV, N.M. GODJAEV

*Molecular Biophysics Laboratory, Baku State University  
370145, Z.Khalilov str., 23*

On the basis of the molecular model the spatial structure of iron protoxide dinitrosyl complexes with cysteine was investigated by the methods of CNDO/2 and atom-atomic potential functions. It was shown that these complexes formed in the animal tissues and plant leaves give an ESR signal with  $g_{av} \sim 2,03$  (so called 2,03 complexes) and have distorted octahedral structure with two water molecules.

## INTRODUCTION

According to the modern ideas [1-3] the endogenous compounds including into nitrogen oxide (NO) and weakly-bounded form of iron are capable participate in the various physiological processes into organism such as vazodilatation, aggregation of trombocytes, regulation of arterial pressure. They are formed paramagnetic centers which characterized by an ESR signal with  $g_{av} \sim 2,03$  and may be identified as 2,03 complexes according to the average value of the  $g$ -factor. These complexes including into two nitrogen oxide molecules and two paired  $RS^-$  groups of proteins are represented low spin mononuclear complexes ( $S=1/2$ ) and can be consider as only form of coexistence of most important intracellular components – loosely bound form of nonhaem iron and nitrogen oxide (Fig.1). The reasons

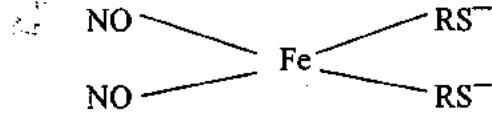


Fig.1. The model of 2,03 complex structure.

of appears in animal tissues of two types of 2,03 complexes was considered by the method of ESR. The first of complexes (Fig.2a) was recorded in yeast's by the using of the X-range ESR radiospectrometer and characterized by an ESR signal with axial symmetrical tensor of the  $g$ -factor ( $g_1 = 2,037$ ,  $g_{||} = 2,012$ ). This ESR signal was identical to those observed for the iron protoxide dinitrosyl complexes with SH-consisting amino acid-cysteine that may be considered as the compound modeling the 2,03 complexes in animal tissues. The second type of ESR signal formed in mouse liver in vivo unlike the first was characterized by the "shoulder" in the central part of the signal (Fig.2b) which after using the radiospectrometer of Q-range transformed into clearly expressed singlet component (Fig.2c). The observed spectra of ESR signal has three main values of the  $g$ -factor:  $g_1 = 2,037$ ,  $g_2 = 2,03$ ,  $g_3 = 2,012$  which usually are characteristic for the paramagnetic centers with rhombical symmetry. It was shown that there was low molecular compound in the intracellular environment of animal livers influenced on the 2,03 complexes structure formed in it. This influence leads to the lower of the symmetry of this complexes ESR signal's tensor of the  $g$ -factor. The 2,03 complexes localized on the external side of liver cells or in the other organs were characterized by the

tensor of the  $g$ -factor of the ESR signal with the axial symmetry.

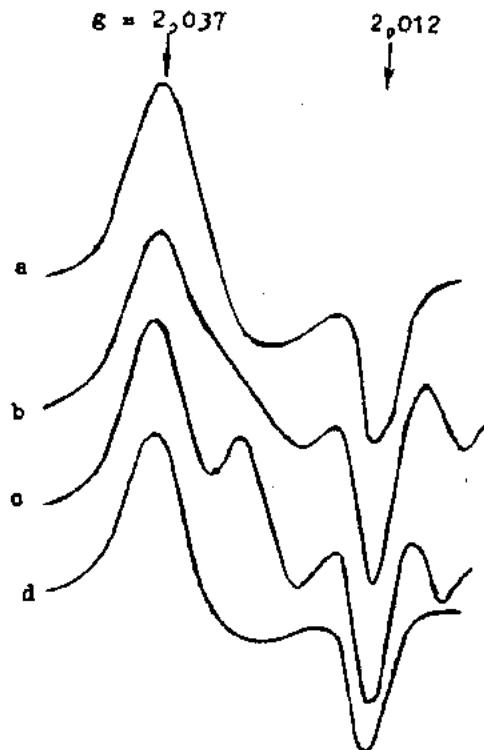


Fig.2. The 2,03 signal of dinitrosyl iron complexes with cysteine (a, d) and in mouse liver in vivo (b, c). The recording was made at 77 K, (a, b) – with radiospectrometer ESR - 21PC (X-range), (c, d) – with radiospectrometer "Varian E401" (Q-range).

At present there is no clear idea on the spatial structure of iron protoxide dinitrosyl complexes with cysteine (IPDCC). The axial symmetry of the ESR signal's  $g$ -factory testifies the high spatial symmetry of the complexes that are close to the tetragonal, trigonal or tetrahedral one. Neither is the fact excluded that IPDCC beside two nitrosyl ligands and two thiol groups of cysteine residues contains one or two solvent molecules as well as two water molecules which do not appear in the ESR-spectrum. However, it is impossible to make a choice in favor of some concrete structure of 2,03 complexes now since the existing information based on the results of study of the compounds up to the present time only indicates to what extent the possible types of the structure correspond to the parameters of their ESR-signal while X-Ray data of these compounds are absent. Therefore, the present paper

is voted to the study of electron and conformational aspects of IPDCC stabilization by means of quantum chemistry and theoretical conformational analysis methods, data beyond the possibilities of previously used experimental procedures for the study of such complexes.

## CALCULATIONS

For calculation we used the IPDCC model suggested by the results of ESR spectra analysis in which a ferrous atom is coordinated by two nitrosyl groups and two sulfur atoms of the cysteine's thiol groups. In order to define the optimal orientation of ligands in the spatial structure of complexes by means of theoretical conformational analysis the number of sterically allowable conformations of the complex are determined. The conformational potential energy of molecule is given as a sum of independent contributions of non-valent, electrostatic, torsional interactions and energy of hydrogen bonding. The global potential energy is defined by the minimization procedure and fully optimized minimum energy paths were served as standards for the comparison of the potential obtained with other methods. The calculation of the electron structure of the complex was realized by CNDO/2 semiempirical method by determining the full molecular energy of the complex as a function of bond length, valence and dihedral angles. The calculation was realized in the extended s, p, d-basis using the standard parameterization as described in [4].

## RESULTS AND DISCUSSION

According to the calculation results dinitrosyl non-heme iron complex is characterized by deformation of the plane-

square orientation of ligands in the complex due to the drop of one of the sulfur atoms out of the assumed quadratic. The obtained structure is characterized by a nonequivalent distribution of electron density between nitrosyl and thiol groups of ligands. The calculation of dissociation energy of nitrosyl groups has demonstrated that they are different in absolute value, thus proving, as in the case of the tetrahedral structure, the preference of dissociation of NO-groups with total negative charge. Thus the obtained results prevent the unambiguous choice between IPDCC structures with distorted tetrahedral and distorted quadratic coordination of the central atom in relative to two nitrosyl groups and two sulfur atoms of thiol groups in cysteine proving the nonequivalence of these ligands in complex and explaining the contradiction which appears while interpreting the obtained experimental results based on different approximations. One of the factors which do not appear in the ESR spectrum but the influence on the 2,03 complexes symmetry is the inclusion of one or two water molecules into 2,03 complexes. It was obviously from the results of calculation that the consecutive addition of first and then the second water molecule are the factor which stabilized the structure of dinitrosyl iron complexes without any effect on its geometry. According to the results of calculation the dinitrosyl iron complexes are the six-coordinated complexes distorted octahedral structure of which is characterized by the non-equivalency of electron density distribution at Fe-NO bonds. The obtained results based on the ESR, theoretical conformational analysis and quantum chemistry methods make it possible assert that the study of the mechanism and conditions of forming six-coordinated dinitrosyl iron complexes can be considered as a model of intracellular environment influencing on 2,03 complexes structure formed in animal tissues.

- 
- [1] A.L. Kleshev, P.I. Mordvinzev, A.F. Vanin. *Studia biophysica*, 1985, v.105, p.93.
  - [2] C.A. Gruetter, B.K. Barry, D.B. Monamara et al. *J. Pharm. Exp. Ther.*, 1980, v. 214, p. 9.
  - [3] B.T. Mellion, L.J. Ignarro, E.H. Chistein et al. *Blood*, 1981, v.57, p.946.
  - [4] N.M. Godjaev, I.N. Alieva, S. Akyuz, D.I. Aliev. *J. Mol. Struc.*, 1995, v.350, p.17.

I.N.Әliyeva, D.İ.Әliyev, N.M. Qocayev

## EPR, NƏZƏRİ KONFORMASIYA ANALİZİ VƏ KVANT KİMYASI ÜSULLARININ 2,03 KOMPLEKSİNİN STRUKTUR TƏDQİQİNDƏ BİRƏ İSTİFADƏ EDİLMƏSİ

Atom-atom potensial funksiyalar ve CNDO/2 üsulları ilə demir dinitrozil kompleksinin sisteminlə feza quruluşu öyrənilmişdir. Gösterilmişdir ki, heyvan və ali bitkilərin hüceyrələrində emelə gələn bu kompleksler YPR signallı ilə  $g_{\text{eff}} \sim 2,03$  (2,03 kompleksi) xarakterizə olunur və 2 su molekulunun təhrif edilmiş oktaedrik strukturu ilə təsvir edilir.

И.Н. Алиева, Д.И. Алиев, Н.М. Годжаев

## СОВМЕСТНОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДОВ ЭПР, ТЕОРЕТИЧЕСКОГО КОНФОРМАЦИОННОГО АНАЛИЗА И КВАНТОВОЙ ХИМИИ В ИССЛЕДОВАНИЯХ СТРУКТУРЫ КОМПЛЕКСОВ 2,03

Методами атом-атомных потенциальных функций и CNDO/2 изучено пространственное строение динитрозильных комплексов железа с цистеином. Показано, что эти комплексы, образующиеся в тканях животных и листьях высших растений, характеризуются сигналом ЭПР с  $g_{\text{eff}} \sim 2,03$  (комpleксы 2,03) и представлены искаженной октаэдрической структурой с двумя молекулами воды.

# ПОЛИМЕРНЫЕ ПЬЕЗОКОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ В ЭНЕРГЕТИКЕ

М.А. БАГИРОВ, А.М. МАГЕРРАМОВ, М.М. КУЛИЕВ

Сектор радиационных исследований АН Азербайджана,

Баку, 370143, пр. Г. Джавида, 31<sup>а</sup>

В данной работе на основе анализа современного состояния поиска и разработки новых активных материалов, применяемых в микро- и макроэнергетике, делается вывод о том, что, благодаря своим улучшенным характеристикам, новые пьезокомпозитные материалы системы полимер-пьезокерамика могут быть успешно применены в различных преобразователях.

Проблемы энергетики ставят задачу поиска и разработки новых пьезоактивных композиционных материалов (ПКМ) (электретных: пиро- и пьезоэлектрических) для создания экологически чистых автономных микроэнергетических (для источников э.д.с., электроакустики, медицины, электронной робототехники), а также макроэнергетических преобразователей энергии морских волн в электрическую.

Преобразование механической энергии в электрическую с использованием прямого пьезоэффекта требует создания пьезоактивных материалов с высокой пьезочувствительностью  $g_{31}$ , которые могут быть использованы при разработке пьезогенераторов. Первый гидропьезогенератор (ГПГ) был создан на основе пьезопленок из поливинилиденфторида (ПВДФ) [1] с удельной мощностью в 5 Вт/кг.

В устройствах ГПГ величиной, характеризующей удельную энергию преобразования пьезоматериала, является параметр приема

$$K_{np} = \frac{d_{33}^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_{33}} , \quad (1)$$

где  $d_{33}$  и  $\varepsilon_{33}$  пьезомодуль и диэлектрическая проницаемость материала, соответственно [2]. Для повышения удельной мощности ГПГ имеется целый ряд факторов, связанных как с улучшением характеристики пьезоматериалов путем создания новых ПКМ, так и с разработкой оригинальных конструкций ГПГ. В [1,3,4] проведена оценка эффективности использования ПКМ в ГПГ и показана экономическая эффективность малых электростанций (~100 квт). Кроме того, подобные ГПГ на основе ПВДФ или ПКМ являются экологически чистыми, они автономны и имеют большой ресурс работы. В работе [5] пьезопленка ПВДФ использована для получения электроэнергии из морских волн. Плавающая платформа постоянно претерпевает колебания, и растягивающаяся пьезопленка генерирует низкочастотное напряжение. Путем создания системы поплавков, которые соединены тросом с пластиной, подгибающей нижний электрод пьезоэлемента, а верхний электрод упирается в крышку стакана, жестко стоящего на дне океана [4], происходит преобразование механической энергии волн в электрическую. При прохождении волны архимедова сила с учетом трансформации напряжения будет создавать дополнительное сжимающее напряжение величиной  $pgHS/s$ , где  $H$  - амплитуда волнового фронта,  $S$  - площадь поплавка,

$s$  - площадь пьезоэлемента. Авторы [6], используя критерий Тейлора [1] об экономичности морских пьезоэлектростанций, обосновывают возможность использования пьезополимеров в макроэнергетике. Однако, по значениям  $g_{31}$  и  $K_{np}$ , наполненные полимерные материалы, т.е. ПКМ, являются более эффективными для использования их в качестве пьезопреобразователя в устройствах ГПГ (см. табл.). Датчики на основе ПКМ являются более чувствительными (5 мВ/Па) даже для регистрации артериальных пульсовых волн в частотном диапазоне 5-100 Гц [7], а также в электрических преобразователях [8].

Другой важной задачей энергетики, является экономичность потребления вырабатываемой энергии - светотехника. Для обеспечения работы светильных ламп и повышения к.п.д. используются токопускорегулирующие аппараты (ПРА), в которых могут быть применены высокочувствительные элементы ПКМ в качестве пьезотрансформатора (ПТ) [9]. Согласно работе [10], максимальное значение к.п.д. достигается при условии, что номинальное сопротивление  $R_H$  горящей лампы должно быть равно емкостному сопротивлению ПТ

$$X = R_H = \frac{2a}{b1\varepsilon(1-k_{31}^2)\omega} , \quad (2)$$

где  $X$  - емкостное сопротивление ПТ,  $a$ ,  $b$ ,  $l$  - толщина, ширина и длина ПТ, соответственно,  $\omega$  - частота колебаний ПТ,  $\varepsilon$  и  $K_{31}$  - диэлектрическая проницаемость и коэффициент электромеханической связи пьезоматериала. Из выражения (2) вытекает основное требование к пьезоматериалам. Использование в конструкциях ПТ ПКМ с высокими значениями  $K_{31}$  позволяет повысить к.п.д. люминесцентных ламп до 90 % [9]. При использовании композитов в силовых устройствах необходимы также низкие значения диэлектрических ( $tgd$ ) и механических потерь ( $Q_m$ ), т.к. величина произведений  $K_{31}^2 Q_m$  характеризует коэффициент трансформации по напряжению ПТ поперечно-поперечного типа [10], а для ПТ поперечно-продольного типа - соответственно пропорциональна  $K_{31} K_{33} Q_m$  и  $K_{33}^2 Q_m$  [18,19].

Например, если значение  $Q_m$  для ПКР-7 составляет 60, то у пьезокомпозита ПВДФ/ПКР-7 (50:50 об.%) оно на порядок меньше, всего 5, 6. Композиционные пьезоматериалы, имеющие значения  $K_{31}^2 Q_m$  являются перспективными материалами для низковольтных ПТ. Кроме того, для ПКМ характерны низкие значения диэлектрической

проницаемости  $\varepsilon_k$ , большая механическая прочность, легкость придания нужной формы, большие возможности для регулировки нужных параметров по сравнению с пьезокерамикой.

Разработанные нами новые способы получения высокоеффективных ПКМ позволили бы улучшить эксплуатационные параметры ГПГ и ПТ. Теоретический анализ показывает, что для получения ПКМ с высокими значе-

ниями  $g_{33}$  и  $K_{13}$  более эффективной структурой являются композиты связности типа «З-О» и «З-1» [11,12].

Путем радиационного модифицирования [13], поэтапной кристаллизации под давлением [14], циклической электротермообработки [15], и т.п. можно получить пьезокомпозиты с высокими значениями  $g_{33}$  и  $K_{13}$ . В таблице приведены некоторые пьезохарактеристики новых ПКМ.

Таблица. Некоторые характеристики новых полимерных пьезокомпозитных материалов (соотношение компонентов 50:50 об.%)

Состав композита	Пьезохарактеристики						Литература
	$d_{33}$ , Пкл/Н	$g_{33}$ , В.м/Н	$d_{31}$ , Пкл/Н	$g_{31} \cdot 10^{-2}$ , В.м/Н	$K_{33}^2$	$K_{13}^2$	
ПВДФ	33,4	0,290	20,6	0,180	0,19	0,15	[5]
Ф2МЭ	25	0,230	20	0,23	0,06	0,06	[16]
ПКР-7м	760	0,172	350	0,079	0,78	0,40	[17]
ПВДФ/ПКР-7м	80	0,92	40	0,32	0,42	0,12	[13]
ПЭ/ПКР-7м	75	0,98	19	0,051	0,240	0,08	[14]
Ф2МЭ/ПКР-3м	100	0,28	20	0,35	0,19	0,11	[18]

Из таблицы видно, что значения  $g_{33}$  и  $g_{31}$  у ПКМ в 2-10 раз превосходят аналогичные параметры пьезокерамического материала ПКР-7м. Для ПКМ характерна также высокая стабильность параметров. Кроме того, при применении пьезоматериалов в устройствах высокой удельной мощности требуется и большее значение возбуждающего напряжения  $U_r$ . Эта величина определяется электрической прочностью пьезоматериала, и по этой характеристике ПКМ превосходят пьезокерамические аналоги.

Таким образом, как путем улучшения свойств ПКМ, так и путем изменения конструкционных особенностей ГПГ и ПТ можно увеличить удельную мощность этих пьезоустановок. Дальнейшее продолжение работы в этой направлении представляет несомненный интерес ввиду высокой экологичности, автономности и высокого ресурса работы пьезоустановок.

- 
- [1] G.W. Taylor, J.R. Bums. Seminar of ferroelectrics. 19-14 July 1989, Univ. Colorado, USA, Program and Abstracts 1989, p.75.
- [2] Л.Н. Сыркин. Перспективы применения пьезоэлектрических полимеров и композитов в акустике. В сб. Диэлектрики и полупроводники, Киев, 1984, вып.25, с.21-31.
- [3] А.А. Греков, С.О. Крамаров, А.А. Куприенко. Механика композитных материалов. 1989, №1, с.62-69.
- [4] А.А. Греков, С.О. Крамаров, А.А. Куприенко, И.С. Рез. Труды Всесоюз. конф. "Реальная структура и свойства ацентрических кристаллов" 1990 г., 1, Благовещенск, с.225-229.
- [5] T. Itoh, S. Kunitura, K. Sakaoku. Ferroelectrics, 1985, v.65, №1-2, p.95-106.
- [6] С.И. Герасимов, В.А. Хохлов, Е.З. Новицкий. Тезисы докл. I Всесоюз. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето-, пьезо-, пироэлектриков и родственных материалов". М.НИИТЭХИМ, 1991, с.26-27.
- [7] М.А. Рамазанов, З.Г. Панахова. Приборы и техн. эксперимента. 1997, №5, с.132-139.
- [8] Г.А. Лущекин. Полимерные пьезоэлектрики. М. Химия, 1990, с.176.
- [9] Р.Х. Хафизов, А.Т. Булгаков, В.Р. Медведь. Материалы семинара "Сегнето-пьезоэлектрики в ускорении научно-технического прогресса". М. "Знание", 1987, с.41-43.
- [10] И.А. Картишов, Н.Б. Марченко. Пьезоэлектрические трансформаторы тока. Киев, Техника, 1978.
- [11] R.E. Newham, Cross et.al. Composite piezoelectrics transducers. II Materials in engineering, 1980, v.2. p.93-106.
- [12] Hisao Banno. II Ferroelectrics, v.50, p.3-12 1983.
- [13] А.М. Магеррамов, М.А. Багиров, А.Ч. Сайдов, А.А. Джсафаров. Способ получения пьезоэлектрических полимерных композитов А.С.1575859 от 01.03.1990г.
- [14] М.А. Магеррамов, Х.А. Садыхов, А.А. Джсафаров, И.М. Алиев, З.Г. Ахмедов. Способ получения композиционных пьезоматериалов пол. реш. По заявке №4930247/25 от 04.01.92г.
- [15] М.Г. Шахтахтинской, Б.А. Гусейнов и др. Способ получения пьезоэлементов из полимерных композиционных пьезоматериалов. Полож. реш. по заявке №3797641/31-25 от 10.06.1986г.
- [16] О.Д. Лесных, Д.А. Росторгуев, М.Я. Шерман. Материалы семинара "Сегнето-пьезоэлектрики в ускорении научно-технического прогресса". М. "Знание", 1987, с.41-43.
- [17] Е.Г. Фесенко, А.Я. Данцигер, О.Н. Разумовская. Новые пьезокерамические материалы. Ростов на Дону, 1983, с.156.
- [18] А.М. Мамедов, М.Г. Шахтахтинский, М.А. Рамаза-

## ПОЛИМЕРНЫЕ ПЬЕЗОКОМПОЗИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ В ЭНЕРГЕТИКЕ

нов. Композиционные материалы и область их применения . Препринт №254, ИФАН, 1987, Баку, с.60.  
**[19] Я.С. Богданов, Г.А. Житомирский, Г.М. Злогоодух.**  
 Высокозэффективные материалы для пьезотрансфор-

маторов. В кн. I Всесоюз. конф. "Актуальные проблемы получения и применения сегнето и пьезоэлектрических материалов", М. НИИТЭХИМ, 1981, с. 45-46.

**M.A. Bağırov, A.M. Məhərrəmov, M.M. Quliyev**

### **POLİMER PYEZOKOMPOZİT MATERİALLAR ENERGETİKADA**

Məqalədə mikro- və makroenergetikada tətbiq edilən yeni aktiv materialların axtarışı və işlənməsinin müasir səviyyesinin analizi əsasında belə nəticəyə gelinir ki, yaxşılaşdırılmış xarakteristikalarına görə polimer-pyezokeramika sistemine daxil olan yeni pycokompozit materiallar müxtəlif çeviricilərdə müvəffəqiyyətə tətbiq oluna bilerlər.

**M.A. Bagirov, A.M. Magerramov, M.M. Kuliev**

### **PIEZOPOLYMER COMPOSITES USED IN ENERGETICS**

The contemporary state of investigation and development of new active piezomaterials, potentialities of their application in micro-and macroenergetics have been analyzed.

Due to their improved properties the new derived piezocomposites of ceramics and polymers are demonstrated to be applied successfully in various transducers.

*Дата поступления: 11.03.99*

*Редактор: М.К. Керимов*

# БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ МИКРОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РАЗВЕДЕННЫХ РАСТВОРАХ ПОЛЯРНЫХ ВЕЩЕСТВ В НЕПОЛЯРНЫХ РАСТВОРИТЕЛЯХ

Э.Р. КАСИМОВ, Ч.О. КАДЖАР

Институт Фотоэлектроники АН Азербайджана  
370141, г. Баку, ул. Ф. Агаева, 555 квартал

Ш.Г. ГАСАНОВ, Р.М. КАСИМОВ, Э.М. МАМЕДОВ

Институт теоретических проблем химической технологии им. М.Ф. Нагиева АН Азербайджана  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 27

Исследованы условия возникновения избирательного безотражательного поглощения микроволнового излучения в разведенных растворах полярного вещества в неполярном растворителе и проведена оценка полосы концентраций вблизи их избирательных значений, в пределах которой модуль коэффициента отражения волны остается ниже заданной граничной величины.

В работах [1,2] показана возможность проявления эффекта безотражательного поглощения микроволнового излучения в бинарных растворах полярных веществ в неполярных растворителях. Было установлено, что в области частот, где имеет место дисперсия волн у полярного вещества, в его растворах в неполярном растворителе существует индивидуальный, характерный для выбранной бинарной системы спектр концентраций, при которых возникает полное поглощение падающего на систему электромагнитного излучения. Получаемый спектр концентраций наиболее четко наблюдается в разбавленных растворах полярного вещества, что делает перспективным использование данного явления в аналитических задачах.

Для теоретического описания явления полного поглощения электромагнитного излучения в разбавленных растворах полярных молекул рассмотрим задачу отражения волн от двухслойной плоской системы диэлектрик-металл. При наличии поглощения в слое диэлектрика зависимость модуля коэффициента отражения волны  $\rho$  от толщины слоя вещества представляет собой осциллирующую затухающую кривую, экстремальные значения которой реализуются при толщинах слоя вещества близкими, но не кратными  $\lambda_g/4$ , где  $\lambda_g$  - длина волны в диэлектрике [1]. Согласно [3], безотражательное поглощение электромагнитного излучения в рассматриваемой системе возникает в точке одного из минимумов функций  $\rho(1)$  при достижении  $\rho$  нулевого значения. Этому условию соответствует уравнение вида:

$$\pi(2N - 1) + \arctg \frac{2ny}{n^2(1 + y^2) - 1} - \frac{1}{2y} \ln \frac{(1 + n)^2 + (ny)^2}{(1 - n)^2 + (ny)^2} = 0 \quad (1)$$

где  $n$  и  $y$  - коэффициент преломления и фактор диэлектрических потерь вещества, соответственно;  $N$  - порядковый номер минимума функции  $\rho(1)$ , при котором  $\rho = 0$  [3].

Ограничимся случаем разбавленных растворов полярного вещества в неполярном растворителе, в которых полярный компонент обладает, в отличии от растворителя, поглощением волн при выбранных частоте и температуре измерения. Будем считать, что в разбавленных растворах величина фактора диэлектрических потерь  $y$  достаточно мала, а значение коэффициента преломления  $n$  слабо зависит от состава раствора и близко по величине к коэффициенту преломления  $n_0$  неполярного растворителя. Учтем, что безотражательное поглощение электромагнитного излучения в разбавленных растворах полярных молекул возникает при высоких  $N$  [2]. В этих случаях второй член уравнения (1) оказывается достаточно малым по сравнению с остальными членами этого уравнения. Тогда, принимая в уравнении (1)  $n = n_0$  и пренебрегая, ввиду малости, членами, содержащими  $y^2$ , получим в первом приближении следующее уравнение:

$$2\pi(2N - 1)y = \ln \frac{(1 + n_0)}{(1 - n_0)} \quad (2)$$

Так как, в разбавленных растворах полярных молекул, как правило, соблюдается линейная зависимость фактора диэлектрических потерь  $y$  от концентрации  $\varphi$  полярного компонента раствора, уравнение (2) трансформируется к виду:

$$\varphi_0 = k \frac{1}{2N - 1}, \quad (3)$$

где  $\varphi_0$  - концентрация полярного компонента раствора, соответствующая условию полного поглощения им падающего электромагнитного излучения.

Входящий в уравнение (3) постоянный коэффициент  $k$  зависит от диэлектрических свойств компонентов раствора при выбранных частоте и температуре измерения.

Таким образом, в разбавленных растворах полярных молекул должна соблюдаться инвариантность произведения  $\varphi_0(2N-1)$ . Найденная закономерность подтвер-

ждается экспериментальными данными, полученными в работах [2,4] при исследовании безотражательного поглощения электромагнитного излучения бинарными растворами ацетон-бензол и формамид-диоксан при длине

волны  $\lambda=1,5$  см и температуре  $T=20$  °C (см. таблицу). Как следует из таблицы, произведение  $\phi_0(2N-1)$  с ростом концентрации растворителя уменьшается и в дальнейшем стабилизируется.

Таблица. Значения избирательных концентраций  $\phi_0$  и приведенной относительной полосы концентраций избирательного поглощения волн  $(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0)$  раствора ацетон-бензол и формамид-диоксан при  $\lambda=1,5$  см и  $T=20$  °C. Концентрации полярного компонента раствора в весовых %.

Номер N нулевого минимума $P$	Ацетон-бензол			Формамид-диоксан		
	$\phi_0$	$\phi_0(2N-1)$	$(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0)$	$\phi_0$	$\phi_0(2N-1)$	$(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0)$
1	47.6	47.6	4.9	10.4	10.4	4.6
2	12.5	37.5	5.3	3.4	10.2	5.3
3	6.8	34.0	5.9	2.0	10.0	5.8
4	4.6	32.2	6.0	1.4	9.8	5.9
5	3.5	31.5	6.3	1.1	9.9	5.8
6	2.7	29.7	5.9	0.9	9.9	5.8
7	2.3	29.9	6.1	0.8	10.4	5.9
8	2.0	30.0	6.0	-	-	-

Так как безотражательное поглощение электромагнитного излучения носит избирательный характер, представлял определенный практический интерес анализ изменения величины коэффициента отражения волны  $\rho$  вблизи избирательных значений концентраций  $\phi_0$  раствора. Для этого запишем известное выражение для модуля коэффициента отражения волны  $\rho$  в следующем виде:

$$\rho = \sqrt{\frac{(P - 1)^2 + Q^2}{(P + 1)^2 + Q^2}} \quad (4)$$

$$\text{где } P = \frac{1}{n(1 + y^2)} \frac{\sinh(4\pi xy) - y \sin(4\pi x)}{\cosh(4\pi xy) + \cos(4\pi x)};$$

$$Q = \frac{1}{n(1 + y^2)} \frac{\sin(4\pi x) - y \sinh(4\pi xy)}{\cosh(4\pi xy) + \cos(4\pi x)}$$

$x=1/\lambda g$ ,  $1$  - толщина слоя вещества.

Ограничимся рассмотрением области малых изменений концентраций полярного компонента  $\phi$  вблизи их избирательных значений  $\phi_0$ . Тогда, при сохранении принятых для разбавленных растворов полярных молекул допущений получим следующее выражение для приведенной относительной полосы избирательного поглощения волн

$$(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0) = \frac{8n_0}{(n_0^2 - 1) \ln[(n_0 + 1)/(n_0 - 1)]} \frac{1}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad (5)$$

где  $A = 2n_0 \frac{1 + n_0 \ln[(n_0 + 1)/(n_0 - 1)]}{\pi(2N - 1)(n_0^2 - 1)}$ , изменения  $\phi$  вблизи избирательного значения  $\phi_0$ , в пределах которой выполняется условие  $\rho \leq \rho_r$ .

При  $N \geq 3$  входящий в уравнение (5) член  $A \ll 1$  и им можно пренебречь. Тогда для разбавленных растворов полярных молекул уравнение (5) упрощается и приводится к виду

$$(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0) = \frac{8n_0}{(n_0^2 - 1) \ln[(n_0 + 1)/(n_0 - 1)]} \quad (6)$$

Из уравнения (6) вытекает, что в случае разбавленных растворов полярных молекул приведенная относительная полоса избирательного поглощения электромагнитного излучения  $(1/\rho_r) / (\Delta\phi/\phi_0)$  остается неизменной при всех избирательных концентрациях  $\phi_0$  полярного компонента раствора. Указанный вывод подтверждается расчетами, полученными по экспериментальным данным ра-

бот [2,4] на примере разбавленных растворов ацетон-бензол и формамид-диоксан (см.таблицу). В этих растворах при больших значениях  $N$  приведенная относительная полоса концентраций избирательного поглощения волн остается в пределах ошибок измерения постоянной и близкой к вычисляемой по уравнению (6) величине.

- [1] Р.М. Касимов, М.А. Калафи, Ч.О. Каджар и др. Инженерно-физической журнал, 1998, т. 71, № 2, с.282.

- [2] Э.Р. Касимов, Ч.О. Каджар, М.А. Калафи. Физика, 1995, т. 1, № 2, с.37.

- [3] Э.Р. Касимов, С.Т. Азизов, Р.М. Касимов и др. Известия АН Азербайджана, сер. физ.-техн. и мат. наук, 1995, т. 16, №5-6, с.22.
- [4] Э.Р. Касимов, С.Т. Азизов, Р.М. Касимов и др. Физика, 1998, т. 4, № 1, с. 30.

E.R. Qasimov, Ç.O. Qacar, R.M. Qasimov, Ş.H. Həsənov, E.M. Məmmədov

## POLYAR MADDƏLƏRİN QEYRİ-POLYAR HƏLLEDİCİLƏRDƏKİ DURU MƏHLULLARINDA MİKRODALĞA ŞÜALANMASININ ƏKS OLUNMAYAN UDULMASI

Polyar maddələrin qeyri polyar həlledicilərdeki duru məhlullarında mikrodalğaların seçici əks olunmayan udulmasının əməle gəlmə şəraiti öyrənilmişdir. Əksolunan dalğanın modul əmsalının verilmiş sərhəd qiymətinin aşağı həddlərində onların seçici kəmiyyətlərində qatılığın qiyməti təyin edilmişdir.

E.R. Kasimov, Ch.O. Qadjar, R.M. Kasimov, Sh.G. Gasanov, E.M. Mamedov

## REFLECTIONLESS ABSORPTION OF MICROWAVE RADIATION IN MIXTURE SOLUTIONS OF POLAR SUBSTANCES IN NON-POLAR SOLVENTS

The uprising conditions of selective reflectionless absorption of microwave radiation in mixture solutions of polar substance in non-polar solvents were investigated. The estimate of concentrations strip value near their selective quantities in limits of that the module of wave reflection coefficient is below of given boundary value was carried out.

# SUBSTITUTION AND SOLUTION ENERGIES FOR ORTHORHOMBIC COMPOUNDS SEMICONDUCTING A<sup>4</sup>B<sup>6</sup>

F.M. GASHIMZADE, E.I. GUSEINOV

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
Baku, 370143, pr. G. Javid, 33*

Cohesive energies and force constants of the bonds for GeS, GeSe, SnS and SnSe crystals, as well as the energies of substitution by formation of solid solutions and the heat of mixing is calculated. It is shown that the main contribution to the heat of mixing comes from the energy of elastic deformation due to the difference in the bond lengths in the components of solid solutions.

## 1. Introduction

The tight-binding theory, based upon universal parameters and energies of separate bonds corrected form interaction between nearest neighbors was successfully applied to diamond-like A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> and A<sup>2</sup>B<sup>6</sup> compounds by Harrison and Kraut for calculation of the cohesive energy, force constants of the bonds, as well as the energy of substitution and the heat of dissolving [1].

In the present paper we modify the technique developed in [1] taking into account structural peculiarities of the orthorhombic layered A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> crystals. We calculate cohesive energies and force constants of the bonds for GeS, GeSe, SnS and SnSe crystals, as well as the energies of substitution by formation of solid solutions based on these crystals and the heat of mixing. We show that, similarly to the case of diamond-like compounds, the main contribution to the heat of mixing comes from the energy of elastic deformation due to the difference in the bond lengths in the components of solid solutions.

## 2. Cohesive energy of the orthorhombic A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> crystals.

According to [1] cohesive energy is the sum of the following energies: promotion energy, bond-formation energy, overlap energy or energy of repulsion, and energy of metallization. Below we give the expressions for each of these contributions in the total bond energy. The promotion energy is the energy necessary for the transfer of the s-electron of cation and anion into p-state and transfer of one p-electron from anion to cation with the formation of a hybrid state. To calculate this energy one has to sum the energies of hybrid states of cation and anion and subtract the energies of free atoms.

The energy of a hybrid state has the following form:

$$\epsilon_i^k = (1 - N_{ik}^2) \epsilon_s^k + N_{ik}^2 \epsilon_p^k , \quad (1)$$

where k denotes the cation (c) or anion (a), i=1 or h for the corresponding bond, N<sub>ik</sub> are the normalizing factors for hybrid orbitals [2].

It is known [2] that in the structure of A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> orthorhombic crystals there are two types of bonds: 1-type - two "horizontal" bonds and h-type - one vertical bond. Normalizing factors are determined by the angles between bonds:

$$N_{hk}^{-2} = 1 - \frac{\cos^2 \beta_k}{\cos \alpha} \quad (2)$$

$$N_{1k}^{-2} = 1 - \cos \alpha \quad (3)$$

Here  $\alpha$  is the angle between two 1-bonds,  $\beta_k$  is the angle between 1- and h-bonds, respectively at the anion and cation.

The fourth hybrid state at the cation and anion contains an lonely pair of electrons. The normalizing factor for this state is related to the normalizing factors N<sub>ik</sub> by the universal relation:

$$N_{ck}^2 + 2N_{1k}^2 + N_{hk}^2 = 3 \quad (4)$$

Taking into account all mentioned above for the promotion energy we get:

$$E_{pro} = \epsilon_p^c - \epsilon_p^a + N_{tc}^2 (\epsilon_p^c - \epsilon_s^c) + N_{ta}^2 (\epsilon_p^a - \epsilon_s^a) \quad (5)$$

In this expression the first term corresponds to the transfer of one p-electron from anion to cation, the second and the third term correspond to the hybridization of s- and p-electronic states of the cation and anion, respectively. The values of E<sub>pro</sub> calculated with the use of (5) are given in the table 1.

Table 1. Promotion energy E<sub>pro</sub>, bond formation energy E<sub>BF</sub>, metallization E<sub>met</sub>, overlap energy E<sub>over</sub>, and the total binding energy E<sub>tot</sub>, parameters of repulsive potential η<sub>1</sub> and η<sub>h</sub>, force constants of bonds for orthorhombic A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> compounds.

	GeS	GeSe	SnS	SnSe
E <sub>pro</sub> , eV	13,30	11,37	12,65	10,81
-E <sub>BF</sub> , eV	29,38	25,36	27,46	23,76
-E <sub>met</sub> , eV	0,88	0,88	0,69	0,62
E <sub>over</sub> , eV	8,74	8,07	6,61	6,26
η <sub>1</sub>	2,33	2,55	2,40	2,62
η <sub>h</sub>	2,08	2,26	2,11	2,28
-E <sub>tot</sub> , kcal/mol	190,5	157,1	203,5	167,7
-E <sub>coh</sub> , kcal/mol [4]	169,8	160,6	163,6	138,8
C <sub>1</sub> , N/m	18,1	17,6	10,4	10,4
C <sub>h</sub> , N/m	50,9	44,5	25,6	23,7
θ <sub>pr</sub> , N/m [5]	36,3	-	-	-

For the calculation we used the values of  $s$ - and  $p$ -states of valence electrons of atoms, that form the compounds [1]. The magnitudes of the angles between bonds are given in [3].

Now let us consider the bond-formation energy. This is the energy required for the transfer of an electron from a bonding state into an antibonding one. Since in our case there are two bonds of  $l$ -type and one-bond - of  $h$ -type then the formation energy  $E_{BF}$  is equal to

$$V_{2i} = N_{ic} \{ N_{ia} 1.32 (N_{ic}^{-2} - 1)^{1/2} (N_{ia}^{-2} - 1)^{1/2} + 1.42 [(N_{ic}^{-2} - 1)^{1/2} + (N_{ia}^{-2} - 1)^{1/2}] + 2.22 \} \frac{\hbar^2}{mc_i^2} \quad (8)$$

The meaning of the above expressions is explained in [2]. The values of the bond-formation energy calculated with use of (6) are given in Table 1.

The most time-consuming is the calculating of the energy of metallization, that is the correction to the energy of sepa-

where

$$V_{3i} = \frac{\varepsilon_p^c - \varepsilon_s^a}{2} \quad (7)$$

rate bonding orbitals due to overlapping with the neighbor antibonding orbitals of the same atom. In our case the energy of metallization contains the following six contributions:

1) the interaction of bonding  $h$ -orbital with the neighbor antibonding  $l$ -orbital at the cation:

$$(1 - \alpha_p^h)(1 + \alpha_p^l)(1 - N_{hc}^2)(1 - N_{lc}^2) \frac{(\varepsilon_p^c - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^h - \varepsilon_a^l)} \quad (9)$$

2) the interaction of the bonding  $l$ -orbital with the antibonding  $h$ -orbital at the cation:

$$(1 - \alpha_p^l)(1 + \alpha_p^h)(1 - N_{hc}^2)(1 - N_{lc}^2) \frac{(\varepsilon_p^c - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^l - \varepsilon_a^h)} \quad (10)$$

3) the interaction of the bonding  $l$ -orbital with the anti-bonding  $l$ -orbital at the cation:

$$(1 - \alpha_p^l)(1 + \alpha_p^l)(1 - N_{lc}^2)^2 \frac{(\varepsilon_p^c - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^l - \varepsilon_a^l)} \quad (11)$$

4) the interaction of the bonding  $h$ -orbital with the anti-bonding  $l$ -orbital at the anion:

$$(1 - \alpha_p^h)(1 + \alpha_p^l)(1 - N_{ha}^2)(1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^h - \varepsilon_a^l)} \quad (12)$$

5) the interaction of the bonding  $l$ -orbital with the anti-bonding  $h$ -orbital at the anion:

$$(1 + \alpha_p^l)(1 - \alpha_p^h)(1 - N_{ha}^2)(1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^l - \varepsilon_a^h)} \quad (13)$$

6) the interaction of the bonding  $l$ -orbital with the anti-bonding  $l$ -orbital at the anion:

$$(1 + \alpha_p^l)(1 - \alpha_p^l)(1 - N_{la}^2)^2 \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^l - \varepsilon_a^l)} \quad (14)$$

$$\alpha_p^l = \frac{V_{3i}}{\sqrt{V_{2i}^2 + V_{3i}^2}} \quad (15)$$

and the expressions for  $\varepsilon_b^l$  and  $\varepsilon_a^l$  are given in [1].

Summing up the contributions of the all above given expressions (9)-(14), we obtain the energy of metallization, as shown in Table 1.

The energy of repulsion,  $E_{over}$ , corresponds to the overlapping of the wave functions of the atoms that form the bond and it is determined, in accordance with [1], by the following expression:

$$E_{over} = \eta \frac{2V_2^2}{|\varepsilon_h^c + \varepsilon_h^a|} \quad (16)$$

where  $\varepsilon_h^c$  and  $\varepsilon_h^a$  are the energies of hybrid states of the cation and anion, respectively,  $V_2$  is the covalence energy,  $\eta$  is an empirical parameter defined from the condition of minimization of the total binding energy at given bond length.

In our case, taking into account the existence of two  $l$ -bonds and one  $h$ -bond per molecule of  $A^4B^6$ , we have:

$$E_{over} = 2\eta_h \frac{V_{2h}^2}{|\varepsilon_h^c + \varepsilon_h^a|} + 4\eta_h \frac{V_{2l}^2}{|\varepsilon_l^c + \varepsilon_l^a|}, \quad (17)$$

By minimizing  $E_{\text{tot}}$  with respect to  $a_h$  and  $a_l$ , we determine  $\eta_h$  and  $\eta_l$ . The Table I compiles the magnitudes of these parameters, as well as the values of the total binding energy for four A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> compounds with orthorhombic lattice. The experimental values of the heat of atomization taken from [4] are given in the same Table.

The force constants of the bonds are determined by the second derivation of total binding energy with respect to the bonds length. After neglecting the small contribution of the energy of metallization into the total binding energy we obtain simple expressions for force constants of l- and h-bonds:

$$C_l = \frac{8}{a_l^2} \frac{V_{2l}^4}{(V_{2l}^2 + V_{3l}^2)^{3/2}} \quad (18)$$

Calculated magnitudes of  $C_l$  and  $C_h$  are also given in Table I. In spite of the closeness of the bond lengths for l- and h-bonds the force constants differ drastically. This fact indicates the different nature of l- and h-bonds. In particular,

$$\Delta E_{\text{pro}} = (\varepsilon_p^{Sn} - \varepsilon_p^{Ge})(1 + N_{4c}^2) - N_{4c}^2(\varepsilon_s^{Sn} - \varepsilon_s^{Ge}) \quad (19)$$

i.e., we replace single-electron energies of atoms of Ge by corresponding energies for atoms of Sn.

In the same way we calculate the changes in the bond-formation energy and the overlap energy, i.e. we replace in the expressions for  $V_{3h}$  and  $V_{3l}$  the single-electron atomic energies for Ge by the ones for Sn.

At the same time we do not touch the covalence energy,  $V_{2l}$ , assuming that there are no relaxation effects.

Instead of  $\eta_h$  and  $\eta_l$  the expressions for the overlap energy one has to substitute the geometric means of these parameters for corresponding components of the solid solutions.

The calculation of the changes in the energy of metallization is slightly more complicated, although the principle of the account for changes in the energy by substitution holds, i.e. we replace only the single-electron atomic energies.

For the cationic substitution,  $\Delta E(c)$ , the formulas (9)-(11) continue to hold with the only difference that every-

the latter is characterized by almost complete absence of hybridization at the cation. In [5] the authors, basing on the assumption of the equality of force constants for l- and h-bonds for GeS obtained the estimate of 36.3 N/m, that is close to our result 34.5 N/m, averaged over both types of bonds.

### 3. Energy of substitution for solid solutions of A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> compounds.

The substitution energy is defined as the energy required for the removal of one atom from a semiconducting compound and the replacement of this atom by an atom of other element. Here we consider only isovalence substitution. To calculate the energy of substitution we consider the change in each of the above listed contributions into the total energy as at the cationic, as the anionic substitution. We begin with the cationic substitution. If, for example, we substitute atom Ge by the atom Sn in GeS crystal, then in accordance with (5), we obtain the following change in the promotion energy:

$$\Delta E_{\text{pro}} = (\varepsilon_p^{Sn} - \varepsilon_p^{Ge})(1 + N_{4c}^2) - N_{4c}^2(\varepsilon_s^{Sn} - \varepsilon_s^{Ge}) \quad (19)$$

where  $\varepsilon_p^{Ge}$  and  $\varepsilon_s^{Ge}$  are replaced by  $\varepsilon_p^{Sn}$  and  $\varepsilon_s^{Sn}$ , respectively. Since  $\alpha_p^i$  also depend on  $\varepsilon_p^c$  and  $\varepsilon_s^c$ , by means of  $V_{3l}$ , they also change. The same is true with respect to  $\varepsilon_b^i$  and  $\varepsilon_a^i$ . Now consider expression (12). This expression takes into account the interaction between the bonding h-orbital and the antibonding l-orbital at the anion. Here, three cases of the location of anion with respect to cation are possible: 1) anion is located at h-bond with the replaced atom Ge by Sn, and the antibonding l-orbital corresponds to the Ge-anion bond; 2) anion is located at the h-bond with Ge, and the antibonding orbital also corresponds to the Ge-anion bond; 3) anion is located at the h-bond with Ge, and the antibonding orbital corresponds to the Sn-anion bond.

Finally, the expression (12) takes the form:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2}(1 + \bar{\alpha}_p^h)(1 - \alpha_s^l)(1 - N_{ha}^2)(1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^h - \varepsilon_a^l)} + \\ & + \frac{1}{4}(1 + \alpha_p^h)(1 - \alpha_p^l)(1 - N_{ha}^2)(1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^h - \varepsilon_a^l)} + \\ & + \frac{1}{4}(1 + \alpha_p^h)(1 - \bar{\alpha}_p^l)(1 - N_{ha}^2)(1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^h - \varepsilon_a^l)} \end{aligned} \quad (20)$$

Here the dash over  $\alpha_p^i$  and  $\varepsilon_b^i$ ,  $\varepsilon_a^i$  denotes replacement of the cation, i.e. in the corresponding expressions atomic energies of Ge were substituted for those of Sn.

Similar reasoning leads to the following expressions instead of (13) and (14):

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} (1 + \alpha_p^1) (1 - \bar{\alpha}_p^h) (1 - N_{ha}^2) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \bar{\varepsilon}_a^h)} + \\
 & + \frac{1}{4} (1 + \alpha_p^1) (1 - \alpha_p^h) (1 - N_{ha}^2) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \varepsilon_a^h)} + \\
 & + \frac{1}{4} (1 + \bar{\alpha}_p^1) (1 - \alpha_p^h) (1 - N_{ha}^2) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \varepsilon_a^h)}
 \end{aligned} \quad (21)$$

and

$$\begin{aligned}
 & \frac{1}{2} (1 + \bar{\alpha}_p^1) (1 - \alpha_p^1) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \varepsilon_a^1)} + \\
 & + \frac{1}{4} (1 + \alpha_p^1) (1 - \alpha_p^1) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \varepsilon_a^1)} + \\
 & + \frac{1}{4} (1 + \alpha_p^1) (1 - \bar{\alpha}_p^1) (1 - N_{la}^2) \frac{(\varepsilon_p^a - \varepsilon_s^a)^2}{(\varepsilon_b^1 - \varepsilon_a^1)}
 \end{aligned} \quad (22)$$

In the case of anionic substitution,  $\Delta E(a)$  the expressions (12)-(14) hold with the only difference that everywhere the single-electron atomic energies are replaced by the corresponding atomic energies of the substituting atom. And the expressions (9)-(11) take the form similar to (20)-(22) with the obvious replacing of cation for anion.

Calculated values of the energy of substitution are given in Table 2.

Table 2. Energy of substitution, heat of mixing and misfit energy for solid solutions of  $A^4B^6$ .

	GeS	GeSe	SnS	SnSe
$\Delta E(c)$ , eV	-0,67	-0,58	0,8	0,67
$\Delta E(a)$ , eV	1,27	-1,28	1,43	-1,44
$\Omega(c)$ , eV	0,06	0,04	0,06	0,04
$\Omega(a)$ , eV	0,00	0,00	0,00	0,00
$\Omega_{misfit}(c)$ , eV	0,03	0,03	0,03	0,03
$\Omega_{misfit}(a)$ , eV	0,01	0,01	0,01	0,01

To compare with the experiment it is worth to calculate the values of the heat of mixing with the use of these data. The heat of mixing is defined by the average enthalpy of the solution for the both solid solutions.

Thus, for example, for GeS-GeSe:

$$\Omega = \frac{1}{2} [\Delta E(GeS/S) + \Delta E(Se/GeS)] \quad (23)$$

$$\Omega_{misfit} = \frac{3}{32} (C_{1h} + C_{2n})(h_1 - h_2)^2 + \frac{6}{32} (C_{1l} + C_{2l})(l_1 - l_2)^2 \quad (25)$$

The values of the energy of misfit calculated with the use of (25) are given in Table 2. Because of the lack of experimental data on the heat of mixing of solid solutions based on  $A^4B^6$  we cannot compare our results with the experiment. However, the comparison with the corresponding data for  $A^3B^5$  given in [1] shows that these values are usually small and make hundredths of eV. The calculated values of the heat of mixing for  $A^4B^6$  have the same order of magnitude.

The values of  $\Omega$  are also given in Table 2. All of them are positive or equal to zero, which indicates that the energy is to be transferred to system from outside.

In [1] it has been shown that for isovalence solid solutions of  $A^3B^5$  and  $A^2B^6$  the main contribution to the heat of mixing comes from the energy of the misfit related to the difference in the interatomic distances in the components of the solid solutions. Our estimates of the misfit energy for  $A^4B^6$  confirm this viewpoint. For this purpose let us consider a cluster of 10 atoms: 1 - substituted atom, 3 - its nearest neighboring and 2 - each neighbors of nearest neighborhoods of the substituted atom. In accordance with [1], the elastic energy corresponding to the change of one bond length is equal to:

$$\frac{1}{2} \left[ \frac{C_1 + C_2}{2} \left( \frac{d_1 - d_2}{2} \right)^2 \right] \quad (24)$$

Here  $C_1$  and  $C_2$  are the force constants of the bonds for each component of the solid solution,  $d_1$  and  $d_2$  are the lengths of these bonds.

In our case we have three bonds of  $h$ -type and six bonds of  $l$ -type. The total energy of the misfit,  $\Omega_{misfit}$ , is equal to:

#### 4. Conclusion.

In summary the tight-binding theory developed by Harrison for calculation the cohesive energy, force constants of bonds and energy of substitution is applied for the first time to  $A^4B^6$  layered crystals with orthorhombic structure. In spite of substantial difference in bonding features from tetrahedral bonds compounds, Harrison's method describes correctly above mentioned crystal properties for  $A^4B^6$ .

- [1] *W.A.Harrison, E.A.Kraut.* Phys. Rev., 1988, B37, № 14, p. 8244-8256.
- [2] *F.M. Gashimzade, D.A. Guseinova.* Inorganic Materials, v. 32, № 9, p.955-959.
- [3] *H.Wiedemeier, H. von Schnerring.* Zeitschrift fur Kristallographic, 1978, 148, p. 295-303.
- [4] *N.Ch.Abrikosov, B.F.Bankina, L.V.Parichkaya, E.V.Skudnova, L.E.Shelimova.* Poluprovodnikoviye soyedineniya, ich polucheniye i svoystva, M. "Nauka", 1967, s. 176.
- [5] *W. Kress, A. Frey, B. Dorner, W. Kaiser.* Proceeding of the Conference on Neutron Scattering, Gatlinburg, Tennessee, USA, 1976, June 6-10, v. 1, p. 216-222.

**F.M. Haşimzadə, E.İ. Hüseynov**

## **ORTOROMBİK A<sup>4</sup>B<sup>6</sup> YARIMKEÇİRİCİLƏRİNDE ƏVƏZLƏNMƏ VƏ HƏLL OLMA ENERJİLƏRİ**

GeS, GeSe, SnS və SnSe kristalları üçün rabitə enerjisi və rabitelerin qüvvə sabitləri, həmçinin bərk məhlulun emələ gelməsiyle əlaqədar əvəzləmə enerjisi və həll olma istiliyi hesablanmışdır. Həll olma istiliyinin əsasən elastiki deformasiya enerjisi ilə əlaqədar olunduğu göstərilmişdir. Bu deformasiya bərk məhlulun komponentlərində rabitələrin uzunluqlarının fərqlənməsi ilə izah olunur.

**Ф.М. Гашимзаде, Э.И. Гусейнов**

## **ЭНЕРГИИ ЗАМЕЩЕНИЯ И РАСТВОРЕНИЯ ДЛЯ ОРТОРОМБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ A<sup>4</sup>B<sup>6</sup>**

Рассчитаны энергии сцепления и силовые постоянные связей для кристаллов GeS, GeSe, SnS, и SnSe. Также вычислены энергии замещения при образовании твердых растворов и теплоты смещения. Показано, что основной вклад в теплоту смещения связан с энергией упругой деформации обязанной различию длин связей в компонентах твердых растворов.

## SL(3,C) - SOLUTIONS OF SELF-DUALITY EQUATIONS

M.A. MUKHTAROV

*Institute of Mathematics and Mechanics  
370602, Baku, F.Agaev str. 9, Azerbaijan*

New solutions of the Yang-Mill's self-duality equation are constructed by means of discrete symmetry transformations for the algebra SL(3,C). The obtained solutions are expressed in terms of determinants of special type matrixes.

1. Over the last few years self-dual Yang-Mills equation have attracted a fair amount of attention. It has been shown [1-8] that a large number of one, two and (1+2)-dimensional integrable models such as Korteweg-de Vries, N-waves, Ernst, Kadomtsev-Petviashvili, Toda lattice, nonlinear Schrödinger equations and many others can be obtained from the four-dimensional self-dual Yang-Mills equation by symmetry reduction and by imposing the constraints on Yang-Mills potentials.

The universality of the self-dual Yang-Mills (SDYM) model as an integrable system has been confirmed in the paper [9] where the general scheme of the reduction of the Belavin-Zakharov Lax pair for self-duality [10] has been represented over an arbitrary subgroup from the conformal group of transformations of  $R_4$ -space. As the result of this reduction one has the Lax pair representation for the corresponding differential equations of a lower dimension.

The problem of constructing of the instanton solutions in the explicit form for semisimple Lie algebra, rank of which is greater than two, remains also important for the present time.

Two effective methods of integration of SDYM for arbitrary semisimple algebra has been proposed in series of papers [11]. However, another approach has been suggested [12]. It based on discrete symmetry transformation that allows us to generate new solutions from the old ones. This method has been applied to many cases, for instance, the exact solutions of principal chiral field problem were obtained in [13].

The purpose of the present paper is to construct the exact solutions of the self-duality equations for the case of SL(3,C) algebra by means of discrete symmetry transformation method.

2. Self-dual equations are the systems of equations for the parameters of a group element  $G$  considering as the functions of four independent arguments  $z, \bar{z}, y, \bar{y}$ .

$$(G_z G^{-1})_z + (G_{\bar{y}} G^{-1})_y = 0 , \quad (1)$$

where  $G_t = \partial_t G$ .

The system of equations (1) can be partially solved

$$G_z G^{-1} = +f_y , \quad G_{\bar{y}} G^{-1} = -f_z$$

where the element  $f$  takes values in the algebra of corresponding group.

System of equations on  $f$  has the following form

$$f_{zz} + f_{yy} + [f_z, f_y] = 0 \quad (2)$$

Following [12], for the case of a semisimple Lie algebra and for an element  $f$  being a solution of (2), the following statement takes place:

There exists such an element  $S$  taking values in a gauge group that

$$S^{-1} \frac{\partial S}{\partial y} = \frac{1}{\tilde{f}_-} \left[ \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y}, X_M \right] - \frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{\tilde{f}_-} X_M \quad (3)$$

$$S^{-1} \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{1}{\tilde{f}_-} \left[ \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z}, X_M \right] + \frac{\partial}{\partial y} \frac{1}{\tilde{f}_-} X_M$$

Here  $X_M$  is the element of the algebra corresponding to its maximal root divided by its norm, i.e.,

$$[X_M^+, X^-] = H, \quad [H, X^\pm] = \pm 2X^\pm$$

—  $\tilde{f}_-$  — is the coefficient function in the decomposition of  $f$  of the element corresponding to the minimal root of the algebra,  $\tilde{f}_- = \sigma f \sigma^{-1}$  and where  $\sigma$  is an automorphism of the algebra, changing the positive and negative roots.

In the case of algebra SL(3,C) we'll consider the case of three dimensional representation of algebra and the following

$$\text{form of } \sigma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

The discrete symmetry transformation, producing new solutions from the known ones, is as follows:

$$\frac{\partial F}{\partial y} = S \frac{\partial \tilde{f}}{\partial y} S^{-1} + \frac{\partial S}{\partial \bar{z}} S^{-1} , \quad \frac{\partial \bar{F}}{\partial z} = S \frac{\partial \tilde{f}}{\partial z} S^{-1} - \frac{\partial S}{\partial \bar{y}} S^{-1} \quad (4)$$

3. Let's represent the explicit formulae for transformation of the self-duality equations in the case of SL(2,C) algebra

$$f = \alpha_1 X_1^+ + \alpha_2 X_2^+ + \alpha_{1,2} X_{1,2}^+ + \tau_1 h_1 + \tau_2 h_2 + a_1 X_1^- + a_2 X_2^- + a_{1,2} X_{1,2}^- , \quad (5)$$

In connection with the general scheme, first of all, it is necessary to find the solution of the equations (3) for the SL(3,C) valued function  $S$  for given  $\xi$ , solution of self-duality equation (2).

From (3) it is clear that  $S$  is upper triangular matrix and can be represented in the following form:

$$S = \exp \beta_1 X_1^+ \exp \beta_{1,2} X_{1,2}^+ \exp \beta_2 X_2^+ \exp \beta_0 H \quad , \quad (6)$$

where  $H = h_1 + h_2$ .

After substitution of the last representation of  $S$  into (3) and taking into account (5), we have at every step of the recurrent procedure the following relations

$$\begin{aligned} \beta_0 &= \ln \alpha_{1,2} , \quad \beta_1 = \alpha_2 , \quad \beta_2 = \alpha_1 \\ (\beta_{1,2})_y &= (\alpha_{1,2})_{\bar{z}} - (\delta_1 + \delta_2)_y \alpha_{1,2} - (\alpha_1)_y \alpha_2 \\ (\beta_{1,2})_z &= -(\alpha_{1,2})_{\bar{y}} - (\delta_1 + \delta_2)_z \alpha_{1,2} - (\alpha_1)_z \alpha_2 \end{aligned} \quad (7)$$

As the initial solution we'll take the explicit solution  $\xi$  belonging to the algebra of upper triangular matrixes:

$$\xi = \alpha_1 X_1^+ + \alpha_2 X_2^+ + \alpha_{1,2} X_{1,2}^+ + \tau_1 h_1 + \tau_2 h_2 \quad (8)$$

The component form of self-duality equations for this case is following

$$\begin{aligned} \square \tau_1 &= 0 , \quad \square \alpha_i = \{\delta_i, \alpha_i\}_{y,z} , \quad i=1,2 , \\ \square \alpha_{1,2} &= \{\delta_1 + \delta_2, \alpha_{1,2}\}_{y,z} \quad , \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tau_i &= \oint_c \tau_i(\lambda) d\lambda , \quad \alpha_i = \oint_c \alpha_i(\lambda) \exp(-\bar{\delta}_i(\lambda)) d\lambda , \quad \bar{\delta}_i(\lambda) = \oint_c \frac{d\lambda' \delta_i(\lambda') d\lambda'}{\lambda - \lambda'} , \quad i = 1,2 , \\ \alpha_{1,2} &= \oint_c \alpha_{1,2}(\lambda) \exp(-\bar{\delta}_1(\lambda) - \bar{\delta}_2(\lambda)) d\lambda + \oint_c \alpha_1(\lambda) \exp(-\delta_1(\lambda)) d\lambda \oint_c \frac{d\lambda' \alpha_2(\lambda') \exp(-\delta_2(\lambda'))}{\lambda - \lambda'} \quad (10) \end{aligned}$$

Here the circle integration goes over the complex parameter  $\lambda$  and all integrated functions are arbitrary functions of three independent variables ( $y + \lambda \bar{z}, z - \lambda \bar{y}, \lambda$ ).

By the direct check one can be convinced that (10) are the solutions of equations (9). The formulae (10) can also be obtained as a solution of homogeneous Riemann problem in the case of the solvable algebra [11].

Let's represent two types of Backlund transformation by means of which one can construct new types of solutions of equations (9) from the known solution (10). For solutions of

$$\begin{aligned} (\alpha_{1,2}^{0,k})_{\bar{z}} - (\delta_1 + \delta_2)_y \alpha_{1,2}^{0,k} - (\alpha_1^k)_y \alpha_2^k &= (\alpha_{1,2}^{0,k+1})_y \\ - (\alpha_{1,2}^{0,k})_{\bar{y}} - (\delta_1 + \delta_2)_z \alpha_{1,2}^{0,k} - (\alpha_1^k)_z \alpha_2^k &= (\alpha_{1,2}^{0,k+1})_z \end{aligned} \quad (12)$$

and

$$\begin{aligned} (\alpha_{1,2}^{k,0})_{\bar{z}} - (\delta_1 + \delta_2)_y \alpha_{1,2}^{k,0} + \alpha_1^k (\alpha_2^k)_y &= (\alpha_{1,2}^{k+1,0})_y \\ - (\alpha_{1,2}^{k,0})_{\bar{y}} - (\delta_1 + \delta_2)_z \alpha_{1,2}^{k,0} + \alpha_1^k (\alpha_2^k)_z &= (\alpha_{1,2}^{k+1,0})_z \end{aligned} \quad (13)$$

Note that starting, zero step of upper transformations procedure coincides with initial solutions (10).

Let's return to the solution of the equation (7) at the first step of the recurrent procedure.

where  $\square = \frac{\partial^2}{\partial z \partial \bar{z}} + \frac{\partial^2}{\partial y \partial \bar{y}}$ ;  $\delta_1 = 2\tau_1 - \tau_2$ ,  $\delta_2 = 2\tau_2 - \tau_1$  and figure brackets of two functions  $g_1$  and  $g_2$  denotes :  $(g_1, g_2)_{y,z} = \frac{\partial g_1}{\partial y} \frac{\partial g_2}{\partial z} - \frac{\partial g_2}{\partial y} \frac{\partial g_1}{\partial z}$ .

The general solution of system (9) takes the form

first two equations of (9) this two Backlund transformations are the same:

$$\begin{aligned} (\alpha_i^k)_{\bar{z}} - (\delta_i)_y \alpha_i^k &= (\alpha_i^{k+1})_y \\ - (\alpha_i^k)_{\bar{y}} - (\delta_i)_z \alpha_i^k &= (\alpha_i^{k+1})_z , \quad i = 1,2 \end{aligned} \quad (11)$$

For solutions of the third equation of the system (9) they are different:

Comparing (7) and (13) we came to the conclusion that  $\beta_{1,2} = \alpha_{1,2}^{0,1}$ .

Finally, knowing all components of matrix  $S$  and using (4) we can express the solution

$$F = F_1^+ X_1^+ + F_2^+ X_2^+ + F_{1,2}^+ X_{1,2}^+ + F_1^0 h_1 + F_2^0 h_2 + F_1^- X_1^- + F_2^- X_2^- + F_{1,2}^- X_{1,2}^-$$

of self-duality equations at the first step of the recurrent procedure in terms of chains (11)-(13):

$$\begin{aligned} F_1^0 &= \tau_1 + \frac{\alpha_{1,2}^{1,0}}{\alpha_{1,2}^{0,0}}, \quad F_2^0 = \tau_2 + \frac{\alpha_{1,2}^{0,1}}{\alpha_{1,2}^{0,0}}, \\ F_{1,2}^- &= \frac{1}{\alpha_{1,2}^{0,0}}, \quad F_1^- = \frac{\alpha_2^0}{\alpha_{1,2}^{0,0}}, \quad F_2^- = -\frac{\alpha_1^0}{\alpha_{1,2}^{0,0}}, \\ F_1^+ &= -\frac{1}{\alpha_{1,2}^{0,0}} \begin{vmatrix} \alpha_1^0 & \alpha_1^1 \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{1,0} \end{vmatrix}, \quad F_2^+ = -\frac{1}{\alpha_{1,2}^{0,0}} \begin{vmatrix} \alpha_2^0 & \alpha_2^1 \\ \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \end{vmatrix}, \\ F_{1,2}^+ &= \frac{1}{\alpha_{1,2}^{0,0}} \begin{vmatrix} \alpha_{1,2}^{0,0} & \alpha_{1,2}^{0,1} \\ \alpha_{1,2}^{1,0} & \alpha_{1,2}^{1,1} \end{vmatrix} \end{aligned}$$

The general formulae of the recurrent procedure as well as the expression for the group element will be considered in further publication.

- 
- [1] R.S. Ward, *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* A315, 451 (1985); *Lect. Notes Phys.*, 1987, 280, 106; *Lond. Math. Soc. Lect. Notes Ser.*, 1990, 156, 246.
  - [2] L.J. Mason and G.A. Sparling, *Phys. Lett.*, 1989, A137, 29; *J. Geom. and Phys.*, 1992, 8, 243.
  - [3] S. Chakravarty, M.J. Ablowitz and P.A. Clarkson, *Phys. Rev. Lett.*, 1990, 1085.
  - [4] I. Bakas and D.A. Depireux, *Mod. Phys. Lett.*, 1991, A6, 399.
  - [5] M.J. Ablowitz, S. Chakravarty and L.A. Takhtajan, *Comm. Math. Phys.*, 1993, 158, 1289.
  - [6] T.A. Ivanova and A.D. Popov, *Phys. Lett.*, 1992, A170, 293.
  - [7] L.J. Mason and N.M.J. Woodhouse, *Nonlinearity* 1, 1988, 73; 1993, 6, 569.
  - [8] M. Kovalyov, M. Legare and L. Gagnon, *J. Math. Phys.*, 1993, 34, 3425.
  - [9] M. Legare and A.D. Popov, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.*, 1994, 59, 845.
  - [10] A.A. Belavin and V.E. Zakharov, *Phys. Lett.*, 1978, B73, 53.
  - [11] A.N. Leznov and M.A. Mukhtarov, *J. Math. Phys.*, 1987, 28 (11), 2574; *Prepr. IHEP*, 1987, 87-90. *Prepr. ICTP* 163, Trieste, Italy, 1990; *J. Sov. Laser Research*, 13 (4), 284, 1992.
  - [12] A.N. Leznov, *IHEP preprint-92/87*, 1990.
  - [13] A.N. Leznov, M.A. Mukhtarov and W.J. Zakrzewski, *Tr. J. of Physics* 1995, 19, 416.

M.A. Muxtarov

## AVTODUAL TƏNLİYİNİN SL(3,C)-HƏLLƏRİ

Diskret simmetriya çevrilmələri metodu vasitəsilə SL(3,C) cəvri üçün Yang-Mills avtodual tenliyinin yeni həlləri alınmışdır. Alınmış həllər xüsusi şəkilli matriçaların determinantları ifadə olunmuşdur.

M.A. Müxtarov

## SL(3,C)-РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ АВТОДУАЛЬНОСТИ

Методом преобразований дискретных симметрий построены новые решения уравнений автодуальности Янга-Миллса для алгебры SL(3,C). Построенные решения выражены в терминах детерминантов матриц специального типа.

# ДАТЧИКИ ХОЛЛА НА ОСНОВЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР n-InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>-i-GaAs

Ф.Д. КАСИМОВ

*Азербайджанское Национальное Аэрокосмическое Агентство  
370106, Баку, пр. Азадлыг, 159*

Я.Ю. ГУСЕЙНОВ

*Бакинский Государственный Университет  
370148, Баку, ул. З. Халилова, 23*

Исследован эффект Холла в висмутосодержащих эпитаксиальных пленках антимонида индия на полуизолирующих подложках арсенида галлия в зависимости от толщины пленок и рассчитана их оптимальная толщина в зависимости от концентрации носителей и глубоких ловушек.

Показано, что замещение 10 % атомов Sb атомами Bi приводит к увеличению верхнего температурного диапазона работы датчиков Холла до 200 °C.

Пленки антимонида индия наряду с другими полупроводниковыми соединениями A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> являются традиционным материалом для изготовления гальваномагнитных приборов [1]. В настоящее время пленки InSb на полуизолирующих подложках получают, как правило, путем их термического напыления и последующего отжига [2]. Применение различных методов рекристаллизации позволило получать практически монокристаллические пленки InSb, в том числе гетероструктуры n-InSb-i-GaAs. Гетероэпитаксиальные структуры с концентрацией электронов 6·10<sup>17</sup>, полученные напылением слоя InSb на полуизолирующие подложки GaAs с подпяткой источника In-Sb парами сурьмы [3], нашли практическое применение в создании датчиков Холла (ДХ), предназначенных для измерения сильных магнитных полей (до 14 Тл) в температурном диапазоне (4,2÷350)К.

Одним из путей повышения быстродействия и термостабильности магниточувствительных элементов является использование в них висмутосодержащих пленок [4].

С целью увеличения верхнего предела рабочего диапазона температур нами исследовались ДХ, изготовленные на основе пленок InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> со значением x=0,1. Образцы ДХ изготавливались на гетероэпитаксиальных структурах, содержащих пленки InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>, напыленные на полуизолирующие арсенидгаллиевые подложки, легированные хромом, выращенные из ограниченно объема раствора в расплаве висмута. Согласно [5], плотность дислокаций в таких пленках на порядок меньше (~ 6·10<sup>5</sup> см<sup>-2</sup>), чем в структурах, полученных в аналогичных режимах из раствора в расплаве галлия. Это объясняется тем, что дефектообразующим фактором является попадание атома в междоузлие. Эти атомы образуют дислокации несоответствия. Вытеснение таких атомов может быть произведено путем перекристаллизации твердого раствора висмутовой зоной, поскольку атомы Bi обладают наибольшим ковалентным радиусом и малой энергией присоединения [6].

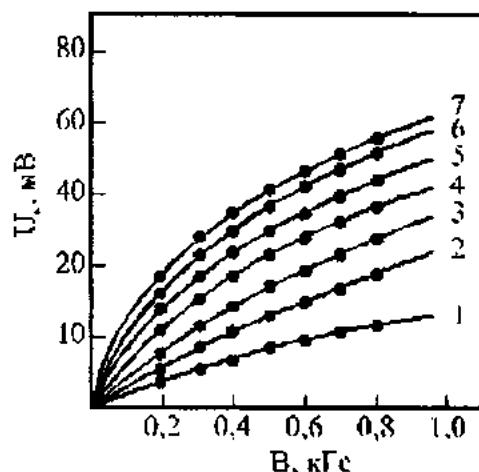
Заданное значение концентрации Bi получалось путем диффузионного насыщения пленки InSb парами висмута при температуре 350 °C в вакуумированных ампулах. После этого пленки подвергались импульсной термообработке некогерентным ИК-излучением на установке ИТО-18М [7]. Термическая обработка проводилась

импульсами длительностью 0,1 мкс при температурах (800-1300 °C) со скоростью нарастания температуры 100°C. С помощью метода металлографии было установлено, что плотность дислокаций была в два раза меньше, чем в работе [5], причем наименьшими значениями обладали образцы, подвергнутые термообработке при температурах, не более 900 °C. С увеличением температуры обработки до 1300 °C плотность дислокаций возрастила до 2·10<sup>7</sup> см<sup>-2</sup>, что аналогично результатам, полученным в [8] для кремниевых пластин.

Измерение э.д.с. Холла от величины магнитной индукции для пленок с концентрацией носителей 6·10<sup>17</sup> см<sup>-3</sup> показало (рис.1), что она сильно зависит от толщины пленки: с уменьшением толщины ниже определенного значения чувствительность ДХ возрастает в значительно меньшей степени, чем это следует из известной формулы:

$$U_x = R \frac{I \cdot B}{d} \quad , \quad (1)$$

где I - ток, B - магнитная индукция, R - постоянная Холла, а d - толщина эпитаксиальной пленки.



*Рис. 1. Зависимость холловского напряжения от магнитной индукции при различных толщинах эпитаксиальной пленки. 1-7) 15; 12; 9; 7; 5; 3; 1,5 μm.*

Это связано с тем, что по мере уменьшения толщины пленки начинает сказываться механизм рассеяния носителей на дефектах границы раздела пленка-подложка. При толщинах  $d < 3$  мкм чувствительность резко падала. На рис.2 показаны результаты измерения подвижности носителей  $\mu_n$  в зависимости от толщины пленки по методике, изложенной в [9].

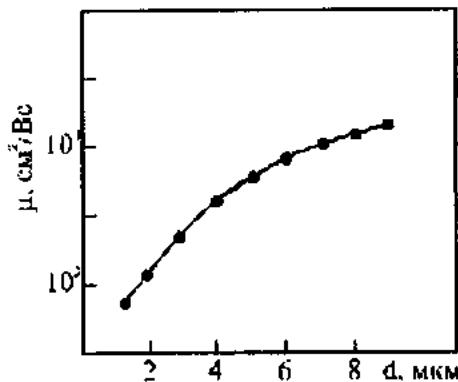


Рис.2. Влияние толщины пленки  $\text{InSb}_{1-x}\text{Bi}_x$  на полуизолирующим арсениде галлия на холловскую подвижность электронов.

Отсюда следует, что для правильного конструирования ДХ важно знать не только электрофизические параметры эпитаксиального слоя, но и оптимальное значение его толщины. Влияние глубоких ловушек на подвижность носителей оказывается таким образом, что реальная проводимость оказывается меньше, чем это следует из заданных значений конструктивных и электрофизических параметров.

При рассмотрении влияния  $p-n$  перехода на проводимость пленки обычно используют численные методы, либо выражения, выписанные по аналогии с  $p-n$  переходом [10]. Однако, в слое обеднения  $p-n$  перехода плотность отрицательного заряда, создаваемого заполненными глубокими центрами захвата, изменяется значительно, в отличие от обычного  $p-n$  перехода, в котором заполнение мелкого акцептора постоянно во всей  $p$ -области.

В [11] получено аналитическое выражение для толщины  $p-n$  перехода между эпитаксиальной пленкой и арсенидгалиевой полуизолирующей подложкой, содержащей глубокие ловушки с концентрацией  $N_t$ :

$$\Delta d = I_d \left[ 2 \frac{N_t - N_{os}}{N_o + N_t - N_{os}} \left( \ln \frac{N_o}{n_i} + \frac{N_t}{N_t - N_{Cs}} \ln \frac{N_t}{N_{os}} - 1 \right) \right]^2, \quad (2)$$

где  $I_d$  - дебаевская длина в пленке,  $N_o$  - концентрация мелких доноров в пленке, а  $N_{os}$  - концентрация мелких доноров в подложке.

Рассчитанные по формуле (2) значения толщины  $p-n$  перехода в зависимости от  $N_o$  для различных значений концентраций глубоких ловушек приведены в таблице.

Таблица. Толщина  $p-n$  перехода при различной концентрации мелких доноров в пленке,  $\Delta d$ , мкм

$N_t \cdot 10^{17}, \text{см}^{-3}$	Концентрация глубоких центров захвата $N_o \cdot 10^{16}, \text{см}^{-3}$									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1,0	1,69	2,757	3,381	3,82	4,155	4,42	4,636	4,816	4,969	5,1
1,5	1,15	1,904	2,364	2,7	2,965	3,181	3,362	3,516	3,65	3,767
2,0	0,8737	1,457	1,822	2,094	2,312	2,493	2,647	2,781	2,898	3,002
2,5	0,7053	1,182	1,484	1,713	1,898	2,054	2,188	2,305	2,409	2,502
3,0	0,5919	0,9951	1,253	1,45	1,611	1,748	1,866	1,97	2,063	2,147
3,5	0,5102	0,8598	1,085	1,259	1,401	1,522	1,628	1,722	1,806	1,882
4,0	0,4486	0,7573	0,9574	1,112	1,24	1,349	1,445	1,53	1,607	1,676
4,5	0,4003	0,6768	0,8569	0,9965	1,112	1,212	1,299	1,377	1,448	1,512
5,0	0,3616	0,612	0,7756	0,903	1,009	1,1	1,181	1,253	1,318	1,377
5,5	0,3298	0,5586	0,7086	0,8257	0,9233	1,008	1,082	1,149	1,21	1,265
6,0	0,3031	0,514	0,6524	0,7608	0,8513	0,9296	0,999	1,061	1,118	1,17
6,5	0,2805	0,476	0,6046	0,7054	0,7898	0,863	0,9279	0,9863	1,04	1,089
7,0	0,2611	0,4433	0,5634	0,6577	0,7367	0,8054	0,8664	0,9214	0,9716	1,018
7,5	0,2442	0,4148	0,5275	0,616	0,6904	0,7551	0,8126	0,8646	0,912	0,9557
8,0	0,2294	0,3898	0,4959	0,5794	0,6496	0,7108	0,7652	0,8144	0,8594	0,9009

Экспериментально измерив  $\sigma$  и  $\mu_n$  для реальных образцов, можно вычислить  $\Delta d$  по формуле:

$$\sigma = \frac{q\mu_n W N_c}{L} (d - \Delta d), \quad (3)$$

где  $L, W, d$  - длина, ширина и толщина пленки соответственно, а  $\mu_n$  - подвижность электронов.

Определив  $\Delta d$  и оценив по данным таблицы объемную концентрацию глубоких ловушек, можно выбрать оптимальную толщину эпитаксиальной пленки.

Для концентрации носителей в пленке  $6 \cdot 10^{17}$  и концентрации глубоких ловушек  $N_t = 4 \cdot 10^{16}$ , согласно данным таблицы, толщина  $p-n$  переходного слоя равна 0,76 мкм. Исходя из требования, чтобы влияние переходного слоя на проводимость эпитаксиальной пленки было не более 10 %, толщина последней была выбрана 7 мкм.

Высокие значения управляющего тока (~200 мА) создают механические напряжения в омических контактах к пленке, которые могут привести к отслаиванию при циклических изменениях температуры. Для устранения этого

явления была применена трехслойная система металлизации: V-Cu-Ni.

На рис.3 приведены результаты измерения холловской подвижности электронов в пленках InSb<sub>0.9</sub>Bi<sub>0.1</sub> в зависимости от температуры, из которого видно, что в температурном диапазоне (-200+200)°C подвижность сохраняет свое высокое значение и слабо зависит от температуры.

На основе проведенных исследований были разработаны ДХ на основе InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub> с геометрическими размерами 220×160 мкм<sup>2</sup> магнитной чувствительностью 500 мВ/Тл и рабочим диапазоном температур (-200+200) °C.

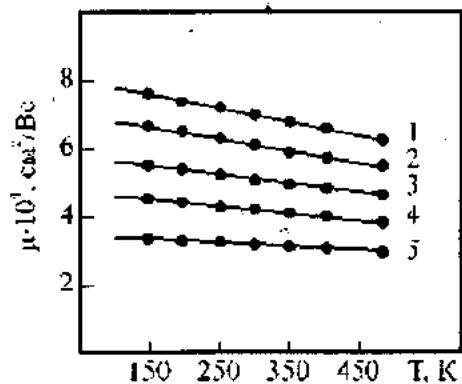


Рис.3. Зависимость холловской подвижности электронов от температуры. 1-5: 15; 12; 9; 7; 5 мкм.

- [1] В.М. Гусев, К.С. Константинов, В.И. Погодин и др. Приборы и техника эксперимента, 1981, № 5, с. 249.
- [2] Э.И. Болванович. Полупроводниковые пленки и микроминиатюрные измерительные преобразователи, Минск: Наука и техника, 1981, с. 214.
- [3] Г.Я. Портной, О.А. Постных, В.И. Тихонов. В кн.: Синтез и рост совершенных кристаллов и пленок полупроводников, Новосибирск: Наука, Сибирское Отделение, 1981, с. 127-132.
- [4] В.В. Рандошкин, В.В. Ефремов, Е.В. Шушерова. Письма в ЖТФ, 1993, т. 19, вып.2, с. 43-46.
- [5] А.А. Котлевский, М.Д. Лубянская, И.Е. Марончук. Тезисы докладов 12-й Всероссийской научной конференции по микроэлектронике, Тбилиси, 1987, ч. 7, с. 9-10.
- [6] В.А. Овчинников, А.В. Благин, Д.Л. Алфимова. Труды 5-й НТК с международным участием «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники», Таганрог, 1998, с.50.
- [7] А.М. Светличный, Д.А. Сеченов, В.В. Поляков. Электронная промышленность, 1991, № 3, с.6-7.
- [8] О.А. Агеев, А.Ш. Мехтиев, Н.М. Мурадов. Физика, 1999, т. 5, № 1, с. 40-43.
- [9] Ф.Д. Касимов, Е.В. Кучис, Х.А. Асадов и др. Литовский Физический сборник, 1990, т.30, №1, с.67-71.
- [10] J. Honege, G. Pearson. J. Appl. Phys. 1978, v. 49, № 6, p. 3348-3352.
- [11] Я.Ю. Гусейнов, Ф.Д. Касимов, Г.П. Кемерчев. Физика АН АР, 1999, №3 (в печати).

F.C. Qasimov, Ya.Yu. Hüseyinov

### n-InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>-i-GaAs HETEROSTRUKTURLARIN ƏSASINDA HOLL VERİCİLƏRİ

Yarı izolə olunmuş gallium arsen allığıları üzerinde tərkibində bismut olan InSb epitaksial təbəqələrinde təbəqələrin qalınlığından asılı olaraq Holl effekti tədqiq olunmuşdur. Yük daşıyıcıların və dərin tələlərin konsentrasiyasından asılı olaraq optimallıq hesablanmışdır.

Göstərilmişdir ki, Sb atomlarının 10%-nin bismutla əvəz olunması Holl vericilərinin yuxarı işçι temperaturunu 200° C-dək artırmağa götərib çıxarır.

F.D.Kasimov, Ya.Yu.Guseinov

### HALL DEVICES ON THE BASE OF n-InSb<sub>1-x</sub>Bi<sub>x</sub>-i-GaAs HETEROSTRUCTURES

The Hall effect in the epitaxial films InSb on the semiisolating GaAs substrated as function of thickness films was investigated and its optimal thickness at the certain concentration of free carrier and deep levels are defined.

It was shown, that 10 % dopant level of atoms bismuth increases the high temperature boundary of Hall devices up to +200 °C.

# ИСПАРЕНИЕ И КОНДЕНСАЦИЯ КОНГРУЭНТНО ИСПАРЯЮЩИХСЯ СОЕДИНЕНИЙ $A_{II}V_{VI}$

**Н.Д. АХМЕД-ЗАДЕ, М.Ю. СЕИДОВ**

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

В работе сделана успешная попытка сравнения температурного интервала конгруэнтно испаряющегося состава соединения на теоретической кривой зависимости состава конденсата от температуры с экспериментальной кривой температурной зависимости парциальных давлений паров элементов, составляющих диссоциирующее соединение.

Показано, что для селенида цинка этот интервал составляет 1190-1230 К.

Современное состояние техники получения монокристаллов и слоев высокочистых соединений  $A_{II}V_{VI}$  из паровой фазы требует воспроизведимого получения таких соединений, в которых концентрация примесей и дефектов, создающих локальные состояния внутри запрещённой зоны полупроводников, была бы минимизирована [1].

Фактически эта проблема имеет два аспекта: первичное "загрязнение" полупроводника происходит одним из компонентов в сверхстехиометрических количествах, вторичное его загрязнение - вследствие того, что при росте кристаллов и слоев из шихты с нарушенной стехиометрией, с помощью парогазовой технологии коэффициенты распределения многих примесей изменяются в неблагоприятном направлении [2].

Из анализа фазовых диаграмм равновесия большинства изученных соединений следует, что при каждой температуре существуют строго определенные значения парциальных давлений, при которых достигается стехиометрический рост. При любых вариациях параметров стехиометрическое соотношение между вакансиями и междоузлиями в соответствующей подрешётке нарушается; при сверхкритических соотношениях нарушается также общее условие компенсации.

Потому совершенно очевидно, что для выращивания высококачественных монокристаллов и слоев из паровой фазы необходимо использование в качестве источника пара шихты конгруэнтно испаряющегося состава [3,4]. Для большинства случаев температурный интервал существования конгруэнтно испаряющейся шихты удается определить расчетным путем, используя метод констант химического равновесия (К.Х.Р.).

Приведём анализ расчёта для соединения селенида цинка, при этом основные подходы и методология расчёта, справедливы и для других соединений группы  $A_{II}V_{VI}$ . Из литературных данных [2] известно, что основными дефектами в селениде цинка являются однократно и двукратно ионизованные вакансии цинка и селена:  $V_{Zn}^{--}$ ,  $V_{Zn}^-$ ,  $V_{Se}^{++}$ ,  $V_{Se}^+$ . Эти вакансии можно выразить через соответствующие константы образования реакции:

$$K_{V_{Zn}} = K_1 = \frac{[V_{Zn}^-]}{P_{Zn}}$$

отсюда

$$V_{Zn}^- = \frac{K_1 n}{P_{Zn}}$$

Здесь  $K_{V_{Zn}}$  - константа образования однократно ионизованной вакансии цинка,  $n$  - концентрация,  $P_{Zn}$  - парциальное давление цинка. Аналогично расписываются уравнения образования  $V_{Zn}^{--}$ ,  $V_{Se}^{++}$ ,  $V_{Se}^+$ . Равновесие между дырками и электронами выражается через константы равновесия классическим уравнением  $p_r = K^2$ ;  $p$  и  $r$  - концентрации электронов и дырок соответственно,  $K$  - константа равновесия. Все эти уравнения (точнее пять уравнений) объединяются с помощью уравнения, описывающего условие электронейтральности в полупроводниках:

$$n + V_{Zn}^- + 2V_{Zn}^{--} = p + V_{Se}^+ + 2V_{Se}^{++}.$$

Выражая вакансии через соответствующие константы образования, взятые из предыдущих уравнений, после преобразований получаем уравнение:

$$A_1 n^3 + 2A_2 n^4 - A_3 n - 2A_4 = 0$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$A_1 = \frac{P_{Zn} + K}{P_{Zn}}, \quad A_2 = \frac{K_2}{P_{Zn}},$$

$$A_3 = P_{Zn} \left( \frac{K_5^2}{P_{Zn}} + K_3 \right), \quad A_4 = K_4 P_{Zn},$$

а парциальные давления явно зависят от  $T$ .

Это уравнение решается на ЭВМ известной методикой Ньютона-Рапсона. Подставляя полученные решения в уравнения для концентраций точечных дефектов и парциальных давлений, получаем кривые зависимостей состава пара от температуры для трёх соотношений концентраций элементов соединения (Рис.1). Из рисунка видно, что температурный интервал соответствующий конгруэнтно испаряющемуся составу (кривая 1) лежит в области 1190-1230 К.

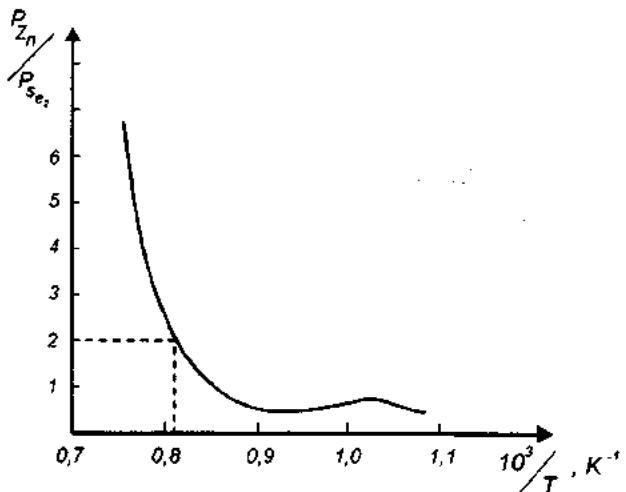


Рис. 1. Расчетные кривые зависимостей состава пара от температуры для 3-х соотношений концентрации компонентов: I.  $n_{Zn}:n_{Se}=1$ , II.  $n_{Zn}:n_{Se}=0.1$ , III.  $n_{Zn}:n_{Se}=10$ .

Проведённые ранее исследования по измерению температурной зависимости парциальных давлений паров компонентов селенида цинка над нагретым соединением методом оптического поглощения паров компонентов [5] показали хорошее согласие между температурной областью конгруэнтно испаряющегося состава на экспериментальной кривой Рис.2 (на рисунке отмечено пунктиром точка  $P_{Zn}/P_{Se_2}$ , где  $P_{Zn}=P_{Se_2}$ ) с расчётным температурным интервалом рис.1, кривая 1. Экспериментальные данные по определению температурного интервала

- [1] Fujita, Sherio Kawakami, Yoichi, Shigeo. J. Cryst. Growth., 1996, № 164, pp. 196-201.
- [2] Физика и химия соединений  $A_{II}B_{VI}$ . Под ред. С.А. Медведева, М., "Мир", 1970, с. 624. (перевод с англ.)
- [3] В.Н. Мартынов, Н.Д. Ахмед-заде, А.И. Соловьев, М.Б. Славин. Способ получения легковозгоняющихся соединений  $A_{II}B_{VI}$ . Авторское свидетельство №1077342, Бюлл., изобр. №8, 1984.
- [4] В.Н. Мартынов, Н.Д. Ахмед-заде, М.Б. Славин, А.Н. Соловьев, С.П. Кобелева. Электронная промышленность, 1982, №6, с. 55-57.

существования конгруэнтно испаряющегося состава для других соединений группы  $A_{II}B_{VI}$  были сделаны в работах [6,7]. Сравнение температурных интервалов конгруэнтно испаряющегося состава, найденных экспериментальным путём для других соединений  $A_{II}B_{VI}$  с расчётными даёт хорошее согласие.

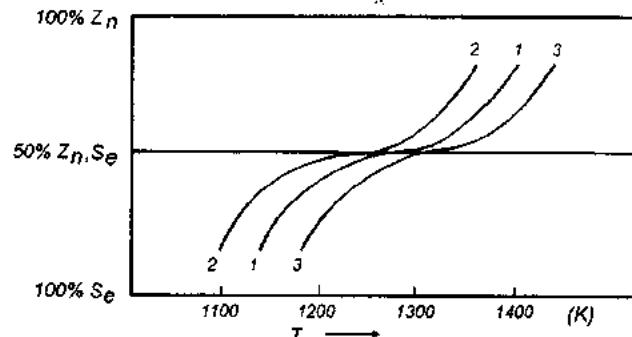


Рис. 2. Температурная зависимость отношений парциальных давлений цинка и селена над сублимирующим соединением.

Таким образом, предложенная методика расчёта температуры конгруэнтно испаряющегося состава позволяет, не прибегая к дополнительным экспериментальным исследованиям, определить температурные и кинетические условия получения высокочистых соединений  $A_{II}B_{VI}$ , а также оптимизировать процессы получения как поликристаллического, так и монокристаллического материала этих соединений стехиометрического состава из парогазовой фазы.

- [5] С.А. Медведев, В.Н. Мартынов, С.П. Кобелева, Н.Д. Ахмед-заде. Электронная техника, сер. "Материалы", 1984, вып. 11, с. 87-89.
- [6] И.В. Корнеева, А.З. Беляев, А.В. Новоселова. Журнал неорганической химии, 1960, № 1, с. 5-7.
- [7] З.П. Шогенов. Теоретические и экспериментальные исследования глубокой очистки теллурида кадмия - Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата тех. наук, Москва, МИСиС, 1979.

N.D. Ahmed-zade, M.Yu. Seidov

## KONGRUENT BUXARLANAN $A_{II}B_{VI}$ BİRLƏŞMƏLƏRİN BUXARLANMASI VƏ KONDENSASIYASI

Məqalədə kongruent buxarlanan tərkibin kondensatın tərkibinin temperaturdan asılılığı nəzəri əyrisi ilə parçalanın birleşmə əmələ getirən buxarlanma elementlərin parsial təzyiginin eksperimental temperatur əyrisinin temperatur intervalını müqayisə etmək üçün uğurlu cəhd edilmişdir.

Selenid Sink üçün bu intervalın  $1190 \pm 1230$  K olduğu göstərilmişdir.

N.D. Achmed-zade, M.Yu. Seidov

## EVAPORATION AND CONDENSATION OF CONGRUENT EVAPORATED COMPOUNDS $A_{II}B_{VI}$

At present work it has been made successfully attempt of comparision of temperature interval of congruent evaporated compounds on the theoretical curve of dependence composition of condensate on temperature with the experimental curve of temperature dependence of partial pressure of steam of elements composition dissociation of compounds.

It has been showed, that this interval for ZnSe is  $1190 \pm 1200$ .

Дата поступления: 24.09.98

Редактор: Р.Б. Шафизаде

# СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ КРИСТАЛЛОВ GaAs И ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As И Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As

**М.И. АЛИЕВ, Ш.Ш. РАШИДОВА, И.М. АЛИЕВ**

*Институт Физики АН Азербайджана*

*370143, Баку, пр. Г. Джафарова, 33*

В работе приводятся результаты измерений отражательной способности в Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As, Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As, GaAs, GaP, и InAs. Определена эффективная масса в твердых растворах. Результаты контролировались значениями, которые совпадают с экспериментальными данными.

Полупроводниковые соединения типа A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> и твердые растворы на их основе широко используются в оптоэлектронных преобразователях [1,2]. Поэтому исследование оптических свойств этих соединений представляет большой интерес.

В настоящей работе приводятся результаты исследования спектров отражений некоторых соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> как чистых, так и легированных, а также твердых растворов на основе GaAs.

Спектры отражения измерялись на спектрофотометрах "Specord/75-IR", "Specord M-40" в интервале длин волн (0,2 ÷ 25) мкм при комнатной температуре.

На рис.1 представлены спектры отражения образцов: Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As ( $n = 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ); Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As ( $n = 1,2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ), GaAs<Sn> ( $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), GaAs<Te> ( $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ). Характерным является наличие глубокого плазменного минимума.

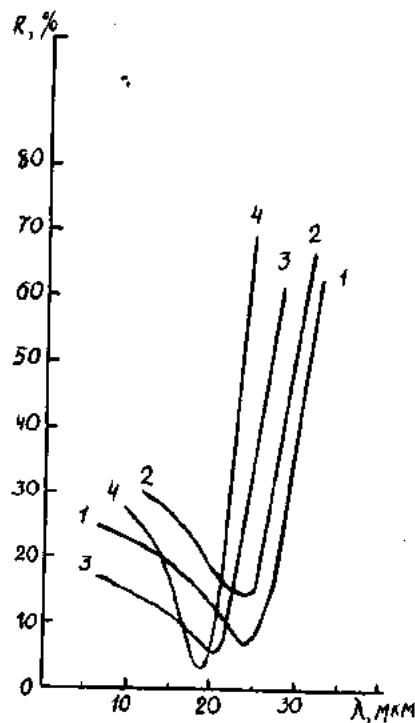


Рис.1. Кривые отражения при 300 К для образцов:

- 1) Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As ( $n = 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ),
- 2) Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As ( $n = 2,58 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ),
- 3) GaAs<Sn> ( $n = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) и
- 4) GaAs<Te> ( $n = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ).

Известно, что в легированных полупроводниках эффективная масса и положение минимума в спектрах от-

ражения связаны соотношением

$$\frac{m^*}{m_0} = \frac{eN\lambda_{min}^2}{\pi c^2 m_e (\varepsilon_r - 1)}, \quad (1)$$

где  $N$  - концентрация носителей заряда,  $\lambda_{min}$  - длина волны, соответствующая плазменному минимуму,  $e$  - заряд электрона,  $c$  - скорость света,  $\varepsilon_r$  - диэлектрическая постоянная,  $m_0$  - масса свободного электрона.

Результаты вычислений эффективной массы в кристаллах по формуле (1) следующие:  $m^* = 0,083m_0$  (Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As),  $m^* = 0,031m_0$  (Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As),  $m^* = 0,06m_0$  (GaAs<Sn>).

Экспериментальные результаты по формуле (1) для твердых растворов Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As и Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As контролировались формулой (2) из работы [4].

$$\frac{m^*}{m_0} = \left( \frac{x}{0,14} + \frac{1-x}{0,067} \right)^{-1} \text{ и } \frac{m^*}{m_e} = \left( \frac{1-x}{0,065} + \frac{1-x}{0,025} \right)^{-1}, \quad (2)$$

соответственно.

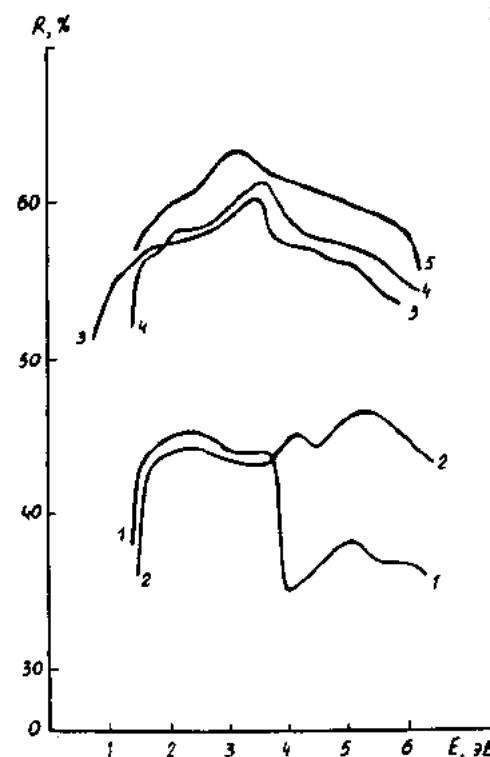


Рис.2. Спектры отражения кристаллов 1) Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As; 2) InAs; 3) GaAs; 4) GaP и 5) Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As при 300 К.

Результаты вычислений для твердых растворов Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As и Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As хорошо согласуются с литературными данными [4,5].

На рис.2 представлены спектры отражения кристаллов Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As (1), InAs (2), GaAs (3), GaP (4) и Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As (5) в области длин волн (0,2–1,3) мкм.

В спектрах отражения GaP, Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As и Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As (рис.2) наблюдается дополнительная структура при энергиях 1,8 эВ, 2,2 эВ и 2,75 эВ, соответственно. Эта структура, по-видимому, обусловлена переходами в точке между зонами 1,8 эВ и 2,2 эВ. В спектрах отражения соединений A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> эти максимумы известны и объясняются d-переходами в зону проводимости. Эти переходы рассмотрены в работах Филиппа и Эренрайха [1].

Фотоэлектрическим методом установлены экситонно-примесные комплексы в кристаллах GaP в области энергии 2–4,5 эВ [6].

В спектрах фотолюминесценции слоев GaP/GaP при 2,3 эВ были обнаружены экситоны, связанные на нейтральном доноре [7].

В кристаллах GaP обнаружены два пика при энергиях 2,3 и 3,65 эВ экситонного и примесного характера, соответственно.

Как видно из рис. 2, на спектре отражения GaAs ширина запрещенной зоны E<sub>g</sub> (1,4 эВ), спин орбитальное расщепление Δ<sub>0</sub> (0,33 эВ) и величина E<sub>0</sub>+Δ<sub>0</sub> (1,75 эВ) соответствуют литературным данным [8]. Соответствующие результаты по спектрам отражения, как видно из рисунка, наблюдаются и для InAs, в частности переходы с энергиями E = 2,6 эВ, Σ = 2,85 эВ. Эти переходы наблюдаются также в кристаллах Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As в спектрах отражения при энергиях 4,2 эВ и 5,1 эВ. В пленках Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As также наблюдаются особенности E<sub>0</sub> = 1,9 эВ, E<sub>0</sub>+Δ<sub>0</sub> = 2,5 эВ и переходы с энергией E<sub>L2</sub> = 3,2 эВ и E<sub>L3</sub> = 5,6 эВ. Как видно из рисунка 2, переходы Γ<sub>15v</sub>–Γ<sub>15c</sub> проявляются в спектрах отражения кристаллов InAs (3,75 эВ), Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As (4,2 эВ), GaAs (4,2 эВ), GaP (3,7 эВ) и Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As (3,4 эВ).

- 
- [1] T.Hayakawa, K.Matsumoto, H.Horie, M.Nagai, M.Morishima, Y.Ishigame J. Appl. Phys., 1993, v.74, №8, p. 5285.
  - [2] X. Филипп, X. Эренрайх. В кн. «Оптические свойства полупроводников», Москва, Изд-во «МИР». 1970, с.103-135.
  - [3] Э.Е.Матяс, А.Г. Карова, Б.В. Улащик. Физика и техника полупроводников АН БССР, 1978, №5, с. 114.–116.
  - [4] Amitabh Chandra and Lester F. Estman. J. Appl. Phys., 1980, 51 (5), pp. 2669-2677.
  - [5] D.K. Gaskill, N. Bottka, L. Aina and M. Mattingly. Appl. Phys. Lett., 1990, v. 56, № 13, pp. 1269-1271.
  - [6] М. Кардона. В кн «Оптические свойства полупроводников A<sup>3</sup>B<sup>5</sup>», Москва, 1970. с. 136 – 165.
  - [7] Ю.В. Жильев. ФТП, 1990, т. 24, вып. 7, с.1303-1305.
  - [8] В.В. Соболев, В.И. Донецких. Неорганические материалы, 1971. том VII, № 4. с. 565 - 559.

M.I. Əliyev, Ş.S. Rəşidova, İ.M. Əliyev

### Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As VƏ Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As KRİSTALLARINDA ƏKSOLUNMA SPEKTRLƏRİ

Məqalədə, Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As, Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As, GaAs, GaP və InAs kristallarında əksolunma qabiliyyətinin ölçmələri nəticələri göstərilmiş, bərk məhlullarda effektiv kütlə təyin olunmuşdur.

Nəticələr eksperimentin göstəricilərinə uyğun gələn hesablanması qiymətləri ilə yoxlanılmışdır.

M.I. Aliyev, Sh.Sh. Rashidova, I.M. Aliyev

### REFLECTION SPECTRA IN GaAs AND Ga<sub>1-x</sub>In<sub>x</sub>As, Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As CRYSTALS

In that paper the results of measurements of reflection power in Ga<sub>0,47</sub>In<sub>0,53</sub>As, Ga<sub>0,7</sub>Al<sub>0,3</sub>As GaAs, GaP and InAs are given. The effective mass in the solid solutions is determined. The results are controlled by theoretical values that agree with test data.

# МОДУЛЬ УПРУГОСТИ ТРЕХКОМПОНЕНТНЫХ СПЛАВОВ $Ni_3(Fe_{1-x}Me_x)$

Н.Т. ПАНАХОВ

Азербайджанский Инженерно-Строительный Университет  
370073, Баку, ул. А. Султановой, 5

Приведены результаты экспериментального исследования концентрационных зависимостей модуля упругости трехкомпонентных сплавов на основе  $Ni_3Fe$ , легированных Nb, V и Ta. Показано, что влияние легирования на величину модуля упругости зависит от взаимного соотношения между силами связи растворенного элемента и растворителя, а также от сил межатомного взаимодействия в решетке растворителя. Одновременно показано, что изменение модуля упругости могут быть связаны с образованием второй фазы в трехкомпонентных сплавах.

Как известно широкое использование металлов и сплавов в современной технике и приборостроении связано с комплексом их механических свойств. Высокая прочность, твердость и упругость сочетаются у них с хорошими пластичностью и вязкостью.

Легирование металлических сплавов, а также фазовые превращения, происходящие при их термической обработке, влияют на комплекс свойств, которые характеризуются межатомной связью в кристаллической решетке. Поэтому изучение концентрационных зависимостей модуля упругости в сплавах  $Ni_3(Fe_{1-x}Me_x)$ , легированных элементами Nb, V и Ta в упорядоченном и разупорядоченном состояниях, представляет определенный интерес [1-4]. Модуль упругости, как известно, определяется статическим и динамическим методами. Однако, при статическом режиме для определения модуля упругости с целью получения достаточно точных результатов необходимо добиваться значительных деформаций, при которых возникает опасность выхода из области чисто упругого поведения материала. Поэтому модуль упругости этих сплавов определялся динамическим методом, который позволял производить измерения при малых деформациях. Применение динамических методов для измерения модулей упругости обусловлено высокой скоростью распространения упругой деформации в сплавах.

Для получения упорядоченного состояния трехкомпонентных сплавов изготовленные образцы подвергали длительному упорядочивающему отжигу с медленным охлаждением в течение 894 ч. Разупорядоченные состояния сплавов были получены при охлаждении в воде от 1100 °C. Результаты исследования показали, что концентрационные зависимости модуля упругости ( $E$ ) в трехкомпонентных сплавах немонотонны. Их вид связан со степенью дальнего порядка.

На рис. показаны концентрационные зависимости модуля упругости для системы сплавов  $Ni_3(Fe_{1-x}Me_x)$ , где Me относится к IV-VI группам. Как видно из рис., концентрационные зависимости модуля упругости сплавов на основе  $Ni_3Fe$  в разупорядоченном состоянии линейны в достаточно широком интервале концентраций легирующего компонента. На зависимостях  $E$  в упорядоченном состоянии четко обнаруживается минимум. В случае легирования молибденом этот минимум расположен вблизи 4 ат.%. Соответствующие зависимости  $E$  для сплавов, легированных вольфрамом, проходят через минимум при меньших концентрациях, например с вольфрамом при 2 ат.%. Модуль упругости закаленных образцов при содержаниях вольфрама до 2 ат.% изменяется

очень мало и достаточно точно описывается линейной функцией, возрастающей с ростом концентрации.

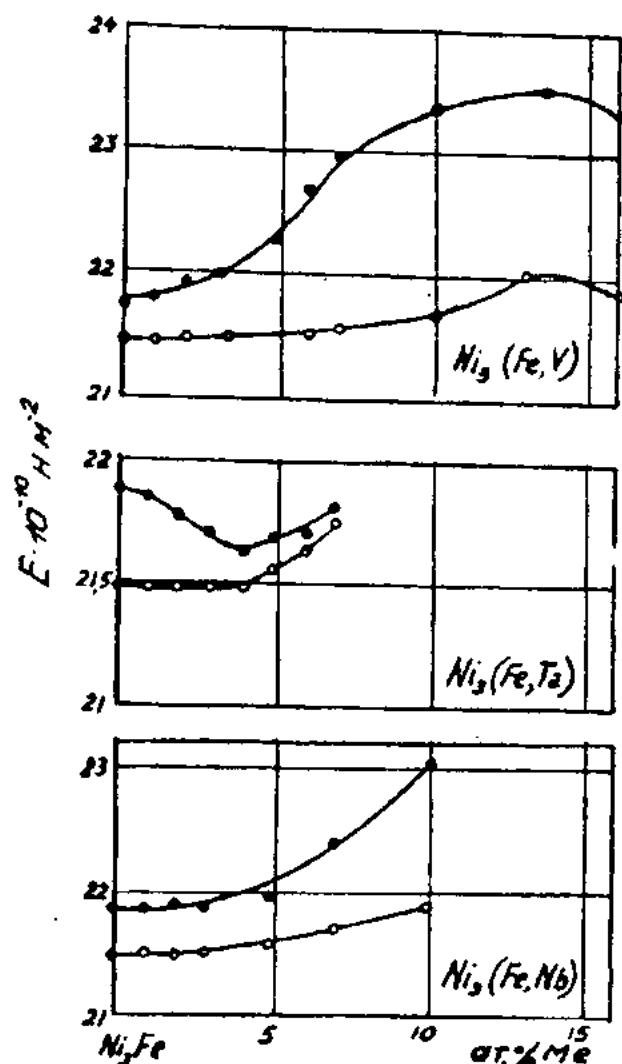


Рис. Концентрационные зависимости модуля упругости трехкомпонентных сплавов  $Ni_3Fe$ , легированных элементами Va группы периодической системы,  $T=298$  K  
• -упорядоченный;  
○ -разупорядоченный

Зависимости модуля упругости от квадрата степени дальнего порядка достаточно хорошо описываются линейными функциями. Модули упругости для трехкомпонентных сплавов, легированных элементами Va группы, слабее зависят от концентрации легирующих элементов, чем при легировании элементами других групп.

Влияние легирования на модуль упругости может быть связано с изменениями межатомного расстояния в кристаллической решетке и сил межатомного взаимодействия. Линейное изменение модуля упругости в зависимости от концентрации легирующего элемента может быть связано с изменениями параметра решетки растворителя. Направление влияния легирования на величину модуля упругости, по-видимому, зависит от взаимного соотношения между силами связи атомов растворенного элемента и растворителя, с одной стороны, и силами межатомного взаимодействия в решетке растворителя, с другой. Как видно из экспериментальных кривых, если величина силы связи атомов растворенного элемента и растворителя растет, то легирование приводит к повышению модуля упругости и наоборот.

Кроме сил межатомного взаимодействия в решетке основного компонента при легировании могут происходить определенные структурные изменения, которые также заметно могут влиять на величину модуля упругости. Если в результате легирования образуется вторая фаза, то значения модуль упругости могут изменяться по сравнению с однофазным твердым раствором. Вторая фаза может иметь более высокий модуль упругости, чем основа, и ее присутствие может привести к увеличению модуля гетерофазного сплава.

Таким образом, из приведенных выше теоретических соображений следует, что экспериментальные результаты, полученные для сплавов на основе  $Ni_3Fe$ , легированных переходными элементами, хорошо описываются имеющимися теоретическими представлениями.

- [1] Я.Б. Фридман. Механические свойства металлов, т. 1, М.: "Машиностроение", 1974, с. 472.
- [2] Д. Мак Лин. Механические свойства металлов. М.: "Металлургия", 1965, с. 432.

- [3] М.Л. Бернштейн, В.А. Займовский. Механические свойства металлов. М.: "Металлургия", 1979, с. 494.
- [4] Н.Т. Панахов. Структура и физические свойства сплавов на основе никеля. Баку, "Елм", 1990, с. 200.

N.T. Panahov

## ÜÇ TƏRKİBLİ $Ni_3(Fe_{1-x}Me_x)$ ƏRİNTİSİNİN ELASTİKLIK MODULU

$Ni_3Fe$  ərintisinin geniş konsentrasiya intervalında V, Nb və Ta-in tə'sirinin tablama və uzun müddətli tab almadan sonra elastiklik modulu tədqiq edilmişdir. Elastiklik modulunun qiyməti ərintilə elementin qarşılıqlı rabiə qüvvəsindən asılıdır və ikinci fazanın yaranmasına səbəb olur.

N.T. Panahov

## ELASTIC MODULUS OF THREE-COMPONENT ALLOYS SUCH AS $Ni_3(Fe_{1-x}Me_x)$

The results of an experimental research of concentration dependences of the elastic modulus of three-component alloys on the base of  $Ni_3Fe$  doped Nb, V and Ta are given. It is shown that the influence of doping on the elastic modulus value depends on the proportion between band forces of a solute and solvent, and also on forces of interatomic interaction in solvent lattice. It is established, that variations of the elastic modulus can be connected to formation of the second phase in three-component alloys.

# AEROSPACE RESEARCH OF WATER SURFACES POLLUTION BY THE MEAN OF LASER LOCATION

**F.G. AGAYEV, F.D. KASIMOV, Ch.A. ASADOV**

*Azerbaijan National Aerospace Agency*

*370106, Baku, av. Azadlig, 159*

The paper deals with in compare with traditional contact methods of obtaining of information, the remote sounding provides the broad possibilities of operative collection of data with high spatial, spectral and time solution, and also with high speed of transferring of information to the processing centers. Prognosis shows that the volume of information transferred via space satellites will achieves such values in the near future, that the superhighspeed operating system would be needed for transferring of them.

Oil and product of its processing are most spread substances, which harmfully effects to the sea flora and fauna, what is especially important for Azerbaijan, which is sea and oil producing state.

As it was shown in the nature investigations, the most area of water in the Azerbaijan shore of Caspian sea is covered by oil film, the square of which depends on direction of wind, and for example, equals in the region named as Oil Stones, to 240km<sup>2</sup>, in the region of island named Bulla - 11km<sup>2</sup> and in the region of bank named after Mackarov - 8 km<sup>2</sup> [1].

The existence of oil film in the surface of water changes the proceeding of physical-chemical processes in the border "Water-air", substantially effects to the amount of dissolved oxygen in the water, which could bring to decrease and disaster of fish resources of sea.

The solving of problems of protection of environment and rational using of natural resources in signification level depends on development and applying of technical means of control of parameters of ecological media.

The research of pollution's of environment by the mean of optical apparatus of remote sounding, mounted on the board of flying apparatus or space satellites, is one of intensely developing directions.

In compare with traditional contact methods of obtaining of information, the remote sounding provides the broad possibilities of operative collection of data with high spatial, spectral and time solution, and also with high speed of transferring of information to the processing centers. Prognosis shows that the volume of information transferred via space satellites will achieves such values in the near future, that the superhighspeed operating system would be needed for transferring of them. For example, during remote sounding of Earth from space satellite flying on low orbit; to transfer the image with solution 10m in the ten spectral bands with solution equal to 8bits, the system with the speed of transferring no less than 1Gbit/s is needed.

The development of systems with such speeds of transferring of information by the mean of radio apparatus is a problematical task. Using of optical band of electromagnetic waves can solve this task. Besides, the optical link is not sensitive to the ionization of atmosphere and has higher protection from interference and higher directivity of radiation. Indeed, in the circular antenna with diameter 3m in the SHF-system of 3 cm band, the angle of beam's divergence is equal to 10 mrad, which is considered as sufficiently low for SHF band.

In the optical band, if the wavelength is equal to 0,5μ, the diameter of receiving antenna is equal to 10cm, the theoretical value of divergence angle  $y_s=5$  mrad and in order to provide the same level of received powers it is sufficient to use the transmitter having power of radiance less than 66 dB in comparison with power of SHF transmitter [2].

The theory of measuring of oil film's thickness by the help of laser location in detail described in [3]. The principles of straight-line spreading of electromagnetic waves, reflecting of electromagnetic energy by objects and constant speed of their propagation are laid in the basic of location. The capability of ecological objects to diffuse the electromagnetic wave fallen to them, is estimated by effective square of scattering, (ESS), which should be considered as factor of proportionality between power of wave  $P_D$ , diffused by object of location observation, and density of power stream  $P_S$ , of wave fallen to it [3].

$$P_D = ESS \frac{P_S}{4\pi L^2} \quad (1)$$

where  $L$  - the distance between receiving antenna and ecological object. While using the non-directed antenna, the density of power stream on the distance  $L$  from station could be found by dividing the radiated power  $P_I$  to the square surface of sphere.

$$P_S = P_I / 4\pi L^2 \quad (2)$$

For directed antenna the density of power stream in the direction of maximal pulse radiation  $P_z$  should be multiplied to the factor of directed effect  $G$  of transmitting antenna.

$$P_S = GP_z / 4\pi L^2 \quad (3)$$

If the ecological object is situated in the direction of maximal radiation of antenna, the diffused by object power should be determined by formula:

$$P_D = ESS \frac{G \cdot P_I}{16\pi^2 L^4} \quad (4)$$

Indicated the effective square of receiving antenna as  $S_a$ , we find the power of reflected signal, which received by antenna of location station.

$$P_R = ESS \frac{G \cdot P_I \cdot S_a}{16\pi^2 L} \quad (5)$$

The main equation of location shows the dependence of power of reflected signal from parameters of station, character of ecological object and distance up to it.

$$P_R = ESS \cdot G \cdot P_I \cdot S_a \cdot K_{opt} \cdot T_{atm}^2 \cdot T_c / 16\pi^2 L \quad (6)$$

The fading of radiance in the receiving optical device is taken into account by factor  $K_{opt}$ , and the square meaning of factor  $T_{atm}$  denote the equal spectral admission of optical radiance for direct and reverse pulses, and  $T_c$  - is the factor of fading of reflected radiance by corrugated water surface,

$$T_c = 1 - \exp(-\theta^2/4a_4^2), \quad (7)$$

where  $a_4$  - parameter of corrugation. According to [5] the sea surface is characterized with following values of parameter of corrugation:  $a_4^2 = 0,02$  while the speed of wind 5 m/s,  $a_4^2 = 0,04$  while  $v=10$  m/s. Because that, accounting of corrugation of water surface is important for remote sensing of pollution's. We have developed lidar for controlling of chemical pollution's of water surface, where helium-neon type laser "LGI-102" having power 3mW working in the pulse regime is used as beam radiator [6]. During the experiment the laser was mounted on the plain ground on the distance 1 meter from water surface. The prism was placed in the road of propagation of laser beam and used for direction of radiation under the angle 45° on water surface. Integral phototransducers on the basis of local films of mono-and polycrystalline silicon with linear output was used in the photoreceiving device [7]. Phototransducer was made in hybrid-film form on the basis of two crystals: photosensitive polysilicon film and unframed operational amplifier 740UD4. The minimal level of radiance power, detected in the spectral band  $0,5 \pm 1 \mu$  was equal to 10 W/cm. The dependence of output voltage from illumination was of linear type till values of 6000lx, with sensitivity no less than 10mV/lx.

The signal from output of phototransducer was transferred to the input of processing device and then was registered by analyzer of high-speed processes, including oscillograph, millivoltmeter and indicator. The results of measuring of various types of water surface's pollution have been shown in the

Among the active methods of control of ecological media's parameters the widely used one is method of laser location, where the information about the distance up to investigated object is contained in the parameters of reflected (difused) optical radiance.

The magnitude of signal while reflected from oil film on the water surface is determined by equation (5) which taking into account the feature of laser beam's propagation, is transformed as (4):

table 1, from which it is clear, that reflection powers of polluted and clean water differ 2-4 times.

Table 1. Results of lidar on the basis of laser "LGI-102"

Type of water surface's pollution	The voltage of registered signal, mV
1. Clean water	200
2. Condenser oil	300
3. Machine oil	420
4. Benzine	450
5. Oil film	570
6. Diesel fuel	800
7. Bitumen varnish	960

The presence of film of oil product in the surface of water increases the reflected signal due to two reasons. Firstly, the oil film increases the reflecting capability of water surface. Secondary, the oil pollution's stabilize the seaways and accordingly decreases the corrugation 2-4 times.

The results of estimation of effects of seaways to the value of reflected signal of lidar are shown in the table 2.

The data shown in the table 2 indicate that seaways bring to significant decreasing of reflected signal. From another side, on account of smoothing of seaways the signal, reflected from corrugated water surface covered by film, approximately 3 time more, than signal reflected from clean water. The tests had shown the possibility of using of lidar to identify the water surface pollution's in principle.

Table 2. The factors of decreasing of reflected radiance from water surface by seaways.

$\theta$ , mrad	$V_{wind} = 5$ m/s		$V_{wind} = 10$ m/s	
	absence of film	presence of film	absence of film	presence of film
3	0,11	0,34	0,05	0,16
6	0,45	1,36	0,23	0,67
52	33,6	98,6	17,0	50,2
100	117,5	315,3	60,5	171,3

pollution. L.: Hidrometeoizdat, 1983, p. 280 (on Russian).

[5] V.I. Gulkov, V.A. Zaytsev, M.A. Kropotkin. The optico-physical means of investigation of ocean, L.: Sudostroeniye, 1984, p. 284 (on Russian).

[6] F.G. Agayev, F.D. Kasimov, M.T. Mehdiyev. The using of laser location for remote sensing of water pollutions, Preprint №146, ANASA, Baku, 1996, p.15 (on Russian).

- [1] D.D.Kerimov, A.K.Gul, Z.I.Tatljeva. Dynamics of pollution of Azerbaijan sea areas of Caspian. Materials of 1<sup>st</sup> International scientific-technical conference "Modern problems of ecology, methods and means of their solutions", Baku, 1994, p. 93.
- [2] X. Tomiyasu. Trans.IRE, 1974, №1, p.107-115.
- [3] R.Mejeris. Laser remote sensing, M.: MIR, 1987, p.550.
- [4] I.M. Nazarov, A.N.Nicolayev, Sh.D. Friedman. The basic of remote methods of monitoring of nature media's

- [7] *F.D.Kasimov, F.G.Agayev. Integral phototransducers on the basis of local films of mono- and polycrystalline silicon, Trans. of 5<sup>th</sup> International scientific-technical conference "Actual problems of solid-state electronics and microelectronics", Taganrog, 1998, p. 140.*

**F.Q. Ağayev, F.D. Qasımov, X.A. Əsədov**

## **SU SƏTHİNİN ÇIRKLƏNMƏSİNİN LAZER LOKASIYASI ÜSULU İLƏ AEROKOSMİK TƏDQİQİ**

Məqalədə ətraf mühitin çirklenmesinin təyyarələrdə quraşdırılmış optik distansion cihazların köməyi ilə tədqiqinə həsr olunmuşdur. Mə'lum üsullardan fərqli olaraq distansion zondarma üsulunun operativliyi və digər üstünükəri göstərilmişdir.

**Ф.Г. Агаев, Ф.Д. Касимов, Х.А. Асадов**

## **АЭРОКОСМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАГРЯЗНЕНИЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ЛАЗЕРНОЙ ЛОКАЦИИ**

Статья посвящена изучению посредством оптической аппаратуры дистанционного зондирования, установленной на борту летательных аппаратов или с ИСЗ, загрязнения окружающей среды. Этот метод является одним из интенсивно развивающихся в настоящее время. По сравнению с традиционными контактными методами получения информации дистанционное зондирование обеспечивает широкие возможности оперативного сбора данных с высоким пространственным, спектральным и временным разрешением, а также с высокой скоростью передачи информации в центры обработки. Прогнозы показывают, что объемы информации, передаваемые через ИСЗ, в скором будущем достигнут таких величин, когда для их передачи потребуются сверхбыстро действующие системы.

# THE TIME RESOLUTION OF THE BALANCED COMPARATORS ON THE OVERDAMPED JOSEPHSON JUNCTION

I.N. ASKERZADE

*Institute of Physics of Academy of Sciences of Azerbaijan  
H. Cavid, av.33, Baku, 370143*

F.G. ALIYEV

*Azerbaijan Civil Engineering University  
A. Sultanova, 5, Baku, 370073*

OMER CAKIROGLU

*Yildiz Technical University  
Hasircibasi cad. Ihlas sok. 2/1, Kadikoy, Istanbul, Turkey*

The time resolution of the balanced comparators on the overdamped Josephson junction (JJ) fed by the single quantum pulses is calculated. It is shown that subpicosecond resolution can be achieved.

The replacement of the Esaki tunnel diodes by the JJ allows improving characteristics of samplers. The time resolution  $\delta t = 2 \text{ ps}$  and sensitivity  $\delta I = 1 \text{ nA}/\text{Hz}^{1/2}$  are obtained in [1]. The scheme of the balanced comparators with overdamped JJ fed by single flux quantum pulses and used as a dc comparator is proposed in [2,3]. The current resolution of the sampler is estimated to be as low as  $40 \text{ pA}/\text{Hz}^{1/2}$ . The time resolution of balanced comparator is calculated numerically in [3]. After discovery high temperature superconductivity (HTSC) Josephson sampler with time resolution  $\delta t = 3.5 \text{ ps}$  on YBaCuO compounds have been suggested and experimentally tested [4]. The measurements of the I-V curve of HTSC JJ shows, that this type junctions are nonhysteretic and we can use approach of overdamped junctions.

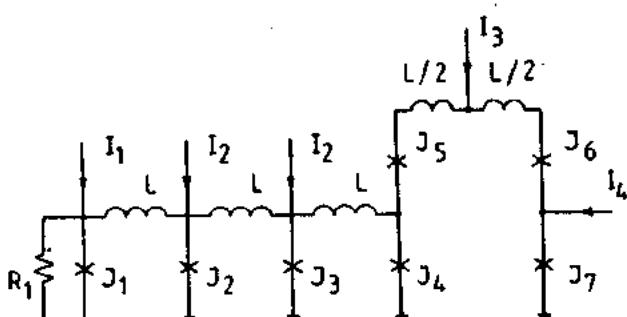


Fig. Equivalent circuit of the experimental device ref. [2].

In the present paper the time resolution magnitude of the comparator, proposed in [2], is analysed in general case. Figure shows an equivalent circuit of the comparator. The circuit contained a generator of the single flux quanta (SFQ) using the junction  $J_1$ ; frequency of the pulses can be controlled by the dc bias current  $I_1 > I_{c1}$ . The quanta are fed into the discrete Josephson transmission line  $J_2-J_3-J_4$ , which plays the role of a buffer stage making the generator insensitive to processes in further parts of the circuit. From the output of the transmission line the SFQs are passed to the balanced comparator formed by junctions  $J_5$  and  $J_7$ , through an addi-

tional junction  $J_6$ . The typical regimes of operation of circuit are presented in [3] in detail.

The time resolution of this samplers can be determined by means of the transitional characteristic  $H(\tau)$ , representing output signal of samplers  $V_{out}$  under the input signal to comparators of the small stepwise form of the current  $I_s = I_c l(\tau)$ . The time resolution  $\delta t$  is the time the growing of the  $H(\tau)$  from the level  $0.1 H$  up to the  $0.9 H$  [5], where  $\tau$  is the time of delay (outstrip) of the strobe pulses with respect of moment of the beginning of the stepwise input signal feeding the comparator. For the values of the phases  $\varphi_6, \varphi_7$  of the JJ  $J_6$  and  $J_7$ , we have following equations:

$$\begin{cases} \dot{\varphi}_6 + \sin \varphi_6 = i_0 \\ \dot{\varphi}_7 + \sin \varphi_7 = i_0 + i_1 \end{cases}, \quad (1)$$

where the following dimensionless parameters are introduced:  $i_0$  - the current in units of  $I_c$ ,  $i_0$  is the sum of the current  $I_3$  and strobe pulse current,  $I_c$  - the critical current of the JJ,  $t$  - time in units of  $\Phi_0 / 2\pi I_c R_N$ ,  $\Phi_0$  - the quantum of the magnetic flux,  $R_N$  - the resistivity of the JJ;  $i_1 = i_4$  is the sum of the measurement signal  $i_s$  and feedback current  $i_{f.b.}$ . For the small magnitude of the signal with respect of the strobe pulses, and also for the small difference of phases  $\tilde{\varphi} = \varphi_6 - \varphi_7$ , the following relationships holds true:

$$\begin{cases} \dot{\tilde{\varphi}} + \cos \frac{\varphi}{2} + \tilde{\varphi} = i_1' \\ \frac{\dot{\varphi}}{2} + \sin \frac{\varphi}{2} = i_0 \end{cases}, \quad (2)$$

where  $\varphi = \varphi_6 + \varphi_7$ . In order to find the time resolution we linearise equations in (2). Let the  $i_s = l(t - \tau)$  is the input signal at the moment  $t = \tau$ .

Under this conditions solution of the equation (2) has the form:

$$\tilde{\varphi}(t) = \int_{-\infty}^t e^{-\int_x^t \varphi_s(x) dx} (i_{f.b.} + I(t - \tau)) d\xi \quad (3)$$

$$\tilde{\varphi}_+ = \begin{cases} -(-2\alpha\tau)^{1/2} & \text{at } \tilde{\varphi}_+ \rightarrow -\infty \\ C_1 \alpha^{2/3} (\tilde{\tau} - C_2 \alpha^{-1/3}) & \text{at } \tilde{\varphi}_+ \approx 0 \\ (2/(C_3 \alpha^{-1/3} - \tilde{\tau}))^{1/3} & \text{at } \tilde{\varphi}_+ \rightarrow \infty \end{cases}$$

where  $\tilde{\tau} = \tau - \alpha^{-1}$ ;  $\tilde{\varphi}_+ = \varphi_+ - \pi/2$ ;  $C_1 = 1.25$ ;  $C_2 = 1.21$ ;  $C_3 = 2.9$ . Using the solution in the stage of inertial motion (4b) in the (3) and after integration, we have the following formula for the transient characteristic:

$$H(\tau) = 1 - \operatorname{erf}\left(\left(\frac{C_1}{2}\right)^{1/2} \alpha^{1/3} (\tau - \tau_0)\right) \quad , (5)$$

where  $\operatorname{erf}(x)$  - error function Finally, using table data for the function  $\operatorname{erf}(z)$  and definition of the time resolution, we obtained the following formula:

$$\delta t = 0.56 C_1^{1/2} \alpha^{-1/3} \quad (6)$$

The estimation of the value  $\delta t$  we will carried out by the formula for the single flux quantum pulses:

- [1] P.Wolf, Van Zegboroeck and U. Deutsch. IEEE Trans. Magn., March 1985, v. MAG-21, № 2, p. 226-229.
- [2] A.L. Gudkov, V.K. Kornev and et. al. Pisma v Zhurn. Tekh. Fiz., 1987, v. 13, № 24.
- [3] I.N.Askerzade, T.V. Filippov and V.K. Kornev. ISEC'87, Japan, Tokyo, p.553-556.

Asymptotic solutions to second equation in (2) for the case of linearly growing current  $i_0 = \alpha\tau$  (where  $\alpha = dI/dt \Phi_0 / 2\pi I_c R_N$  is the dimensionless rate of the current increase via JJ) are presented in [6]:

$$\begin{aligned} &\text{at } \tilde{\varphi}_+ \rightarrow -\infty & (a) \\ &\text{at } \tilde{\varphi}_+ \approx 0 & (b) \\ &\text{at } \tilde{\varphi}_+ \rightarrow \infty & (c) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\int V dt = 2\pi \Phi_0 \quad (7)$$

Consider that single flux quantum pulses has a form of triangles, we can calculated:

$$\alpha = 2/\pi \quad (8)$$

Finally, we can derived for the time resolution in usual units:

$$\delta t = \frac{0.56 \Phi_0}{2\pi I_c R_N} \quad (9)$$

Thus, in this paper a quantitative analysis of the time resolution of overdamped JJ samplers has been carried out. For the realistic values of the product  $I_c R_N$  for the low temperature superconductors we have time resolution about 0.1 ps.

- [4] M. Hidaka, H. Terai, T. Saboh, T. Tahara. ISEC'97, v.2, p. 359.
- [5] V.G. Karklinsh, E.Kh. Khermanis. Dvustoronne preobrazovateli signalov, Riga, Zinatne, 1980.
- [6] K.K. Likharev. Introduction in dynamics of JJ and circuits, (N.Y. Cordon and Breach), 1986.

I.N. Əsgərzadə, F.G. Əliyev, Ö. Çakiroglu

## BÖYÜK SÖNMƏYƏ MALİK COZEFSON KEÇİDLƏRİNĐƏN İBARƏT BALANS KOMPARATORUNUN ZAMANA GÖRƏ AYIRDETMƏ QABİLİYYƏTİ

Böyük sənməyə malik Cozefson keçidlərindən ibaret balans komparatorunun zamana görə ayirdetmə qabiliyyəti hesablanmışdır. Subpikosaniye tərtibində ayirdetmənin təməkənliliklə göstərilmişdir.

И.Н. Аскерзаде, Ф.Г. Алиев, О. Чакироглу

## ВРЕМЕННОЕ РАЗРЕШЕНИЕ БАЛАНСНОГО КОМПАРАТОРА НА ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ПЕРЕХОДАХ С БОЛЬШИМ ЗАТУХАНИЕМ

Вычислена величина временного разрешения балансного компаратора из джозефсоновских переходов с большим затуханием при стробировании одноквантовыми импульсами. Показано, что можно достичь субпикосекундного разрешения.

# МЕХАНИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И ДЕФОРМАЦИОННЫЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИЦИЙ ПОЛИПРОПИЛЕН-ПОЛИЭТИЛЕН НИЗКОЙ ПЛОТНОСТИ

Т.М. ВЕЛИЕВ, М.ДЖ. ЗЕЙНАЛОВА, С.А. АБАСОВ, И.К. АЛИЕВА, О.Ш. БЕДИРХАНОВА

Институт Физики АН Азербайджана,

370143, Баку, пр. Г.Джавида, 33

Изучены механическая прочность и деформационные свойства композиций полипропилен-полиэтилен низкой плотности (ПП-ПЭНП) в зависимости от надмолекулярной структуры (НМС) в широком интервале составов и температур деформирования. Показано, что величины механической прочности  $\sigma$  и относительной деформации  $\varepsilon\%$  на растяжение для быстро охлажденных (БО) образцов значительно больше, чем для медленно охлажденных (МО) образцов ПП-ПЭНП. Это объяснено особенностями морфологии двухфазных систем и характером взаимодействия на межфазной границе. Форма зависимости  $\varepsilon\%$  от состава композиций ПП-ПЭНП видоизменяется в исследованном интервале температур 293-393 К, поскольку с подъемом температуры  $\varepsilon\%$  ПП растет, а  $\varepsilon\%$  ПЭНП снижается.

Применение композиционного полимерного материала в различных отраслях промышленности, прежде всего, определяется эксплуатационными свойствами. Среди многообразия свойств и показателей, принятых в настоящее время для оценки качества материалов, определяющими являются прочность, т.е. способность противостоять внешним нагрузкам, и деформационная теплостойкость - способность работать в заданном диапазоне температур.

В последнее время интенсивно ведутся поиски создания полимерных композиций путем смешения двух или более компонентов. К числу наиболее интенсивно исследуемых систем относятся, в частности, бинарные смеси на основе полимеров-полипропилен (ПП) и полиэтилен (ПЭ). Интерес к ним обусловлен, в основном, тем обстоятельством, что, несмотря на термодинамическую несовместимость компонентов [1], эти системы по своим механическим, и особенно деформационно-прочностным, свойствам заметно превосходят большинство композиций на основе других распространенных гомополимеров [2].

Кроме того, несмотря на наличие обширной литературы по композициям полимеров, работ, посвященных изучению механических свойств системы ПП-ПЭ, сравнительно немного. Согласно работам [2-4], для этих композиций характерно близкое аддитивности изменение предела прочности  $\sigma$  и модуля Юнга, но чрезвычайно резкое снижение деформируемости, характеризуемой относительной деформацией  $\varepsilon\%$  на растяжение. Приведенные в литературе данные относятся, как правило, к образцам, полученным при сравнительно медленном охлаждении расплава, т.е. к условиям, в которых оба компонента образуют сферолитную структуру. Известно, однако, что при закалке расплава для ПП характерно возникновение несферолитной "смектической" модификации. Поэтому следовало ожидать, что образцы композиций ПП-ПЭ с различной надмолекулярной структурой (НМС) будут характеризоваться различной морфологией, и тем самым, и различными характеристическими свойствами. Следовало также ожидать, что наиболее резко этот эффект будет выражен для композиции ПП-ПЭНП, интервал кристаллизации которой лежит в при значительно более низких температурах, чем у ПП.

Выбор системы ПП-ПЭНП для исследования был обусловлен еще одним обстоятельством. Потребности прак-

тики требуют эксплуатации материала, не только при комнатной, но и при более высоких температурах. Известно [5], что с повышением температуры относительная деформация  $\varepsilon\%$  ПЭНП (в отличие от ПЭ высокой плотности или ПП) постепенно уменьшается. Поэтому можно было полагать, что изучение деформации такой двухфазной системы в условиях, когда с увеличением температуры, деформируемость одного из компонентов растет, а другого снижается, позволит в какой-то степени судить о механизме этого процесса. Поэтому важными являются вопросы изучения механических прочностных и деформационных свойств композиций ПП-ПЭНП в зависимости от НМС в широком интервале составов и температур деформирования.

В качестве объекта исследования были выбраны пленки ПП марки 21030-010 и ПЭНП марки 16803-070. ПП и ПЭНП в исходном состоянии были в виде гранул. Смеси ПП и ПЭНП готовили измельчением гранул исходных компонентов в роторном диспергаторе. Толщина пленок, полученных горячим прессованием, варьировалась от 30 до 70 мкм. Были выбраны два режима кристаллизации, которые обычно используются при проведении структурных исследований [6,7]: быстрое охлаждение смеси ПП-ПЭНП со скоростью около 2000 К/мин путем погружения его вместе с алюминиевой фольгой в смесь лед-вода и медленное охлаждение до 293 К со средней скоростью 1,5-2 К/мин.

Определены размеры надмолекулярных образований (НМО). Оптические исследования проводились с помощью металлографического микроскопа типа "МИМ-7" в поляризованном свете. Данные, относящиеся к образцам МО ПП-ПЭНП различного состава, представлены ниже (таблица I).

В образцах БО ПП сферолиты не обнаружены, а в образцах размеры сферолитов МО ПП составляли 80-100 мкм. Однако в образцах ПЭНП размеры сферолитов составляли 2-3 для БО и 4-5 мкм для МО.

На рис. I приведены изменения механической прочности ( $\sigma$ ) композиций ПП-ПЭНП при  $T=163$  К в зависимости от содержания ПЭНП и ПП для МО и БО образцов, полученных в системе "Бенбери" и в роторном диспергаторе. Видно, что в зависимости от содержания ПЭНП и ПП  $\sigma$  сначала увеличиваются, проходят через максимум при 20 масс.% ПЭНП, затем уменьшаются до минимума

Таблица I.

ПП-ПЭНП	100:0	90:10	80:20	70:30	60:40	50:50	10:90
Размер сферолитов, мкм	80:100	40:50	20:30	10:15	7.9	8:10	4:6

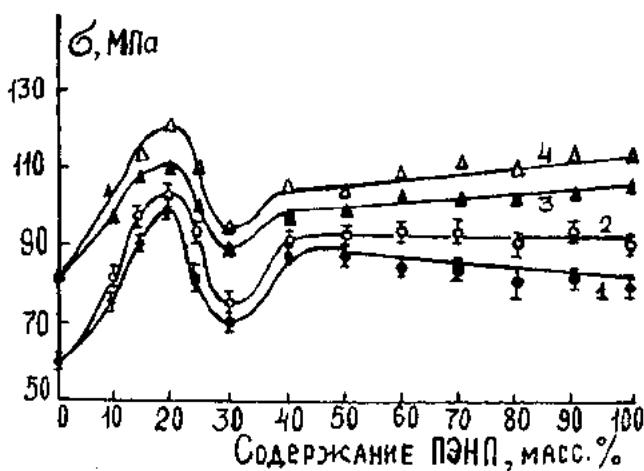


Рис. 1. Зависимости механической прочности  $\sigma$  композиций ПП-ПЭНП от содержания ПЭ для МО (1,2) и БО (3,4) образцов при  $T=163$  К:

1,3 - образцы, смешанные в системе Бенбери;  
2,4 - образцы, переработанные в роторном диспергаторе.

при 30 масс.% ПЭНП, а, начиная с 40-50 масс.% ПЭНП, эта зависимость стягивается, и их значения соответствуют значениям величин  $\sigma$  исходного ПЭНП, как в случае МО, так и БО образцов. Также видно, что при прочих равных условиях, механическая прочность БО образцов значительно больше по сравнению с прочностями МО образцов, что указывает на существенное влияние НМС на прочностные свойства полимерных композиций. С другой стороны из рис. 1 также следует, что прочностные свойства  $\sigma$  для образцов композиций, полученных в роторном диспергаторе больше по сравнению с прочностями образцов, полученных в системе "Бенбери".

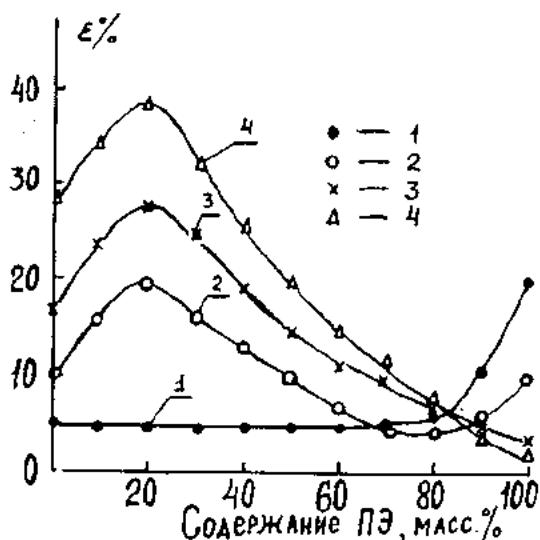


Рис. 2. Зависимость относительной деформации  $\varepsilon\%$  композиций ПП-ПЭНП, переработанных в роторном диспергаторе, от содержания ПЭНП для медленно охлажденных образцов при 293 (1), 373 (2), 383 (3) и 393 К (4).

На рис.2 представлены зависимости  $\varepsilon\%$  композиций ПП-ПЭНП от содержания ПЭНП для МО образцов при различных температурах. При 293 К (кривая 1) во всем интервале концентраций (за исключением образца ПП:ПЭНП=10:90) деформируемость крайне низка: величина  $\varepsilon\%$  не превышает 4-8%, и разрушение образца происходит без образования шейки, как это неоднократно наблюдалось для композиций ПП-ПЭНП [2-4]. Деформируемость исходного ПП также составляет ~5%, видимо, вследствие большого размера сферолита [8] (таблица I). Характер зависимости, однако, существенно меняется с ростом температуры. При 373 К (кривая 2) величина с увеличением доли ПЭНП в композиции сначала несколько возрастает, достигает максимума при соотношении компонентов 80:20=ПП:ПЭНП, а затем снижается. При 383 и 393 К кривые носят аналогичный характер.

Можно полагать, что сложный характер рассмотренных выше зависимостей определяется особенностями морфологии исследованных композиций, в частности их двухфазной структурой. Из данных, приведенных в таблице, следует, что введение ПЭНП в ПП приводит к уменьшению размера сферолитов ПП, быстро прогрессирующее с увеличением концентрации ПЭ. Согласно работам [4,9], этот эффект типичен для ситуации, когда интервалы кристаллизации компонентов не перекрывают друг друга. Предполагается, что второй компонент ПЭНП, находится в расправленном состоянии, влияет на количество центров нуклеации, скорость кристаллизации ПП и тем самым на количество образующихся сферолитов.

Деформируемость системы в области высоких концентраций ПП определяется, очевидно, соотношением двух факторов. С одной стороны, введение второго компонента ведет вследствие возникновения двухфазной структуры к снижению деформируемости, а с другой уменьшает размер сферолитов ПП, способствуя тем самым увеличению  $\varepsilon\%$ . Роль последнего фактора является, по-видимому, определяющей в области малого (до 10-20 масс.%) содержания ПЭНП. Увеличение его весовой доли ведет к спаду  $\varepsilon\%$ , выраженному тем сильнее, чем выше температура вытяжки.

На рис.3 представлены аналогичные данные для БО образцов ПП-ПЭНП. Сопоставление кривых на рис.2 и 3, полученных при одной и той же температуре вытяжки, показывает, что деформируемость композиций существенно зависит от их НМС. Наиболее резко этот эффект выражен при 293К: при переходе от МО к БО образцам величина во всем диапазоне составов (за исключением образца состава ПП:ПЭНП=10:90) увеличивается в 2-3 раза. При повышенных температурах величины  $\varepsilon\%$ , МО и БО образцов различаются в меньшей степени, но во всех случаях  $\varepsilon\%$  БО образцов выше, чем МО. Характерно, что в отличие от МО образцов, максимумы на кривых, полученных для БО образцов, отсутствуют. Этот факт подтверждается сделанным выше предложением о том, что наличие этих максимумов в случае МО образцов обусловлено уменьшением размера сферолитов ПП.

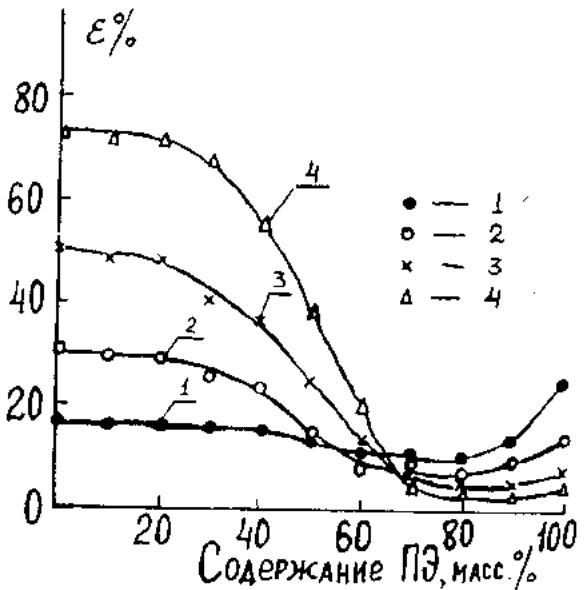


Рис.3. Зависимость относительной деформации  $\varepsilon\%$  композиций ПП-ПЭНП, переработанные в роторном диспергаторе, от содержания ПЭНП для быстро охлажденных образцов при 293 (1), 373 (2), 383 (3) и 393 К (4).

Можно полагать, что возрастание  $\varepsilon\%$  при переходе от МО к БО образцам обусловлено различиями в их морфологии. Наличие в МО образцах двух различных типов сферолитных структур ведет, вследствие крайне слабого взаимодействия в межсферолитных областях [4] к разрушению образца при малых значениях  $\varepsilon\%$ . Присутствие в БО пленках сферолитов лишь одного типа (ПЭНП) способствует, возможно, вследствие увеличения толщины

переходного слоя, улучшению контакта на межфазной границе и тем самым возрастанию  $\varepsilon\%$ .

Дискуссионным является вопрос о том, в какой степени физико-механические характеристики полимер-полимерной композиции могут служить критерием для оценки совместимости составляющих ее компонентов. Можно полагать, что существующие в литературе расхождения во мнениях при ответе на этот вопрос обусловлены не всегда корректным использованием термина "совместимость". Зачастую [4, 9-11] под этим термином подразумевают не термодинамическую, а техническую (по терминологии Плохоцки [1]) или эксплуатационную совместимость.

Эти параметры, как и многочисленные данные, относящиеся к другим полимер-полимерным композициям показывают, что их физико-механические свойства (но не термодинамическая совместимость компонентов) могут быть значительно улучшены изменением режима смешения, введением дополнительных компонентов, увеличивающих адгезию на межфазной границе раздела [1] и т.д. Результаты настоящей работы, кроме того, наглядно демонстрируют наличие еще одного технологически несложного способа улучшения механических ( $\sigma$  и  $\varepsilon\%$ ) параметров композиции - изменение ее НМС.

Таким образом, представленные в работе результаты однозначно показывают, что деформационно-прочностные характеристики двухфазных композиций ПП-ПЭНП зависят не только от их состава и технологического режима смешения, а такие зависят от изменения физической структуры. Эти изменения, возникшие вследствие различий в термической истории образцов, в частности, изменения скорости охлаждения расплава, также способны оказать значительное воздействие на их НМС и, тем самым, на их прочностные и деформационные свойства.

- [1] А.В. Плохоцки. Полимерные смеси. М.: Мир, 1981, т.2, с.340.
- [2] A.Galanti. J.Appl.Polym.Sci., 1989, v.5, №4, p.4353-4362.
- [3] Г.П. Слонимский, Л.В.Рыжов. Высокомолек. соед., А, 1993, т.5, т.7, с.1321-1337.
- [4] G. Fytas, T. Dorfmüller. Macromolecules, 1996, v.17, №3, p.520-529.
- [5] В.Г. Никольский, И.А. Красоткина. Высокомолек. соед. А., 1994, т.14, № 1, с.87-95.
- [6] Б. Вундерлих. Физика макромолекул. М.: Мир, 1976, с. 623.
- [7] А.Д. Яковлев. Технология изготовления изделий из пластмасс. Л.:Химия, 1977, с.352.
- [8] Г.П. Андрианова. Физикохимия полиолефинов 1984, М.: Химия, с. 189.
- [9] J. Chen, G. Kow. J. Polym. Phys. Ed., 1995, v.23, №1, p.13-19.
- [10] G. Patel, A. Keller. Polymer Engng Sci., 1992, v.11, №5, p.692-699.
- [11] В. Макнайт, Ф. Карап., Дж. Фрид. Полимерные смеси. М.: Мир, 1981, т.1, с.221.

T.M. Veliyev, M.C. Zeynalova, S.A. Abasov, İ.K. Əliyeva, S.Ş. Bədirxanova

## POLİPROPİLEN - AŞAĞI SIXLİQLI POLİETİLEN KOMPOZİSYASININ MEXANİKİ MÖHKƏMLİYİ VƏ DEFORMASIYA XASSƏLƏRİ

Polipropilen - aşağı sixlıqli polietilen (PP-ASPE) kompozisiyasının mexaniki möhkəmliyi və deformasiya xasselerinin geniş tərkib və temperatur intervalında yüksək molekuluar quruluşdan asılılığı öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki,  $\sigma$  mexaniki möhkəmliyin və dərtılma nisbi deformasiyanın qiymətləri tez soyuduılmış PP-ASPE nümunələri üçün yavaş soyuduılmış nümunələrə nisbətən böyükdür. Bu isə ikişəfəli sistemin morfolojiyasının xüsusiyyətləri və fazalararası sərhəddə qarşılıqlı tə'sirin xarakteri ilə izah olunur. Temperaturun artması ilə PP-nin  $\varepsilon\%$ -nu artdığından və ASPE-nin  $\varepsilon\%$ -nu azaldığından  $\varepsilon\%$ -nın PP-ASPE kompozisiyasının tərkibindən asılılığının forması 293-393 K tədqiqat temperaturu intervalında öz şəklini dəyişir.

**T.M. Veliev, M.J. Zeynalova, S.A. Abasov, J.K. Alieva, S.Sh. Bedirkhanova**

## **MECHANICAL STRENGTH AND DEFORMATION PROPERTIES OF POLYPROPYLENE-POLYETHYLENE OF LOW DENSITY COMPOSITIONS**

There have been studied mechanical strength and deformation properties of polypropylene-polyethylene of low density (PP-PELD) compositions depending on supertmolecular structure in wide range of compounds and temperature deformation. It is shown that mechanical strength  $\sigma$  and relative deformation  $\varepsilon\%$  on tension for quick-cooled samples are considerably more than ones for slow-cooled samples of PP-PELD. It is explained by features of morphology of two-phase systems and interaction behavior on the interphase boundary. The dependence form  $\varepsilon\%$  on compounds of PP-PELD compositions modifies in investigated temperature range 293-393 K, because  $\varepsilon\%$  of PP increases and  $\varepsilon\%$  PELD decreases with temperature rise.

*Дата поступления: 31.03.99*

*Редактор: С.И. Мехтиева*

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СВОЙСТВ КОНТАКТА АМОРФНОГО И ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ

И.Г. ПАШАЕВ

Бакинский Государственный Университет им. М.А. Расулзаде  
370148, г. Баку. ул. З. Халилова, 23

В данной работе исследованы электрические свойства  $Ni_xTi_{100-x}nSi$ , где ( $x=0; 10; 25; 35; 58; 87; 100$ ) диодов Шоттки (ДШ). В случае  $Ni_{35}Ti_{65}$  пленка имела аморфную структуру, в остальных случаях пленка оказывалась поликристаллической. Определены основные параметры ДШ в зависимости от состава и структуры пленок. В результате получено, что электрические свойства ДШ, изготовленных с применением аморфных и поликристаллических сплавов зависят от состава и структуры пленки.

Диоды с барьером Шоттки (ДШ) и другие приборы на контакте металл-полупроводник (КМП) широко применяются в микроэлектронной и электронной технике. В последние годы значительно возрос интерес к ДШ на основе пленок аморфных металлов [1-5]. Аморфные металлы в тонкопленочном состоянии могут найти широкое применение в микроэлектронике при изготовлении активных и пассивных элементов. Большой интерес к аморфным материалам обусловлен еще и тем, что они представляют для фундаментальной науки уникальную возможность для использования их в качестве модельных материалов с неупорядоченной структурой. Отсутствие границ зерен и зернистой структуры, во-первых, делает эти материалы привлекательными с точки зрения диффузионных барьеров [1-2] в производстве интегральных схем на пленочных структурах с многоуровневой металлизацией. Во-вторых, подобные пленки позволяют изготовить надежные, качественные, термостабильные элементы микросхем [3].

В настоящей работе исследованы электрофизические свойства контактов кремния с пленками аморфного и поликристаллического сплава  $Ni_xTi_{100-x}$ . Были изучены зависимости основных параметров ДШ от процентного содержания компонентов в сплаве при  $V > 3kT/1$ .

Для изготовления ДШ в качестве полупроводника использовали кремниевую пластину n-типа с ориентацией (111) и удельным сопротивлением n-слоя 0,7 Ом·см. В качестве металла использовали сплав  $Ni_xTi_{100-x}$  (где  $x=0; 10; 25; 35; 58; 87; 100$ ). Пленки сплава  $Ni_xTi_{100-x}$  получены методом электронно-лучевого испарения из двух источников. Скорость испарения компонентов выбиралась таким образом, чтобы состав пленки соответствовал сплаву  $Ni_{35}Ti_{65}$ .

После получения пленок с различным содержанием компонентов был проведен рентгеноструктурный анализ на промышленной установке ДРОН-2. Рентгенограммы приведены на рис.

Как видно из рисунка, пленка сплава  $Ni_{35}Ti_{65}$  имеет аморфную структуру, а остальные пленки поликристал-

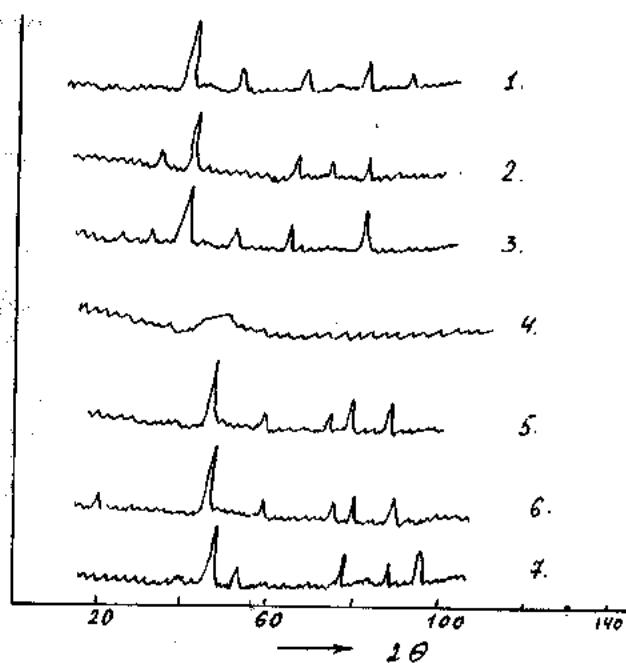


Рис. Рентгенограммы  $Ni_xTi_{100-x}$  пленок сплавов 1- $x=0$ ; 2- $x=10$ ; 3- $x=25$ ; 4- $x=35$ ; 5- $x=58$ ; 6- $x=87$ ; 7- $x=100$ .

лическую. Этот вывод сделан на основании того, что у кристаллов четко выражается серия максимумов и минимумов, что говорит не только о правильном расположении ближайших атомов, но и о существовании дальнего порядка, т.е. в кристаллах можно провести координатные оси, по которым взаимное расположение атомов одно и то же на расстоянии, во много раз превышающем величину элементарной ячейки.

В таблице 1 представлены основные параметры  $Ni_xTi_{100-x} - nSi$  ДШ в зависимости от процентного содержания компонентов. Указанные зависимости определялись по вольт-амперным характеристикам при комнатной температуре для диодов с площадью  $S=1400 \text{ мкм}^2$ .

Таблица 1

№ кривых (рис. 1)	1	2	3	4	5	6	7
$x, \text{ ат.}\%$	0	10	25	35	58	87	100
$j_3, \text{ А/см}^2$	$5 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{-2}$
$\Phi_B, \text{ эВ}$	0,62	0,61	0,63	0,67	0,60	0,57	0,52
$n$	1,17	1,19	1,15	1,04	1,18	1,21	1,23

Как видно, из таблицы наибольшая высота барьера  $\Phi_e$  и наименьший коэффициент неидеальности  $n$  имеют контакты с аморфным сплавом, т.е. когда ГР однородна.

Полученные результаты позволяют заключить, что электрические свойства ДШ, изготовленных из аморф-

ных и поликристаллических пленок металлических сплавов, зависят от состава и структуры данной пленки.

В заключении выражаю благодарность проф. Ш.Г. Аскерову за обсуждение данной работы.

- [1] M.Z. Zhu, F.C. T-so, M.A. Nicolet. Thin Solid Films, 1985, v.130, n. 34, p.245-252
- [2] E.Oh. Jal, J.A. Woollam, J.J. Pouch, S.A. Altecovitz, D.Ingram.Vac.Sci.Technol., B,1988, v.6, n.3,p.825-830.
- [3] S.Tanatani,N.Matsuono, J. Shigeta, N. Hasimoto,N.Na-

kashina. J.Appl. Phys., 1987, v. 61, n.1, p.220-224.

- [4] Ш.Г. Аскеров, А.А. Агасиев, И.Г. Пашаев, Ш.С. Асланов. "Физика" 1997, №3, с.60-62.
- [5] И.Г.Пашаев. "Физика" 1997, №4, с.64-66.

İ.G. Paşayev

## YARIMKEÇİRİCİ İLƏ AMORF VƏ POLİKRİSTAL METAL KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏSİNİN TƏDQİQ EDİLMƏSİ

Bu işdə  $Ni_xTi_{100-x}nSi$ , (harda ki,  $x=0; 10; 25; 35; 58; 87; 100$ ) Şotki diodunun elektrik xassəsi tədqiq edilmişdir.  $Ni_{35}Ti_{65}$  təbəqəsi bu halda amorf struktura, qalan halda bu təbəqələr polikristallik struktura malikdir.

Şotki diodunun əsas parametrləri təbəqənin tərkibindən və strukturundan asılı olaraq təyin edilmişdir. Alınmış nəticələr göstərir ki, amorf və polikristal xəlitənin tətbiqi ilə hazırlanmış Şotki diodunun elektrik xassəsi təbəqənin tərkibindən və strukturundan asılıdır.

I.G. Pashaev

## INVESTIGATION OF ELECTRICAL PROPERTIES OF AMORPHOUS AND POLYCRYSTALLINE METAL CONTACT WITH A SEMICONDUCTOR

The electrical properties of  $Ni_xTi_{100-x}nSi$  (where  $x=0; 10; 25; 35; 58; 87; 100$ ) Schottky diodes (SD) have been investigated in the present paper. In the case of  $Ni_{35}Ti_{65}$  the film has the amorphous structure, but in other cases the film is polycrystalline. The main SD parameters have been determined versus the composition and the structure of films. It has been found that the electrical properties of the Schottky diodes prepared with the use of amorphous and polycrystalline alloys depend on the composition and the structure of the films.

# ОБНАРУЖЕНИЕ И РАСПОЗНАВАНИЕ НЕИЗВЕСТНЫХ РАДИОИЗЛУЧЕНИЙ АКУСТООПТИЧЕСКИМИ МЕТОДАМИ

А.Р. ГАСАНОВ

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

Анализируется возможность использования эффекта акустооптического взаимодействия для: панорамного обзора диапазона частот, согласованной фильтрации ЛЧМ сигналов и демодуляции сигналов с угловой модуляцией.

## Введение

В современной радиотехнике, особенно в системах радиопротиводействия, измерения параметров летающих объектов и т.д., вопросы обнаружения и распознавания различных радиоизлучений имеют существенное, а в некоторых случаях - решающее значение. Известно, что высокочастотный сигнал полностью определяется его амплитудно - и фазочастотными характеристиками. Поэтому, верность воспроизведения полезной информации однозначно зависит от степени соответствия - согласованности указанных характеристик сигнала и приемного устройства. Наилучшее решение этой проблемы обеспечивается применением различных панорамных приемников, согласованных фильтров и т.п.

Целью данной работы является обобщение результатов теоретических и экспериментальных исследований, направленных на решение проблемы обнаружения и распознавания неизвестных радиоизлучений, на базе использования особенностей эффекта взаимодействия акустических и оптических волн в фотоупругих средах.

В настоящее время применяется большое разнообразие стеклообразных и кристаллических фотоупругих материалов. Однако поиск и исследование фотоупругих материалов с наилучшими характеристиками продолжается. В настоящее время разработаны акустооптические модуляторы (АОМ) с широкой полосой пропускания, достигающей  $40 \pm 60\%$  от центральной частоты, и обеспечивающие эффективное акустооптическое взаимодействие при мощности на электрическом входе всего в несколько десятков мВт [1]. АОМ состоит из фотоупругой ячейки, к одному торцу которой прикреплен электроакустический преобразователь (ЭАП).

При соблюдении определенной геометрии акустооптического взаимодействия падающий световой пучок дифрагирует на упругом волновом пакете, возбужденном в фотоупругой ячейке, поданным к электродам ЭАП, электрическим сигналом. Интенсивность, частота и направление распространения проdifрагировавшего светового пучка являются функциями соответствующих параметров входного электрического сигнала [2]. При этом, реакция фотодетектора, установленного на пути проdifрагировавшего порядка, отстает от воздействия на входе ЭАП на время  $t = x/\theta$ , где  $x$  - расстояние от ЭАП до точки акустооптического взаимодействия;  $\theta$  - скорость распространения упругих волн в фотоупругом материале.

Перечисленные особенности взаимодействия акустических и оптических волн в АОМ используется для по-

строения приемников панорамного обзора широкого диапазона радиочастот, согласованных фильтров, демодуляторов сигналов с угловой модуляцией и т.п.

## 1. Акустооптические панорамные приемники.

Панорамные приемники являются панорамными беспоисковыми устройствами, обеспечивающими одновременный прием многих радиосигналов с различными несущими частотами. Среди известных устройств этого класса акустооптические приемники (АОП) панорамного обзора являются наиболее перспективными, что обусловлено сочетанием широкой полосы частот панорамного обзора и узкой шумовой полосы (единицы МГц) каждого канала.

В настоящее время применяют панорамные АОП прямого усиления, супергетеродинный АОП [3] и АОП гетеродинного типа [4].

В АОП прямого усиления принимаемый сигнал усиливается широкополосным усилителем и поступает на АОМ, в котором излучение лазера дифрагирует на ультразвуке и фокусируется линзой на поверхность многоканального фотоприемника. Схема супергетеродинного приемника отличается от АОП прямого усиления тем, что наряду с исследуемым сигналом, на АОМ поступают сигналы гетеродинов. Световые пучки, проdifрагировавшие на сигналах гетеродинов, попадают на соответствующие элементы фотоприемника, выполняющие теперь роль смесителей, где смешиваются со световыми пучками, проdifрагировавшими на принимаемых сигналах. Биения между сигналом и гетеродином, возникающие на выходе фотоприемника, выделяются электрическими полосовыми фильтрами.

Наилучшие результаты обеспечивает АОП гетеродинного типа, который отличается от известных аналогов, также, простотой технической реализации. В этом устройстве (рис.1) радиосигналы  $i(t)$  усиливаются широкополосным усилителем 1, поступают на электрический вход АОМ 2 и возбуждают в нем упругие волны соответствующей частоты. Формирующий каскад 3 расщепляет излучение лазера 4 на  $n$  пучков и направляет их в апертуру АОМ 2 под различными углами так, что каждый световой пучок взаимодействует только с упругой волной одной частоты. Установленные в задней фокальной плоскости АОМ 2 парциальные дифракционные решетки 5 формируют из непроdifрагировавших световых пучков гетеродинные поля. Пространственные шаги парциальных дифракционных решеток различаются. Поэтому направления распространения гетеродинных пучков,

также, различны. Один из гетеродинных пучков, появившийся вследствие дифракции света на парциальной решетке с периодом равным периоду

$$u(t) = u_1(t) + u_2(t) + \dots + u_n(t)$$

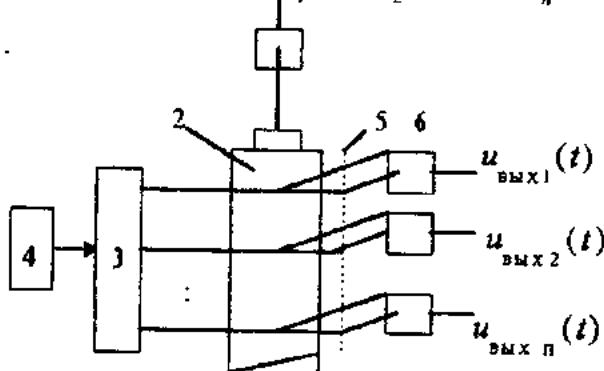


Рис.1.

упругой волны, оказывается коллинеарным с соответствующим сигнальным пучком и гетеродинируют на светочувствительной поверхности соответствующего фотоприемника 6. Результат оптического гетеродинирования выделяется и подается на соответствующий измеритель. Сигнал на выходе  $n$ -го элемента фотоприемника 6, с точностью до постоянного сомножителя  $k$ , соответствует  $n$ -му входному сигналу, задержанному на время  $x_{0n}/\theta$ , где  $x_{0n}$  - расстояние от ЭАП до  $n$ -го луча, т.е.

$$u_{выхn}(t) = k \cdot u_n(t - x_{0n}/\theta). \quad (1)$$

Ширина полосы пропускания каждого канала определяется соотношением:

$$\Delta f \approx 2,792\theta / (\pi d), \quad (2)$$

где  $d$  - апертура падающего светового пучка.

В работе [4] приведены некоторые результаты экспериментальных работ, подтверждающих справедливость приведенных суждений.

## 2. Согласованная фильтрация ЛЧМ сигналов.

Сигналы с внутриимпульсной линейной частотной модуляцией (ЛЧМ) получили широкое применение в радиолокации, где требуется определить положения во времени и мгновенную частоту сигнала [5]. Для осуществления фильтрации ЛЧМ сигналов используют дисперсионные линии задержки (линии задержки с линейной зависимостью времени задержки от частоты). В настоящее время используется два способа получения дисперсионной характеристики. В первом способе используется физическая дисперсия некоторых типов акустических волн (зависимость скорости распространения акустических волн от частоты), а во втором - неэвидистантные преобразователи поверхностных акустических волн [6].

Если на вход фильтра, согласованного с ЛЧМ сигналом, подать ЛЧМ сигнал, то на его выходе формируется короткий радиоимпульс большой амплитуды и с постоянной частотой высокочастотного заполнения. При этом

наилучшие результаты обеспечивает ЛЧМ импульс с большой длительностью. Однако, современные согласованные фильтры (СФ), построенные на основе дисперсионных линий задержки, позволяют обрабатывать сигналы с базой не превышающей 100 [2].

Исследования особенностей акустооптического взаимодействия показали, что на основе этого эффекта можно реализовать дисперсионную акустооптическую линию задержки, которая позволит увеличить на 1-2 порядка эффективность СФ ЛЧМ сигналов по сравнению с существующими аналогами. В этом случае, излучение лазера 1 (рис.2) расщепляется на  $n$  пучков формирующими

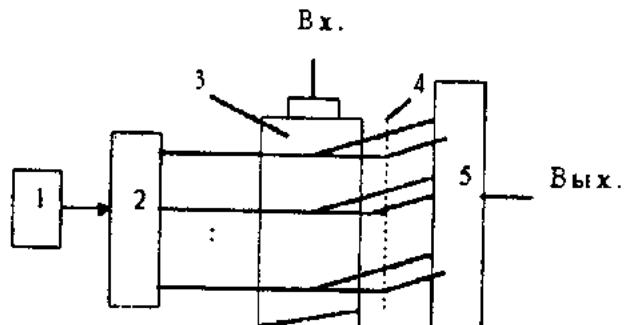


Рис.2.

каскадом 2. Световые пучки падают в апертуру АОМ 3 под различными углами так, что каждый световой пучок может взаимодействовать с упругой волной определенной частоты. Формирование продифрагировавших порядков завершает диафрагма 4 с отверстиями, расположенными под различными углами к оптической оси [7]. Фотодетектор с большой апертурой 5 осуществляет также операцию суммирования. При подаче на вход ЛЧМ импульса, на выходе формируется низкочастотный отклик, обусловленный воздействием на светочувствительную поверхность фотодетектора 5  $n$  продифрагировавших порядков, образующихся вследствие взаимодействия  $n$  световых пучков с различными участками ЛЧМ импульса. Рассмотренный метод согласованной фильтрации позволяет увеличивать отношение сигнал-шум на выходе в  $n$  раз по отношению с входом.

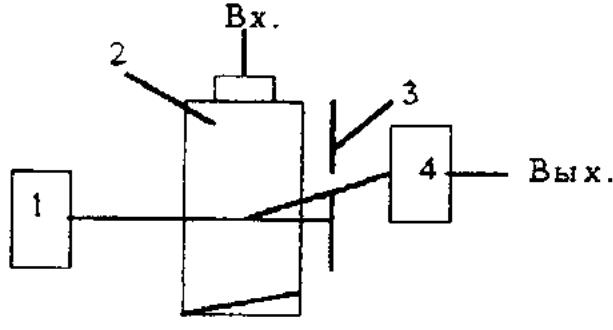
## 3. Демодуляция сигналов с угловой модуляцией.

В соответствии с видами модуляции различают частотные и фазовые демодуляторы. Частотным называют демодулятор, напряжение на выходе которого определяется отклонением мгновенной частоты входного сигнала от среднего значения. Фазовым называют демодулятор, напряжение на выходе которого линейно зависит от разности фаз двух входных сигналов равной частоты.

### 3.1. Частотный демодулятор.

Такие особенности АОМ как широкополосность и возможность сканирования оптического луча в плоскости регистрации используют для демодуляции частотно-модулированных сигналов [8]. В этом случае, желательно применить брэгговский режим взаимодействия световых и акустических волн, при котором луч лазера 1 пада-

ет в апертуру АОМ 2 под углом Брегга (рис.3). Продифрагировавший порядок, через клинообразное отверстие



*Рис.3.*

диафрагмы 3, воздействует на светочувствительную поверхность фотоприемника 4. Изменение частоты воздействия на входе АОМ приводит к изменению направления продифрагированного порядка, что сопровождается изменением интенсивности светового пучка, падающего на светочувствительную поверхность фотоприемника 4. Установлено, что [8] легко можно получить линейную зависимость выходного напряжения акустооптического частотного демодулятора от частоты входного воздействия.

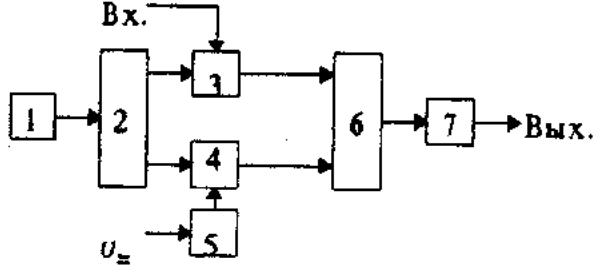
### 3.2. Фазовый демодулятор.

В [9,10] рассматриваются возможности использования АОМ для демодуляции фазомодулированных (ФМ) сигналов способом согласованной фильтрации, техническая реализация которого относительно сложна. Кроме того, для перестройки демодулятора на другую частоту требуется менять опорный транспарант.

Для улучшения эксплуатационно-технических показателей демодулятора можно воспользоваться особенностями оптического гетеродинирования [11].

Акустооптический метод демодуляции ФМ сигналов сводится к следующему. Излучение лазера 1 (рис.4) рас-

щепляется формирующими каскадом 2 на два пучка, которые направляются под углом Брегга в апертуры АОМ 3 и 4 для формирования сигнального и гетеродинного пучков соответственно. Упругая волна в АОМ 3 является пространственным аналогом ФМ сигнала, а упругая волна в АОМ 4 возбуждается выходным напряжением управляемого генератора 5. Сигнальный и гетеродинный пучки гетеродинируют на светочувствительной поверхности фотоприемника 6. Установлено, что, в этих условиях, на выходе низкочастотного фильтра 7 выделяется напряжение пропорциональное девиации фазы ФМ сигнала. Перестройка демодулятора на другую частоту осуществляется путем подачи соответствующего напряжения  $U_{\omega}$  на управитель генератора 5.



*Рис.4.*

равляемого генератора 5. Сигнальный и гетеродинный пучки гетеродинируют на светочувствительной поверхности фотоприемника 6. Установлено, что, в этих условиях, на выходе низкочастотного фильтра 7 выделяется напряжение пропорциональное девиации фазы ФМ сигнала. Перестройка демодулятора на другую частоту осуществляется путем подачи соответствующего напряжения  $U_{\omega}$  на управитель генератора 5.

### Заключение

Вышеизложенное обобщение акустооптических методов обнаружения и распознавания радиосигналов раскрывает новую область применений особенностей фотопротивного эффекта, где указанные проблемы решаются на более высоком уровне относительно простыми средствами. К тому же, установлено, что решение нескольких функций, например, обнаружение и демодуляция, может быть осуществлено в одном устройстве. Это и успехи, достигнутые в разработке лазеров, фотодетекторов, акустооптических модуляторов предопределяют перспективность данного направления.

- [1] Дж. Н. ЛИ, Э. Вандерлугт. ТИИЭР, 1989, т. 77, № 10, с. 158-192.
- [2] С.В. Кулаков. Акустооптические устройства спектрального и корреляционного анализа сигналов. Л.: Наука, 1978.
- [3] Н.С. Вернигоров и др. Панорамные акустооптические приемники-частотомеры. В сб. Обработка радиосигналов акустоэлектронными и акустооптическими устройствами. Л.:Наука, 1983, с. 35-40.
- [4] А.М. Пашаев, А.Р. Гасанов, Х.И. Гасанов. "Радиотехника", 1998, № 2, с. 47-49.
- [5] В.В. Роздобудко. "Радиоэлектроника", 1997, т. 40, №12, с. 50-56.
- [6] Радиоприемные устройства. Под ред. Л.Г.Барулина. М.: Радио и связь,1984.
- [7] А.Р. Гасанов. "Радиоэлектроника", 1998, т. 41, №12, с.37-43.
- [8] А.Р. Гасанов. "Радиоэлектроника", 1998, т. 41, № 6, с. 75-77.
- [9] Ю.В. Егоров, К.П. Наумов. Акустооптический демодулятор сложных ФМ сигналов. В кн.: Акустооптические методы обработки информации. Л.: Наука, 1976, с. 46-52.
- [10] К.П. Наумов. Исследование акустооптических методов демодуляции ФМ радиосигналов. В кн.: Акустооптические методы и техника обработки информации. Межвузовский сборник ЛЭТИ-ЛИАП, 1980, с. 41-47.
- [11] А.Р.Гасанов,Х.И.Абдуллаев, Х.И. Гасанов, Р.М.Байрамов. "Радиоэлектроника", 1999, т. 42, №1, с.46-51.

A.R. Həsənov

### NAMƏ'LUM RADIOSÜALANMALARIN AKUSTOOPTİK ÜSULLARLA AŞKARLANMASI VƏ ARAŞDIRILMASI

Akustooptik qarşılıqlı tə'sir effektinin geniş tezlik diapazonunun panoram qəbulu, xətti tezlik modulyasiyalı siqnalların razılışdırılmış süzgəclənməsi və bucaq modulyasiyalı siqnalların demodulyasiyası üçün tətbiq imkanları analiz edilir.

А.Р. ГАСАНОВ

A.R. Gassanov

## **DETECTION AND DISCERNMENT OF UNKNOWN RADIORADIATIONS BY ACUSTO-OPTICAL METHODS**

The possibility of the use of the acusto-optical interaction effect for the panoramic review of a range of frequencies, agreed filtrations linearly - frequency - modulated signals and demodulation of signals with angular modulation is analyzed.

Дата поступления: 01.09.99

Редактор: Ч.О. Каджар

## CONTENTS

The calculation of the refrigerator thermoexchangator working on the ozone nondangerous cold-agent. ....	1
.T.V.Butchuzi, N.P.Kekelidze, T.G.Khulordava, K.T.Jachvadze, S.B. Suladze, Tomia Ogava, V.A. Aliyev	3
The first acceptor state of substitutional nickel impurity atoms in Ge <sub>x</sub> Si <sub>x</sub> system .... R.Z. Kyazimzade	5
.....	.....
The electrical discharge application at adsorption cleaning of Heksen-1 from impurities .....	7
..... Ch.M. Djuvarily, R.N. Mekhtizadeh, E.N. Akhmedov	.....
Acusto-optical modes of handling of signals.....A.R. Gassanov	9
Mechanism of return current dependence on pressure in a selenic p-n transition .....	.....
..... G.K. Akberov, S.I. Mekhtiyeva, N.E. Gasanov	13
Laser spectroscopy in the investigations of spectral-luminescent properties of vipera metabolites.....	.....
..... Sh.A. Topchieva	15
Photosensitivity, depending on time in CdGa <sub>2</sub> S <sub>4</sub> ..... T.G. Kerimova, Z.G. Mamedov, A.G. Sultanova	18
Elastic scattering of neutrons with energy 14,7 MeV by isotopes of mean nuclei .....	.....
..... Ch.Sh. Abdullayev, M.Sh. Mamedov	20
Photoconductivity of TlIn <sub>1-x</sub> Pr <sub>x</sub> S <sub>2</sub> solid state solutions .....	.....
..... E.M. Gojajev, H.R. Nuriyev, A.M. Nazarov, S.G. Dunyamaliyeva	23
The complex using of the ESR, theoretical conformational analysis and quantum chemistry methods at . the 2,03 complexes structure study..... I.N. Alieva, D.I. Aliev, N.M. Godjaev	25
Piezopolymer composites used in energetics..... M.A. Bagirov, A.M. Magerramov, M.M. Kuliev	27
Reflection less absorption of microwave radiation in mixture solutions of polar substances in non-polar solvents..... E.R. Kasimov, Ch.O. Qadjar, R.K.Kasimov, Sh.G. Gasanov, E.M. Mamedov	30
Substitution and solution energies for orthorhombic compounds semiconducting A <sup>4</sup> B <sup>6</sup> .....	.....
..... F.M. Gashimzade, E.I. Guseinov	33
SL(3,C)-solutions of self-duality equations..... M.A. Mukhtarov	38
Hall devices of the base of n-InSb <sub>1-x</sub> Bi <sub>x</sub> -i-GaAs heterostructures .....	F.D. Kasimov, Ya.Yu. Guseinov
Evaporation and condensation of congruent evaporated compounds AnB <sub>1-x</sub> .....	.....
..... N.D. Achmed-zade,M.Yu. Seidov	44
Reflection spectra in GaAs and Gai <sub>1-x</sub> In <sub>x</sub> As, Gaj <sub>1-x</sub> Al <sub>x</sub> As crystals. .M.I. Aliev, Sh.Sh.Rashidova, I.M.Aliev	46
Elastic modulus of three-component alloys such as Ni <sub>3</sub> (Fe <sub>1-x</sub> Me <sub>x</sub> ) .....	N.T. Panahov
Aerospace research of water surfaces pollution by the mean of laser location.....	.....
..... F.G. Agayev, F.D. Kasimov, Ch.A. Asadov	50
The time resolution of the balanced comparators on the overdamped Josephson junction. ....t.....	.....
..... I.N. Askerzade, F.G. Aliyev, O. Cakiroglu	53
Mechanical strength and deformation properties of polypropylene-polyethylene of low density compositions..... T.M. Veliev, M.J. Zeynalova, S.A. Abasov, J.K. Alieva, S.Sh. Bedirkhanova	55
Investigation of electrical properties of amorphous and polycrystalline metal contact with a semiconductor .....	I.G. Pashaev
Detection and discernment of unknown radioradiations by acusto-optical methods..... A.R. Gassanov	59
Chronicle	61