### AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASI AZERBAIJAN NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES

### FİZİKA-RİYAZİYYAT VƏ TEXNİKA ELMLƏRİ SERİYASI FİZİKA VƏ ASTRONOMİYA

# XƏBƏRLƏR TRANSACTIONS

### SERIES OF PHYSICAL-MATHEMATICAL AND TECHNICAL SCIENCES PHYSICS AND ASTRONOMY

CİLD VOLUME XXXII

<u>№</u>5

<<ELM>> NƏŞRİYYATI

<<ELM>>PUBLISHERS

BAKI – 2012 - BAKU

### REDAKSİYA HEYƏTİ

A.Haciyev - baş redaktor, Ə.Abbasov, C.Allahverdiev, Ç.Qaçar, N.Quliyev, M.Əliyev, T.Əliyev, F.Əliyev, İ.İbrahimov, M.Kərimov, A.Mehdiyev, A.Paşayev, K.Ramazanov, F.Həşimzadə, E.Salayev.

### BURAXILIŞIN REDAKSİYA HEYƏTİ

M.Əliyev - Fizika İnstitutu, baş redaktor, S.Mehdiyeva - Fizika İnstitutu, baş redaktorun müavini, C.Abdinov- Fizika İnstitutu, Ə.Quliyev – Şamaxı Astrofizika Rəsədxanası, H.Əjdərov – Fizika İnstitutu, B.Əsgərov-Bakı Dövlət Universiteti, E.Hüseynov- Fizika İnstitutu, Ş.Naqıyev- Fizika İnstitutu, A.Qəribov- Radiasiya Problemləri İnstitutu, A. Xəlilova- Fizika İnstitutu, məsul katib, İ.Məmmədyarova - Radiasiya Problemləri İnstitutu, baş texniki redaktor.

### MÜƏLLİFLƏRİN NƏZƏRİNƏ

"Azərbaycan MEA Xəbərləri" jurnalı fizika və astronomiyanın müxtəlif sahələrinə həsr olunmuş orijinal və qısa məlumatları qəbul edir. Məqalələr bütün dünya tədqiqatçılarından qəbul olunur.

Əlyazmalar azərbaycan, rus və ingilis dillərində təqdim oluna bilər. Hər bir məqalənin əvvəlində məqalə yazılan dildə qısa xülasə çap edilir. Xülasənin həcmi 70 sözdən artıq olmamalıdır. Nəşr olunmaq üçün göndərilən məqalə Microsoft Word<sup>TM</sup> (şrift-Times New Roman) formatda yazılaraq 210x297mm ölçülü ağ kağızın bir üzündə, 1 intervalla, lazımi sahə saxlanmaqla (yuxarından – 30mm, soldan - 20mm, aşağıdan – 30mm, sağdan -20mm), məqalənin adı qalın -12, müəlliflər – qalın -12, müəssisə, poçt ünvanları, telefon, e-mail, faks – normal 12, iki interval buraxmaqla mətn - normal, düzünə 12, çap edilir. Məqalələr 2 nüsxədə və CD kompakt diskdə işin yerinə yetirildiyi təşkilatın məktubu ilə redaksiyaya təqdim olunur. Çapa qəbul olunmayan məqalələr geri qaytarılmır.

### 1. TİTUL VƏRƏQİ.

Məqalənin titul vərəqində UOT göstərilməli, 1 sətir buraxmaqla: məqalənin adı (böyük hərflərlə); müəlliflərin adı, atasının adı, soyadı, (böyük hərflərlə); tədqiqatçıların iş yeri, müəssisənin poçt indeksi, ünvanı və e-mail; məqalə yazılan dildə xülasə; açar sözlər çap edilir.

### 2. ƏDƏBİYYAT.

Ədəbiyyat siyahısı məqalədə qeyd olunan ardıcıllıqla və aşağıdakı qaydada yazılır:

- jurnal məqaləsi üçün: müəlliflərin adı, atasının adı və soyadı (nümunə: Ə.Ə.Əliyev), məqalənin adı, jurnalın adı, cild (seriya), nömrə, nəşr ili, səhifə (başlanğıc və son);

- kitab və tezislər üçün: müəlliflərin adi, atasının adı və soyadı, kitabın, tezisin və konfransın tam adı, nəşr olunan yer və il, səhifə (başlanğıc və son).

3. XÜLASƏ.

Xülasə ayrı vərəqdə digər 2 dildə çap edilir.

4. ŞƏKİLLƏR.

Şəkillər (60x80mm-dən böyük və ya 125x160mm-dən kiçik formatda) ağ kağızda və CD kompakt diskdə JPG formatında verilməli, şəkilaltı yazılar ayrı vərəqdə çap olunmalıdır. Şəkillərdə aydınlaşdırıcı mətn və şəkilaltı ifadələr olmamalıdır. Qrafiklərin koordinat oxlarında kifayət qədər az sayda rəqəm olmalı, oxların adı iri və aydın ingilis dilində göstərilməlidir. Qrafikdə bir neçə əyri verildikdə onları nömrələməli və nömrələrin izahı şəkil altı yazılarda verilməlidir. Şəkillərin sayı 5-dən çox olmamalıdır.

5. CƏDVƏLLƏR.

Cədvəllər nömrələnib, adlandırılıb ayrıca vərəqdə təqdim olunur. Cədvəllərin ölçüləri 125x160mm və sayı 5-dən artıq olmamalıdır.

6. ÜNVAN.

Azərbaycan, AZ 1143, Bakı, Hüseyn Cavid prospekti, 33, AMEA Fizika İnstitutu.

Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; almaz@physics.ab.az; internet: www.physics.gov.az.

УДК 539.21

### ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

### Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, Г.И.ГУСЕЙНОВ\*

Бакинский Государственный Университет AZ 1148, Баку, ул.3.Халилова, 23 Азербайджанский Архитектурный и Строительный Университет\* AZ 1107, Баку, ул.А.Султанова, 5 huseynov.h.i@mail.ru

поступила 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати 20.08.2012	В работе изучено поперечное магнитосопротивление
	(ПМС) в сверхрешетках с косинусоидальным законом
	дисперсии электронов проводимости в случае, когда
	слабое магнитное поле параллельно плоскости слоя при
	рассеянии носителей тока на ионах примеси. Показано,
	что в квазидвумерном случае магнитосопротивление
	положительно, в то время как в квазитрехмерном случае
	может стать отрицательным в зависимости от степени
Ключевые слова: магнитосопротивление квази-	заполнения зоны. Такое поведение
лаумерный квазитрехмерный споистые	магнитосопротивления, по-видимому, связано с наличием
двумерный, квазитрелмерный, слоистые	в мини-зоне области с отрицательной эффективной
кристаллы.	массои.

### ВВЕДЕНИЕ

Сверхрешетки, а также слоистые полупроводники с их широкими возможностями перестройки, являются новым важным классом материалов, оказывающим большое влияние не только на физику твердого тела, а также и на современную технологию электронных приборов. Как известно, слоистые кристаллы могут быть представлены как наборами атомных плоскостей, связь между атомами которых реализуются ковалентными, ионными и ионно-ковалентными силами, в то время как межплоскостная связь более слабая: ван-дер-ваальсовая [1]. Поэтому электроны могут свободно двигаться внутри слоев, но между слоями перекрытие электронных волновых функций мало из-за ван-дер-ваальсового характера взаимодействия слоев. Слоистые соединения привлекают к себе наибольший интерес из-за экстремально сильной анизотропии, которая приводит к почти двумерному движение электронов в кристалле.

Низкоразмерные электронные системы интересны тем, что в них наблюдаются новые физические явления, такие как отрицательное дифференциальное сопротивление, экстраординарное магнитосопротивление, анизотропия кинетических коэффицентов и другие. Квазидвумерные системы, к которым относятся слоистые кристаллы и сверхрешетки, имеют косинусоидальный закон дисперсии и рассеяние в них носит анизотропный характер. Поэтому исследование явлений переноса может дать ценную информацию о зонной структуре и механизме рассеяния носителей тока в таких системах.

При наличии магнитного поля кинетические явления будут существенно зависеть от направления магнитного поля. В этом случае возникает ряд своеобразных эффектов, которые не наблюдаются в обычном трехмерном электронном газе. К ним можно отнести ориентационный эффект, т.е. зависимость кинетических коэффициентов от направления магнитного поля относительно оси сверхрешетки [2-6]. В этих работах, исследуя зависимость магнитосопротивления от угла между магнитным полем, током и плоскостью слоя, обнаружили осцилляции магнитосопротивления [2], а также что

### Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, Г.И.ГУСЕЙНОВ

магнитосопротивление может быть как положительным [2-4], так и отрицательным [6,7]. Отрицательное магнитосопротивление экспериментально наблюдалось в обоих случаях, когда магнитное поле перпендикулярно [8,9] и параллельно плоскости слоя [6]. Трудности в построении электронной теории явлений переноса в низкоразмерных системах связаны как с особенностями энергетического спектра, так и с анизотропным рассеянием носителей тока в таких системах. В случае, когда магнитное поля находится в плоскости слоя из-за сильной анизотропии и сложной зависимости времени релаксации от компонентов волнового вектора особенно мало изучены явлений при рассеянии на ионах примеси. Следует ожидать, что магнитосопротивление даже в идеальном слоистом проводнике с низкоразмерным электронным газом будет существенно зависеть от величины и направление магнитного поля, когда магнитное поле находится в плоскости слоя.

В настоящей работе изучено поперечное магнитосопротивление в сверхрешетке с косинусоидальным законом дисперсии электронов проводимости в случае, когда магнитное поля находится в плоскости слоя при рассеянии носителей тока на слабо экранированных ионах примеси. Получены аналитические выражения для магнитосопротивления квазидвумерного ( $\zeta_F > 2\varepsilon_0, \zeta_F$  – уровень Ферми,  $\varepsilon_0$  – полуширина мини-зоны) и квазитрехмерного ( $\zeta_F < 2\varepsilon_0$ ) вырожденного электронного газа. Рассмотрено влияние степени заполнения зоны на величину и знак магнитосопротивления. Отмечено, что знак поперечного магнитосопротивление связан с существованием в мини-зоне областей как с положительной, так и с отрицательной эффективной массой.

### ОБЩИЙ ВИД КОМПОНЕНТ ГАЛЬВАНОМАГНИТНОГО ТЕНЗОРА

Рассмотрим электронный газ с косинусоидальным законом дисперсии.

$$\varepsilon(k) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \varepsilon_o [1 - \cos(ak_z)], \qquad (1)$$

здесь,  $k_{\perp}^2 = k_x^2 + k_y^2$ ,  $k_{\perp}$  и  $k_z$  - поперечная и продольная компоненты волнового вектора, соответственно,  $\varepsilon_o$  - полуширина одномерной мини-зоны проводимости, *a* - постоянная решетки в направлении перпендикулярном плоскости слоя,  $m_x = m_y = m_{\perp}$  - эффективная масса электронов проводимости в плоскости слоев,  $\hbar$  – постоянная Планка.

В сверхрешетках с указанным спектром время релаксации  $\tau$  электронов проводимости по разному зависит от компонент волнового вектора. При слабой экранировке кулоновского потенциала примесных ионов  $kr_0 >> 1$  для компонент обратного времени релаксации имеем [10]

$$\tau_{\perp} = \tau_{\perp 0} \frac{\left(\frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T}\right)^{3/2}}{\ln 4r_0 k_z}, \qquad \text{где} \qquad \tau_{\perp 0} = \frac{\tau_0 (2r_0)^3 (2m_{\perp} k_0 T)^{3/2}}{\hbar^3}, \qquad (2)$$

$$\tau_{\parallel} = \tau_{\parallel 0} \left( \frac{\varepsilon_{\perp}}{k_0 T} \right)^{1/2} a k_z, \qquad \text{где} \qquad \tau_{\parallel 0} = \frac{\tau_0 (2r_0)^2 (2m_{\perp} k_0 T)^{1/2}}{a\hbar}.$$
(3)

Эти формулы получены в борновском приближении  $r_0 << r_B$  (где  $r_B = \chi \hbar^2 / me^2 -$  боровский радиус). Здесь  $r_0$  - радиус экранирование кулоновского потенциала примесных ионов,  $\tau_0 = \frac{(m_\perp \chi)^{1/2}}{8\pi N_i ea^{3/2}}$ ,  $\chi$  -диэлектрическая проницаемость кристалла, e - заряд электрона,

 $N_i$ - концентрация примеси, T - абсолютная температура,  $k_0$  – постоянная Больцмана. В общем случае радиус экранирования вырожденного электронного газа зависит от степени заполнения зоны  $Z(\zeta_F) = ak_z$  и от концентрации электронного газа n [7].

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ, В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

Учитывая *ε*(*k*)-закон дисперсии электронов проводимости и явный вид анизотропного времени релаксации, вычислим компоненты гальваномагнитного тензора квазидвумерных электронных систем при рассеянии носителей тока на слабо экранированных ионах примеси, исходя из выражения для плотности тока [11]

$$j_{i} = -\frac{em_{\perp}}{2\pi^{2}\hbar^{2}a} \int_{0}^{2\pi} dZ \int_{0}^{2\pi} d\varphi \int_{0}^{\infty} \left(-\frac{\partial f_{0}}{\partial \varepsilon}\right) P_{i} \upsilon_{i}^{2} d\varepsilon_{\perp} , \qquad (4)$$

где

$$Z_{0} = \begin{cases} \pi, & \text{при} \quad \zeta > 2\varepsilon_{0} \\ \arccos\left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_{0}}\right), & \text{при} \quad \zeta < 2\varepsilon_{0} \end{cases}$$

 $\zeta$  - граничная энергия Ферми,  $P_i$  - компоненты импульса обобшенной силы [12,13].

Направление и величина магнитного поля существенно влияют на поведении низкоразмерного электронного газа. Здесь рассмотрим частный случай, когда магнитное поле направлено в плоскости слоя по оси у, т.е. вектор магнитной индукции имеет компоненты B(0,B,0). Учитывая явный вид  $P_i$ , переходя к цилиндрической системе координат и интегрируя по  $\varphi$ , получим следующие выражения для компонент гальваномагнитного тензора.

$$\sigma_{xx} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \right\rangle, \tag{5}$$

$$\sigma_{xz} = e^2 n_0 \left\langle \frac{\tau_\perp v_\parallel}{1 + v_\perp v_\parallel} \right\rangle,\tag{6}$$

$$\sigma_{zz} = e^2 n_0 \left\langle \left\langle \frac{\tau_{II}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \tag{7}$$

$$\sigma_{zx} = e^2 n_0 \left\langle \left\langle \frac{\tau_{II} \nu_{\perp}}{1 + \nu_{\perp} \nu_{\parallel}} \right\rangle \right\rangle, \tag{8}$$

где  $n_0 = \frac{m_{\perp}(\zeta - \varepsilon_0)}{\pi \hbar^2 a}$ , усреднение  $\langle \cdots \rangle$  означает

$$\langle A \rangle = \frac{1}{\pi^2 \hbar^2 n_0 a} \int_0^{Z_0} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp} \right) A \varepsilon_\perp d\varepsilon_\perp dZ ,$$

((...)) означает

$$\left\langle \left\langle A \right\rangle \right\rangle = \frac{\varepsilon_0}{\pi^2 \hbar^2 n_0 a} \frac{m_\perp}{m_{\parallel 0}} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} \left( -\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_\perp} \right) A \sin^2 Z d\varepsilon_\perp dZ$$
$$v_\perp = \frac{eB \tau_\perp}{m_\perp}, \qquad v_\parallel = \frac{eB \tau_\parallel}{m_\parallel}.$$

Здесь

Эффективная масса в направлении перпендикулярном плоскости слоя зависит от продольной компоненты волнового вектора  $k_z$  и определяется формулой

$$\frac{1}{m_{\parallel}} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \varepsilon}{\partial k_z^2} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2} \cos ak_z = \frac{1}{m_{\parallel 0}} \cos ak_z ,$$

где  $\frac{1}{m_{\parallel 0}} = \frac{\varepsilon_0 a^2}{\hbar^2}$ .

### Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, Г.И.ГУСЕЙНОВ

Теперь на основе выражений для компонент гальваномагнитного тензора можно перейти к вычислению поперечного магнитосопротивления.

# МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА НА ИОНАХ ПРИМЕСИ ( $B \perp Oz$ )

В случае, когда магнитное поле находится в плоскости слоя в направлении *Оу*, удельное сопротивление определяется формулой

$$\rho(B) = \frac{\sigma_{zz}}{\sigma_{xx}\sigma_{zz} + \sigma_{xz}\sigma_{zx}},\tag{9}$$

где  $\rho(0) = \frac{1}{\sigma_{xx}(0)}$ .

Подставляя полученные выражения  $\sigma_{ik}$  (5-8) в формулу (9), получим общее выражение для магнитосопротивления в произвольном магнитном поле

$$\frac{\rho(B)}{\rho(0)} = \frac{\int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{\frac{5}{2}}(Z)dZ}{\ln\frac{4Zr_{0}}{a}} \int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{\frac{1}{2}}(Z)Z\sin^{2}Z \ dZ}{Y(Z)}}{\int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{\frac{5}{2}}(Z)dZ}{Y(Z)\ln\frac{4Zr_{0}}{a}} \int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{\frac{1}{2}}(Z)Z\sin^{2}Z \ dZ|}{Y(Z)} + v_{\perp 0}v_{II0} \int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{3}(Z)Z\cos ZdZ}{Y(Z)\ln\frac{4Zr_{0}}{a}} \int_{0}^{Z_{0}} \frac{X^{2}(Z)Z\sin^{2}ZdZ}{Y(Z)\ln\frac{4Zr_{0}}{a}}, \quad (10)$$
где
$$X(Z) = \cos Z - \cos Z_{0}, \quad Y(Z) = 1 + v_{\perp 0}v_{II0} \frac{X^{2}(Z)Z\cos Z}{\ln(4Zr_{0}/a)}.$$

Отсюда видно, что магнитосопротивление отлично от нуля даже при полном вырождении электронного газа. Из полученных выражений видно, что магнитосопротивление, кроме магнитного поля, сильно зависит от степени заполнения  $Z_0$  минизоны и от соотношения между радиусом экранирования  $r_0$  и постоянной решетки *а* в направлении перпендикулярном к плоскости слоя  $r_0/a$ .

В случае вырожденного электронного газа ПМС  $\rho(B)$  в предельных случаях слабого и сильного магнитного поля можно выразить через введенные нами интегралы  $I_{k,l,m}$ , которые имеют вид

$$I_{k,l,m} = \int_{0}^{Z_0} Z^k \cos^l Z \, \left( \cos Z - \cos Z_0 \right)^m dZ \,, \tag{11}$$

где  $Z = ak_z$ .

Аналитическое выражения для ПМС можно получить только в предельных по магнитному полю случаях. Здесь приведем выражение для поперечного магнитосопротивления в слабом магнитном поле, которое выражается через интегралы  $I_{k,l,m}$  и имеет вид

$$\rho(B) = \rho(0) \left[ 1 + \frac{\nu_{\perp 0}\nu_{\parallel 0}}{\ln \frac{2Z_0 r_0}{a}} \frac{1}{I_{0,0,\frac{5}{2}}} \left[ I_{1,1,\frac{9}{2}} - \frac{(I_{1,0,2} - I_{1,2,2})}{I_{1,0,\frac{1}{2}} - I_{1,2,\frac{1}{2}}} I_{1,1,3} \right] \right].$$
(12)

Теперь отдельно рассмотрим квазитрехмерный и квазидвухмерный электронный газ.

КВАЗИТРЕХМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ: 
$$\zeta < 2\varepsilon_0$$
,  $Z_0 = \arccos\left(1 - \frac{\zeta}{\varepsilon_0}\right)$ .

В этом случае из формулы (12) получим следующую зависимость магнитосопротивления от степени заполнения зоны:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{v_{\perp 0}v_{\prime\prime 0}}{\ln\frac{2z_0r_0}{a}} \frac{1}{Z_0\left(\cos^2 Z_0 + \frac{1}{2}\right) - \frac{3}{4}\sin 2Z_0} \left\{ -\frac{1}{(1 - \cos Z_0)\left(Z_0^2 - Z_0\sin 2Z_0 + \sin^2 Z_0\right)} \times \left[ \frac{3}{2}Z_0^4 \left(\cos^2 Z_0 + \frac{1}{4}\right)^2 + \frac{3}{4}Z_0^3 \left(\cos^2 Z_0 + \frac{1}{4}\right) \left( \left( -3\cos^2 Z_0 + \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{3}\left(\cos^2 Z_0 + 16,5\right)\sin 2Z_0\right) + (13) \right) + Z_0^2\varphi_2(Z_0) + Z_0\varphi_1(Z_0) + \varphi_0(Z_0) \left[ -\left(\cos^2 Z_0 + \frac{3}{4}\right)\cos Z_0 + \frac{1}{5}Z_0\left(\cos^4 Z_0 + 14\cos^2 Z_0 + \frac{8}{3}\right)\sin Z_0 + Z_0^2 \right] + \left[ \frac{5}{3}\cos^5 Z_0 - \cos^4 Z_0 + 4\cos^3 Z_0 - 4,7\cos^2 Z_0 + 0,5\cos Z_0 - 0,6 + \left( \frac{5}{8}\cos Z_0 + \frac{1}{2}\sin Z_0 \right)\sin 2Z_0 \right] \right\}.$$
Вдесь

$$\begin{split} \varphi_{1}(Z_{0}) &= 1,6\,\cos^{6}Z_{0} - 3\cos^{5}Z_{0} + 7,6\cos^{4}Z_{0} - 6,8\cos^{3}Z_{0} + \frac{7}{64}\cos^{2}Z_{0} + \frac{7}{12}\cos Z_{0} - \\ &- \frac{1}{16} + \frac{1}{3}\left(2,9\cos^{6}Z_{0} + 48\cos^{4}Z_{0} - 2,7\cos^{3}Z_{0} - 4\cos^{2}Z_{0} - 44\cos Z_{0}\right)\sin 2Z_{0}, \\ \varphi_{2}(z_{0}) &= 2\left[\left(\cos^{2}Z_{0} + \frac{1}{4}\right)\left(-3,4\cos^{4}Z_{0} + \cos^{3}Z_{0} - 2,3\cos^{2}Z_{0} + 5\cos Z_{0} - \frac{1}{4}\right) - \frac{1}{16}\left(-3\cos^{2}Z_{0} + \frac{1}{4}\right)\right. \\ &\times \left(\cos^{2}Z_{0} + 16,5\right)\sin 2Z_{0} \right], \\ \varphi_{0}(z_{0}) &= \frac{8}{9}\left(4,6\cos^{7}Z_{0} - 8,8\cos^{6}Z_{0} + 22\cos^{5}Z_{0} - 23,8\cos^{4}Z_{0} + 3,9\cos^{3}Z_{0} + 18,8\cos^{2}Z_{0} + 20\cos Z_{0} - \frac{2}{3}\right)\cos Z_{0}. \end{split}$$

Из выражения (13) видно, что магнитосопротивление в системах с квазитрехмерным электронным газом существенно зависит от степени заполнения зоны и логарифмически слабо от отношения  $r_0/a$  радиуса экранирования к постоянной решетки в направлении z. Отсюда видно, что, так как в это выражение входят знакопеременные тригонометрические функции, то знак магнитосопротивления в этом пределе может быть как положительным, так и отрицательным. Можно показать, что при малых значениях степени заполнения зоны  $(Z_0 \rightarrow 0)$  из (13) для магнитосопротивления получим

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = -1.31 \frac{V_{\perp 0} V_{//0}}{\ln \frac{2Z_0 r_0}{q}} < 0 .$$
(14)

Как следует из формулы (13), при стремлении  $Z_0 \rightarrow \pi/2$  магнитосопротивление, оставаясь отрицательным по абсолютной величине, уменьшается.

В. КВАЗИДВУМЕРНЫЙ СЛУЧАЙ:  $\zeta > 2\varepsilon_0$ ,  $Z_0 = \pi$ .

Из общей формулы (12) для магнитосопротивления в слабом магнитном поле имеем

$$\frac{\Delta\rho}{\rho(0)} = \frac{1}{3} \frac{v_{\perp 0} v_{//0}}{\ln \frac{2\pi r_0}{a}} > 0.$$
(15)

Следовательно, в этом пределе магнитосопротивление всегда положительно. Таким образом, в зависимости от степени заполнения зоны магнитосопротивление сначала отрицательно, а после  $Z_0 = \pi/2$  становится положительным. Такое поведение магнитосопротивления, по-видимому, связано с наличием в мини-зоне области с

отрицательной эффективной массой.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получены аналитические выражения для компонент гальваномагнитного тензора  $\sigma_{ik}(i,k=x,z)$  в магнитном поле, направленном в плоскости слоя проводника. На основе вычислено магнитосопротивление этих выражений для квазидвумерного И квазитрехмерного электронного газа при рассеянии на ионах примеси со слабой экранировкой кулоновского потенциала в пределе слабого магнитного поля. В слабом магнитном поле магнитосопротивление зависит от величины магнитного поля, радиуса экранировании и немонотонно зависит от степени заполнения мини-зоны. Показано, что в квазидвумерном случае магнитосопротивление положительно, а в квазитрехмерном может отрицательным в зависимости степени заполнения стать ОТ 30НЫ: магнитосопротивление сначала отрицательно, а после  $Z_0 = \pi/2$  становится положительным. Такое поведение магнитосопротивления, по-видимому, связано с наличием в мини-зоне области с отрицательной эффективной массой.

- 1. V.P.Dragunov, İ.G. Neizvestniy, V.A. Gridchin, Principles of nanoelectronics, Lagos M. (2006) 494.
- 2. M.F.Smith, Ross H.Mc Kenzie, Anizotropic scattering in angler-depended magnetoresistance quasi-2D and quasi-1D metals: beyond the relaxtion time approximation, Physical Review, **B77** (2008) 235123-235134.
- 3. A.J.Schofield, J.R.Cooper, Quasi-linear magnetoresistance in almost two-dimensional band structure, Physical Review, **B62** (2000) 10779-10786.
- 4. В.Г.Песчанский, О гальваномагнитных явлениях в слоистых проводниках, ЖЭТФ, **112** (1997) 618-627.
- 5. A.D.Mirlin, E.Tsitsishvili, P.Woefle, Magnetotransport in lateral superlattices with small angle impurity scattering: Low field magnetoresistanse, Physical Review, **B64** (2001) 125319-125324.
- 6. N.M.Sotomayor, G.M.Gusev, J.R.Leite, A.A.Bykov, A.K.Kalagin, V.M.Kudryashev, A.I.Toropov, Negative linear classical magnetoresistence in a corrugated two-dimensional electron gas, Physical Review, **B70** (2004) 235326-235330.
- 7. Б.М.Аскеров, Г.И.Гусейнов, С.Р.Фигарова, Поперечное магнитосопротивление низкоразмерной электронной системы при рассеянии на ионах примеси, Вестник НАНА, серия физико-математический и технический наук, **XXX** №5 (2010) 3-8.
- 8. G.M.Gusev, J.R.Leite, A.A.Bykov, N.T.Moshegov, V.M.Kudryashev, A.I.Toropov, Yu.V.–Nastaushev, Single-particle relaxation time in a spatially fluctuating magnetic field, Physical Review, **B59** (1999) 5711-5716.
- A.A.Bykov, G.M.Gusev, J.R.Leite, A.K.Bakarov, A.V.Goran, V.M.Kudryashev, A.I.Toropov, Quasiclassical negative magnetoresistance of a two-dimensional electron gas in a random magnetic field, Physical Review, B65 (2001) 035302-035309.
- 10. Б.М.Аскеров, Г.И.Гусейнов, В.Р.Фигаров, С.Р.Фигарова, Анизотропия примесного рассеяния и электропроводности квазидвумерных электронных систем, ФТТ, **50** (2008) 746-750.
- 11. С.Р.Фигарова, Эффект Холла в квазидвумерных электронных системах при рассеянии носителей тока на оптических фононах, Вестник БГУ, серия физикоматематических наук, №3 (2006)183-189.
- 12. B.M.Askerov, Electron Transport Phenomena in Semiconductors, World Scientific, Singapore, (1994) 412.
- 13. B.M.Askerov, S.R.Figarova, Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases, Springer Verlag Berlin, (2010) 374.

## ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНИТОСОПРОТИВЛЕНИЕ В НАПРАВЛЕНИИ, ПЕРПЕНДИКУЛЯРНОМ ОСИ СВЕРХРЕШЕТКИ, В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ИОНАХ ПРИМЕСИ

### İFRAT QƏFƏSİN OXUNA PERPENDİKULYAR YÖNƏLƏN ZƏİF MAQNİT SAHƏSİNDƏ AŞQAR İONLARINDAN SƏPİLMƏ HALINDA MƏNFİ MAQNİT MÜQAVİMƏTİ

### B.M.ƏSGƏROV, S.R.FİQAROVA, H.İ.HÜSEYNOV

İşdə keçiricilik elektronları kosinusoidal dispersiya qanununa tabe olan ifrat qəfəslərdə aşqar ionlarından səpilmə halında zəif maqnit sahəsi lay müstəvisinə paralel olduqda eninə maqnit müqaviməti (EMM) öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, kvaziikiölçülü halda maqnit müqaviməti müsbət qiymət aldığı halda, kvazi–üçölçülü halda zonanın dolma dərəcəsindən asılı olaraq mənfi ola bilər. Maqnit müqavimətinin özünü belə aparması mini-zonada mənfi effektiv kütləli oblastların mövcud olması ilə bağlıdır.

#### NEGATIVE MAGNETORESISTANCE IN PERPENDICULAR OF THE SUPERLATTICES AXIS WEAK MAGNETIC FIELD AT SCATTERING ON IMPURITY IONS

### B.M.ASKEROV, S.R.FIGAROVA, H.I.HUSEYNOV

The transverse magnetoresistance in superlattices with the cosine dispersion law of conduction electrons in a case, when a weak magnetic field in plane of layer at scattering of the charge carriers on impurity ions has been studied. It has been shown that in a quasi-two-dimensional case the magnetoresistance was positive, while in a quasi-three-dimensional case can become negative depending on a degree of mini-band filling. Such behavior of magnetoresistance, apparently, has been related to presence in a mini-band of region with the negative effective mass.

### UOT 73.63.Hs; 73.50.Fq

### GÜCLÜ ELEKTRIK SAHƏSINDƏ İKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZININ QIZMASI

### M.M.BABAYEV

Azərbaycan MEA-nın Fizika İnstitutu AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr. 33 mirbabababayev@yahoo.com

daxil olub: 12.05.2012 çapa verilib:20.08.2012	REFERAT Parabolik potensiallı kvant çuxurunda elektron qazı təbəqəsi üzrə yönəlmiş güclü elektrik sahəsinin təsiri ilə elektronların
Açar sözlər: kvant çuxuru, effektiv e temperaturu	ilektron elektron temperaturunun elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı kvadratik asılılığa yaxındır.

### GİRİŞ

Asağı ölçülü sistemlərdə elektron qazının termoelektrik və termomagnit effektləri həm eksperimental, həm də nəzəri olaraq intensiv tədqiq olunur [1-8]. Güclü elektrik sahəsində elektronların qızması termoelektrik və termomaqnit effektlərin qiymətlərini və kristalın parametrlərindən (elektronların konsentrasiyasından, temperaturdan və s.) asılılıqlarını xevli dəyişdirir, bundan əlavə tətbiq olunmuş elektrik sahəsindən asılılığını yaradır ki, bunun vasitəsi ilə bu effektlərin giymətlərini idarə etmək mümkündür. Güclü elektrik sahəsində termoelektrik və termomagnit effektlərin nəzəri hesablanmasında ilkin mərhələ kimi elektronların orta enerjisinin (elektronların effektiv temperaturunun) hesablanması lazımdır. Bu işdə güclü cırlaşmış parabolik potensiallı yarımkeçirici kvant çuxurunda elektronların effektiv temperaturu hesablanmışdır. Elektronların fononlar tərəfindən sövgünün əhəmiyyətli rol oynadığı aşağı temperaturlar oblastına baxılır. Temperatur qradiyentinin elektron qazı təbəqəsi üzrə yönəldiyi hal tədqiq edilir və bu təbəqə üzrə elektrik cərəyanını hesablyanda Bolsmanın kinetik tənlik metodundan istifadə edilir. Biz elektronların asqar ionlardan, akustik fononların deformasiya və pyezoelektrik potensialından səpilmə mexanizmlərini nəzərə alırıq. Baxdığımız aşağı temperaturlar oblastında optik fononlardan səpilmə ehtimalı kiçik olduğu üçün bu mexanizm nəzərə alınmır. Elektronların relaksasiya müddətlərini hesablayarkən səpici potensialların ekranlaşmasını da nəzərə alırıq.

### MƏSƏLƏNİN ƏSAS TƏNLİKLƏRİ

Parabolik potensial modelində hesab edilir ki, ikiölçülü elektron qazının hərəkəti x oxu istiqamətində  $U(x) = m\omega_0^2 x^2/2$  parabolik potensialı ilə məhdudlaşmışdır (*m* - keçirici elektronların effektiv kütləsi,  $\omega_0$  - parabolik potensialın parametridir). Maqnit sahəsi olmayan halda bu modeldə elektronların dispersiya qanunu aşağıdakı kimi yazılır :

$$\varepsilon = \left(\frac{1}{2} + N\right)\hbar\omega_0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m},\tag{1}$$

burada N - ossillyasiya kvant ədədi,  $\vec{k}(k_y,k_z)$  - elektronların dalğa vektorudur.

İkiölçülü elektron qazında elektron-elektron qarşılıqlı təsiri, kvant təbəqəsinin x istiqamətində məhdudlaşmasından meydana çıxan form-faktoru nəzərə almaqla Kulon potensialı ilə ifadə olunur. Onda elektronların dielektrik funksiyası fononların  $\vec{q}(q_x, q_y, q_z)$  dalğa vektorunun yalnız təbəqə boyunca yönələn  $q_{\Box}(q_y, q_z)$  toplananlarından asılı olur:

$$F(q_{\Box}) = 1 + \frac{2me^2 e^{\frac{1}{2}R^2 q_{\Box}^2} erfc\left(\frac{R q_{\Box}}{\sqrt{2}}\right)}{\sqrt{\pi}\hbar^2 \chi q_{\Box}},$$
(2)

 $\chi$  - statik dielektrik nüfuzluğu,  $R = (\hbar/m\omega_0)^{1/2}$  - "maqnit uzunluğu"dur.

Į

Elektronların öz aralarında toqquşma tezliyi ( $v_{ee}$ ) onların fononlardan səpilmə tezliyindən ( $v_{ep}$ ) böyükdürsə, ikiölçülü halda da elektronların  $f(\vec{p},\vec{r})$  paylanma funksiyasının izotrop hissəsini, qəfəsin T temperaturundan fərqli  $T_e$  temperaturu ilə xarakterizə olunan Fermi – Dirak paylanması kimi göstərmək olar:

$$f_0(p, \vec{r}) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\varepsilon - \zeta(T_c)}{k_0 T_c}\right) + 1} , \qquad (3)$$

burada  $\vec{p}$ ,  $\vec{r}$ ,  $\varepsilon$  və  $\zeta(T_e)$ , uyğun olaraq, elektronun impulsu, koordinatları, enerjisi və kimyəvi potensialıdır. Kvant çuxurlarında termoehq-nin öyrənilməsinə aid eksperimentlərin əksəriyyətində [1-2] nəticələrin analizi göstərir ki, elektronların orta enerjisi  $\overline{\varepsilon} < \hbar \omega_0$  şərtini ödəyir, yəni elektronlar yalnız birinci (N = 0) kvant səviyyəsində yerləşir, onda hal sıxlığı sabit olur:  $g(\varepsilon) = \frac{m}{\pi \hbar^2}$ . Ona görə də biz N = 0 (kvant limit) halına baxacağıq. Bu halda elektronların kimyəvi potensialı üçün alırıq:

$$\zeta(T_e) = k_0 T_e \ln\left[\exp\left(\frac{\pi\hbar^2 n}{mk_0 T_e}\right) - 1\right] + \frac{\hbar\omega_0}{2}, \qquad (4)$$

burada n – kvant çuxurunda elektronların səth sıxlığıdır.

Kvazi-elastiki səpilmə şərti ödənilirsə, onda güclü elektrik sahəsində də elektronların paylanma funksiyasını

$$f\left(\vec{p},\vec{r}\right) = f_0\left(\varepsilon,\vec{r}\right) + \vec{f}_1\left(\varepsilon,\vec{r}\right)\frac{\vec{p}}{p}, \qquad \left|\vec{f}_1\right| \ll f_0 \tag{5}$$

kimi yaza bilərik [9].

Elektronların effektiv temperaturu balans tənliyindən tapılır: stasionar halda elektron sisteminin elektrik sahəsindən aldığı enerji( $\sigma_2(\vartheta)E^2$ ) bu sistemin fononlar sisteminə verdiyi enerjiyə ( $W_{pp}(\vartheta)$ ) bərabər olur:

$$\sigma_2(\vartheta)E^2 = W_{ep}(\vartheta). \tag{6}$$

Burada  $\sigma_2(\vartheta)$  - ikiölçülü elektron qazının güclü elektrik sahəsində elektrik keçiriciliyidir. Zəif elektrik sahələrində (elektronların qızması baş verməyən halda) kvant çuxurunda elektron qazının keçiriciliyi [10] işində hesablanmışdır. Eyni qayda ilə güclü elektrik sahəsində kvant çuxurundakı elektron qazının keçiriciliyini hesablaya bilərik. (1) spektrinə malik elektron qazının keçiriciliyi üçün alırıq:

$$\sigma_2(\vartheta) = \frac{e^2 k_0 T \vartheta}{\pi \hbar^2} \int_0^\infty \left( -\frac{\partial f_0}{\partial y} \right) \frac{y}{v_e(y)} dy, \quad y = \frac{\varepsilon - \frac{\hbar \omega_0}{2}}{k_0 T \vartheta} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m k_0 T \vartheta}, \quad \vartheta = \frac{T_e}{T}.$$
 (7)

Burada  $v_e(y)$  - elektronların impulsunun bütün səpilmə mexanizmlərindən (ümumi) səpilmə tezliyidir. Biz akustik fononların deformasiya potensialından və pyezo-potensialdan, eləcə də aşqar ionlardan səpilməni nəzərə alırıq:

$$v_{e}(y) = v_{da}(y) + v_{pa}(y) + v_{i}(y).$$
(8)

Deformasiya potensialından səpilmədə:

$$M.M.BABAYEV v_{da}(y) = \frac{2\sqrt{2}mk_0T E_1^2}{\pi\sqrt{\pi} \hbar^3 \rho s^2 R} \int_0^1 \frac{x^2}{\varepsilon^2(x)\sqrt{1-x^2}} dx,$$
(9)

burada  $E_1$ -deformasiya potensialının parametri [11], s-səsin kristalda sürətidir və

$$\varepsilon(x) = 1 + \frac{me^2 R e^{2y^2 x^2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{2}y x\right)}{\sqrt{\pi}\hbar^2 \chi y x}, x = \frac{q_{\square}}{2k}, y = Rk$$
(10)

işarə edilib. Pyezoelektrik potensialdan səpilmədə:

$$v_{pa}(y) = \frac{mk_0 T e^2 \beta^2 R}{\pi \hbar^3 \chi^2 \rho s^2 y} \int_0^1 e^{2y^2 x^2} \operatorname{erfc}\left(\sqrt{2}y x\right) \frac{x}{\varepsilon^2(x)\sqrt{1-x^2}} dx, \qquad (11)$$

burada  $\beta = \sqrt{0.8}e_{14}/\chi$ ,  $e_{14}$ -pyezopotensialın parametridir [11]. Elektronların aşqar ionlardan səpilməsində

$$v_{i} = \frac{4\pi m n_{i} Z^{2} e^{4} R^{2}}{\hbar^{3} \chi^{2} y^{2}} \int_{0}^{1} e^{2y^{2}x^{2}} erfc(yx)^{2} \frac{1}{\varepsilon^{2}(x)\sqrt{1-x^{2}}} dx, \qquad (12)$$

burada Ze və  $n_i$ , uyğun olaraq, ionların yükü və səth sıxlığıdır.

 $e^{\eta_0} >> 1$  şərtində (güclü cırlaşmış elektron qazı) (7)-dən elektrik keçiriciliyi üçün alırıq:

$$\sigma_2(\vartheta) = \frac{e^2 n}{m v_e(\eta_0)}, \ \eta_0 = \frac{\zeta(T_e)}{k_0 T_e} - \frac{\hbar \omega_0}{2k_0 T_e} \approx \frac{\pi \hbar^2 n}{m k_0 T_e}.$$
(13)

### ELEKTRONLARIN ENERJİSINİN SƏPİLMƏSİ

Elektron sisteminin fononlardan səpilmədə 1 saniyədə itirdiyi enerji

$$W_{ep} = \sum_{\vec{q}} \hbar \omega_q \left(\frac{\partial N_q}{\partial t}\right)_{ep},\tag{14}$$

burada  $\left(\frac{\partial N_q}{\partial t}\right)_{ep}$  - elektronların fonon buraxması və udması prosesləri nəticəsində  $\vec{q}$  dalğa

vektoruna malik fononların artma sürətidir [9]:

$$\left(\frac{\partial N_q}{\partial t}\right)_{ep} = \frac{4\pi}{\hbar} \sum_{k_y, k_z} \begin{cases} \left| \left\langle \vec{k}, N_q + 1 \middle| V(\vec{r}) \middle| \vec{k} + \vec{q}_\perp, N_q \right\rangle \right|^2 \delta \left( \varepsilon_{\vec{k}, N_q + 1} - \varepsilon_{\vec{k} + \vec{q}_\perp, N_q} \right) f\left(\vec{k} + \vec{q}_\perp\right) \left[ 1 - f\left(\vec{k}\right) \right] - \left| \left\langle \vec{k} + \vec{q}_\perp, N_q - 1 \middle| V(\vec{r}) \middle| \vec{k}, N_q \right\rangle \right|^2 \delta \left( \varepsilon_{\vec{k} + \vec{q}_\perp, N_q - 1} - \varepsilon_{\vec{k}, N_q} \right) f\left(\vec{k}\right) \left[ 1 - f\left(\vec{k} + \vec{q}_\perp\right) \right] \end{cases}.$$
(15)

Qarşılıqlı təsirin potensial enerjisi  $V(\vec{r})$  deformasiya potensialından səpilmədə [12]

$$V(\vec{r}) = \frac{iE_1}{\sqrt{NM}} \sum_{\vec{q}} \frac{q}{\varepsilon(q_0)} \Big[ b(\vec{q}) e^{iqr} + b^*(\vec{q}) e^{-iqr} \Big], \tag{16}$$

pyezoakustik potensialdan səpilmədə isə

$$V(\vec{r}) = -\frac{e\beta}{\sqrt{NM}} \sum_{\vec{q}} \frac{q}{\varepsilon(q_{\Box})} \Big[ b(\vec{q}) e^{iqr} + b^*(\vec{q}) e^{-iqr} \Big].$$
(17)

(16) və (17)-ni (15)-də nəzərə alsaq:

$$\left(\frac{\partial N_q}{\partial t}\right)_{ep} = \frac{m\sqrt{2mk_0T_e}E_1^2}{4\pi^2\hbar^3Rs_0\rho x\varepsilon^2(x)}\int_0^\infty dz \frac{e^{z-\eta_0+\delta x^2}}{\sqrt{z}\left(e^{z-\eta_0+\delta x^2}+1\right)^2}F(x),$$
(18)

burada

GÜCLÜ ELEKTRIK SAHƏSINDƏ İKİÖLÇÜLÜ ELEKTRON QAZININ QIZMASI

$$F(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \varphi(t) e^{-\frac{t^2}{2}} \left[ t^2 + x^2 + \left(\frac{e\beta R}{E_1}\right)^2 \right], \quad \varphi(t) = \frac{e^{\gamma \sqrt{t^2 + x^2}} - e^{\gamma_e \sqrt{t^2 + x^2}}}{\sqrt{t^2 + x^2} \left(e^{\gamma \sqrt{t^2 + x^2}} - 1\right)},$$
(19)

$$t = Rq_x, x = Rq_{\Box}, \ \delta = \frac{\hbar^2}{8mR^2k_0T_e}, \ \gamma = \frac{\hbar s_0}{k_0TR}, \ \gamma_e = \frac{\hbar s_0}{k_0T_eR}$$
(20)

işarə edilib. Güclü cırlaşmış halda ( $e^{\eta_0} >> 1$ ) (18) bu şəklə düşür:

$$\left(\frac{\partial N_q}{\partial t}\right)_{ep} = \frac{m\sqrt{mk_0T_e}E_1^2}{\sqrt{2}\pi\hbar^3 Rs_0\rho x\varepsilon^2(x)\sqrt{\eta_0-\delta x^2}}\int_0^\infty dt\varphi(t)e^{-\frac{t^2}{2}}\left[t^2+x^2+\left(\frac{eE_{pz}R}{\chi E_1}\right)^2\right].$$
(21)

(18) ifadəsini (14)-də yerinə yazsaq, elektron sisteminin fononlardan səpilmədə 1 saniyədə itirdiyi enerji üçün alırıq: 110

$$W_{ep} = \frac{Vm\sqrt{2mk_0T_e}E_1^2}{4\pi^4\hbar^2\rho R^5} \int_0^t dt \int_0^{x_m} dx \frac{(t^2 + x^2)^{1/2}}{\varepsilon^2(x)} F(x) \int_0^\infty dz \frac{e^{z-\eta_0+\delta x^2}}{\sqrt{z}\left(e^{z-\eta_0+\delta x^2}+1\right)^2},$$
 (22)

burada  $t_{\rm m} = x_{\rm m} = 2kR = \frac{2R}{\hbar} \sqrt{2m \left(\overline{\varepsilon} - \frac{\hbar\omega_0}{2}\right)}, \ \overline{\varepsilon}$ -elektronların orta enerjisi, V-kristalın həcmidir. Güclü cırlaşmış halda (22) bu şəklə düşür:

$$W_{ep} = \frac{Vm^{2}k_{0}T_{e}E_{1}^{2}}{2\pi^{4}\hbar^{3}\sqrt{2\pi n}\rho R^{5}} \int_{0}^{2R\sqrt{2\pi n}} dt \int_{0}^{2R\sqrt{2\pi n}} dx \frac{\left(t^{2} + x^{2}\right)^{1/2}}{\varepsilon^{2}(x)\sqrt{1 - \frac{x^{2}}{8\pi nR^{2}}}} F(x) \cdot$$
(23)  
ELEKTRON QAZININ EFEEKTIV TEMPERATURU

### ELEKTRON QAZININ EFFEKTIV TEMPERATURU

(13) və (23) ifadələrini (6)-da nəzərə alsaq elektron temperaturu üçün aşağıdakı tənliyi alırıq:

$$\mathcal{G} \cdot I(\mathcal{G}) = \left(\frac{E}{E_x}\right)^2, \quad E_x^2 = \frac{m^3 k_0 T L_x E_1^2 \nu_e(\eta_0)}{(2\pi n)^{3/2} \pi^3 \hbar^3 e^2 R^5 \rho},$$
(24)

burada

$$I(\vartheta) = \int_{0}^{x_{m}} dx \frac{1}{2\varepsilon^{2}(x)\sqrt{\left(1 - (x/x_{m})^{2}\right)}} \left(y_{m}\sqrt{x^{2} + y_{m}^{2}} + x^{2}\ln\left(\frac{y_{m} + \sqrt{x^{2} + y_{m}^{2}}}{x}\right)\right) \times \\ \times \int_{0}^{\infty} dt \frac{\varphi(t)}{\sqrt{t^{2} + x^{2}}} e^{-\frac{t^{2}}{2}} \left[t^{2} + x^{2} + \left(\frac{e\beta R}{E_{1}}\right)^{2}\right], \ x_{m} = y_{m} = 2R\sqrt{2\pi n}.$$
(25)

(24) tənliyində I(9) funksiyası  $\varphi(t)$  vasitəsi ilə elektron temperaturundan asılı olduğu üçün ümumi halda 9-nın elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığını analitik funksiya şəklində ifadə etmək olmur (ümumi halda bu asılılığı ədədi hesablamalarla tapmaq olar). Limit hallarına baxaq. Zəif qızma halında ( $9-1 \ll 1$ ) (25)-i sıraya ayırmaqla (24)-dən alırıq:

$$\mathcal{G} = 1 + \left(\frac{E}{E_{x0}}\right)^2, \quad E_{x0}^2 = \frac{m^3 k_0 T L_x E_1^2 v_e(\eta_0) I_0 \gamma}{(2\pi n)^{3/2} \pi^3 \hbar^3 e^2 R^5 \rho},$$
(26)

 $\varphi(t) = \frac{e^{\gamma \mathbf{v} + x}}{\left(e^{\gamma \sqrt{t^2 + x^2}} - 1\right)}$ yazmaqla burada  $I_0$  elektron temperaturundan asılı deyil və (25) ifadəsində

hesablanır.

Güclü qızma halında ( $\theta >> 1$ ) (24)-dən alırıq:

$$\mathcal{G} = \left(\frac{E}{E_{x1}}\right)^2, \quad E_{x1}^2 = \frac{m^3 k_0 T L_x E_1^2 \nu_e(\eta_0) I_1}{(2\pi n)^{3/2} \pi^3 \hbar^3 e^2 R^5 \rho},$$
(27)

burada  $I_1$  elektron temperaturundan asılı deyil və (25) ifadəsində  $\varphi(t) = \frac{1}{\sqrt{t^2 + x^2}}$  yazmaqla

hesablanır. (27)-dan görünür ki, güclü qızmış elektron qazının effektiv temperaturu elektrik sahəsi intensivliyinin kvadratik funksiyasıdır.

### NƏTİCƏLƏRİN MÜZAKİRƏSİ

Ümumi halda  $\mathscr{G}$ -nın elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığını (24) tənliyindən ədədi hesablamalarla tapmaq olar.  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  parabolik kvant çuxurundakı elektron qazı üçün hesablamalarda fiziki parametrlərin elmi ədəbiyyatda məlum olan aşağıdakı qiymətlərindən istifadə edilmişdir [11]:  $m = 0.067 m_0$  ( $m_0$ -sərbəst elektronun kütləsidir),  $\rho = 5.3 \times 10^3 kq/m^3$ ,  $s = 5 \cdot 10^5 m/s$ ,  $\chi = 12.9$ ,  $E_1 = 7, 4eV$ ,  $e_{14} = 0.16 C/m^2$ . [1] eksperimentinə uyğun olaraq biz kvant çuxurunun enini  $L_x = 10^{-8} m$ , elektronların səth sıxlığını  $n = 1, 78 \cdot 10^{11} cm^{-2}$ , yürüklüyünü  $22.7 m^2/Vs$  götürmüşük.

Parametrlərin bu qiymətlərində kvant limit şərti (N = 0) ödənilir ( $\hbar \omega_0 / 2 \le \zeta < 3\hbar \omega_0 / 2$ ). Baxılan şəraitdə elektronların əsas səpilmə mexanizmi aşqar ionlardan səpilmədir və yürüklüyün yuxarıda verilən qiymətində ionların səth sıxlığı üçün  $n_i = 3 \cdot 10^9 cm^{-2}$  alınır. Baxdığımız temperatur oblastında (T = (1-10)K) fononlarla elektronların qarşılıqlı təsirində pyezoelektrik (PA) və deformasiya (DA) mexanizmlərinin rolu eyni tərtiblidir, ona görə də hər iki mexanizm nəzərə alınmışdır.

Parabolik potensialın parametri  $\omega_0$ -ın qiymətini "maqnit uzunluğu"nun tərtibinə əsasən qiymətləndiririk. Kvaziklassik təsəvvürə görə "maqnit uzunluğu" elektronların kvant çuxuru təbəqəsinə perpendikulyar müstəvidə "fırlanma radiusu" anlamına gəlir və hərəkət təbəqənin eni ilə məhdudlaşdığına görə  $R \approx L_x/2$  götürə bilərik. Bu şərtdən tapırıq:  $\omega_0 = 7 \times 10^{13} \text{ san}^{-1}$ .



#### Şəkil 1.

Ölçüsüz elektron temperaturunun elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı (1 əyrisi). 2-zəif qızma halına aid (26) düsturu ilə, 3-güclü qızma halına aid (27) düsturu ilə hesablamanın nəticələridir.



Qəfəsin müxtəlif temperaturlarında elektronların effektiv temperaturunun elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılıqları.

Kristal qəfəsin T=3K temperaturunda ədədi hesablamaların nəticələri Şəkil1-də verilmişdir.  $\mathcal{P}$ -nın elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılığı (1 əyrisi) kvadratik asılılığa yaxındır. Şəkil 1-də müqayisə üçün zəif qızma halına aid (26) düsturu ilə (2 əyrisi) və güclü qızma halına aid (27) düsturu ilə (3 əyrisi) hesablamaların nəticələri də verilmişdir. Qrafikdən göründüyü kimi  $\mathcal{P} > 3$  qiymətlərində (27) düsturu elektronların qızma dərəcəsini kifayət qədər düzgün ifadə edir.

Şəkil 2-də qəfəsin müxtəlif temperaturlarında elektronların effektiv temperaturunun elektrik sahəsinin intensivliyindən asılılıqları verilmişdir. Elektrik sahəsi intensivliyinin verilmiş qiymətində qəfəsin temperaturu artdıqca elektronların effektiv temperaturu artır, lakin qızma dərəcəsi  $\mathcal{G} = T_c/T$  isə azalır.

- 1. R.Fletcher, J.C.Maan and G.Weimann, *Experimental results on the high-field* thermopower of a two-dimensional electron gas in a GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As heterojunction, *Phys. Rev. B*, **32** (1985) 8477-8479.
- 2. R.Fletcher, J.J.Harris, C.T.Foxon, M.Tsaousidou, P.N.Butcher, *Thermoelectric properties* of a very-low-mobility two-dimensional electron gas, *Phys.Rev.B*, **50** (1994) 14991-14998.
- 3. S.K.Lyo, *Low-temperature phonon-drag thermoelectric power in heterojunctions*, *Phys.Rev.B*, **38** (1988) 6345-6347.
- 4. S.S.Kubakaddi, B.G.Mulimani, V.M.Jali, *Thermopower in quasi-two-dimensional semiconductor quantum well structures, Phys.Stat.Sol. (b)*, **137** (1986) 683-689.
- 5. S.S. Kubakaddi and P.N.Butcher, A calculation of the phonon-drag thermopower of a 1D electron gas, J. Phys.: Condens. Matter, 1 (1989) 3939-3946.
- 6. M.W.Wu, N.J.M.Horing, H.L.Cui, *Phonon-drag effects on thermoelectric power*, *Phys.Rev.B*, **54** (1996) 5438-5443.
- F.M.Hashimzade, M.M.Babayev, Kh.A.Hasanov, Negative longitudinal magnetothermoelectric power in a semiconductor parabolic quantum well, Japan. J. Appl. Phys., 47 (2008) 8200-8203.
- 8. F.M.Hashimzade, M.M.Babayev, B.H.Mehdiyev, Kh.A.Hasanov, *Magnetothermoelectric* effects of 2DeElectrongGas in quantum well with parabolic confinement potential in-plane magnetic field, Journal of Physics: Conference Series, 245 (2010) 012015-012018.
- 9. Э.Конуэлл, Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, Москва, Мир (1970), 338.
- 10. F. M. Hashimzade, Kh.A.Hasanov, and M.M.Babayev, *Negative magnetoresistance of an electron gas in a quantum well with parabolic potential, Phys.Rev. B*, **73** (2006) 235349 (1-8).
- 11. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Москва, Наука (1984) 350.
- 12. Б.М.Аскеров, Электронные явления переноса в полупроводниках, Москва, Наука (1985) 318.

HEATING of QUASI-TWO-DIMENSIONAL ELECTRON GAS in a STRONG ELECTRIC FIELD

### M.M.BABAYEV

The heating of electrons by a strong electric field directed along the plane of the free movement of electrons inside a quantum well with parabolic potential of confinement has been investigated. The case of strong degeneracy of the electron gas and the absence of phonon heating has been considered. It has been shown that the dependence of the electron temperature on the electric field has been closed to a quadratic dependence.

### РАЗОГРЕВ КВАЗИДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СИЛЬНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

### М.М.БАБАЕВ

Исследован разогрев электронов в квантовой яме с параболическим потенциалом конфайнмента в сильном электрическом поле, направленном вдоль плоскости свободного движения электронов. Рассмотрен случай сильного вырождения электронного газа и отсутствия разогрева фононов. Показано, что зависимость температуры электронов от напряженности электрического поля близка к квадратичной зависимости.

Редактор: Ш.Нагиев

УДК 539.12.01, 539.145.6

### СВОБОДНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ ЧАСТИЦА В НЕСТАЦИОНАРНОМ КВАЗИОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

### ШАКИР М.НАГИЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ 114, г. Баку, пр. Г.Джавида, 33 smnagiyev@physics.ab.az

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати: 20.08.2012	Рассмотрено одномерное движение свободной
	релятивистской квантовой частицы в нестационарном
	квазиоднородном поле. Это точно решаемая задача
	сформулирована в рамках релятивистской конечно-
	разностной квантовой механики. Волновая функция
	системы в релятивистском конфигурационном х -
	представлении удовлетворяет конечно-разностному, а в
	импульсном р-представлении - дифференциальному
	уравнению. Уравнение движения решено в обоих
	представлениях с использованием оператора эволюции
Ключевы слова: релятивистская квантовая частица, разностное уравнение, дифферен- циальное уравнение.	системы. Найдено также решение определенного класса
	дифференциальных и конечно-разностных уравнений.
	Получены операторные тождества типа Бейкера-
	Хаусдорфа.

Нестационарные задачи квантовой (нерелятивистской или релятивистской) механики лишь в редких случаях решаются точно. Обычно их решают приближенными методами (например, с помощью нестационарной теории возмущений, методом внезапных адиабатическим возмущений, приближением). Важными примерами таких нерелятивистских систем представляют осциллятор с переменной частотой  $\omega(t)$  или находящийся под действием внешней силы F(t) [1-4], свободная частица в нестационарном однородном поле с потенциальной энергией V(x,t) = -F(t)x [5]. Обобщение на релятивистский случай квантовомеханической задачи о движении частицы в нестационарном однородном поле рассмотрено в работах [6,7]. Эта задача сформулирована в рамках релятивистской конечно-разностной квантовой механики, развитой в работах [8-19]. Ключевым понятием, на котором базируется релятивистская конечно-разностная квантовая механика, является конфигурационное  $\vec{r}$  -пространство [8]. Канонически сопряженным  $\vec{r}$  -пространству импульсным  $\vec{p}$  -пространством есть трехмерное пространство Лобачевского, реализованное в верхнем поле массового гиперболоида  $p_0^2 - \vec{p}^2 = m^2 c^2$ . Группа движения *p* -пространства – это группа Лоренца.

В дальнейшем мы будем рассматривать одномерное дивижение. В одномерном случае импульсное p -пространство представляет собой одномерное пространство Лобачевского. Оно реализовано на верхней ветви массовой гиперболы  $p_0^2 - p^2 = m^2 c^2$ . Переход в релятивистское одномерное конфигурационное x -пространство [14]

$$\psi(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} \xi(p,x)\phi(p,t)d\Omega_p, \ d\Omega_p = mc\frac{dp}{p_0}$$
(1)

осуществляется с помощью разложения по матричным элементам представлений группы движения одномерного пространства Лобачевского

$$\xi(p,x) = \left(\frac{p_0 - p}{mc}\right)^{-ly_{\lambda}} \equiv e^{ix\chi/\lambda}, \qquad (2)$$

## СВОБОДНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ ЧАСТИЦА В НЕСТАЦИОНАРНОМ КВАЗИОДНОРОДНОМ ПОЛЕ

здесь величина  $\chi = \ln \frac{p_0 + p}{mc}$  - быстрота, а  $p_0 = mc \ ch\chi$ ,  $p = mc \ sh\chi$ ,  $\lambda = \hbar/mc$  - комптоновская длина волны частицы. Функция (2) играет в данном релятивистском случае роль плоских волн. Для них выполняются условия ортогональности и полноты

$$\frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p,x)\xi(p',x)dx = \delta(\chi - \chi'),$$
  
$$\frac{1}{2\pi\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \xi^*(p,x)\xi(p,x')d\chi = \delta(x - x'),$$
(3)

где  $d\chi = d\Omega_p / mc$ .

Волновая функция  $\psi(x,t)$  в релятивистском одномерном конфигурационном x - представлении удовлетворяет конечно-разностному уравнению

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = \left[H_0 + V(x,t)\right] \psi(x,t), \tag{4}$$

где  $H_0 = mc^2 chi \lambda \partial_x$  – свободный гамильтониан, а V(x,t) – потенциальная энергия, зависящая от времени t. Отметим, что уравнение (4) можно получить из нестационарного уравнения Шредингера путем замены в нем обычного дифференцирования по x конечно-разностным дифференцированием [20], шаг h которого следует положить равным  $h = i\lambda$ .

В нерелятивистском пределе  $c \to \infty$  (4) переходит в нестационарное уравнение Шредингера, а релятивистские плоские волны (2) – в обычные плоские волны  $\exp(ip x/\hbar)$ .

Движение релятивистской квантовой частицы в нестационарном однородном поле [6,7] описывается в конфигурационном представлении уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = \left[ mc^2 chi\lambda \partial_x - F(t)x \right] \psi(x,t) .$$
(5)

В импульсном пространстве она принимает вид дифференциального уравнения

$$i\hbar \frac{\partial \psi(x,t)}{\partial t} = \left[ mc^2 ch\chi - i\lambda F(t) \frac{\partial}{\partial \chi} \right] \psi(p,t), \tag{6}$$

где оператор

$$\hat{V}_0(p,t) = -i\lambda F(t)\frac{\partial}{\partial\chi}$$
(7)

в *p*-представлении есть потенциальная энергия частицы в нестационарном однородном поле. При  $c \rightarrow \infty$  уравнение (6) переходит в соответствующее уравнение Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \phi_N(p,t)}{\partial t} = \left[\frac{p^2}{2m} - i\hbar F(t)\frac{\partial}{\partial p}\right] \phi_N(p,t).$$
(8)

Цель настоящей работы – изучение движения релятивистской квантовой частицы в поле, в котором в импульсном представлении частице соответствует более общая, чем (8), потенциальная энергия

$$\hat{V}_{\alpha}(p,t) = -\frac{i\lambda F(t)}{2} \left(\chi^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \chi} + \frac{\partial}{\partial \chi} \chi^{\alpha}\right) = -\frac{1}{2} i\lambda F(t) \alpha \chi^{\alpha-1} - i\lambda F(t) \chi^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \chi}, \quad \alpha \in \mathbb{R}.$$
(9)

Рассмотрение этой задачи интересно еще и тем, что при этом получаются новые операторные тождества, аналогичные известной формуле Бейкера–Хаусдорфа

$$e^{A+B} = e^{A} e^{B} e^{-\frac{1}{2}[A,B]}.$$
 (10)

ШАКИР М. НАГИЕВ

Отметим, что при  $\alpha = 1$  подстановка  $\chi = e^{\eta}$ , а при  $\alpha \neq 1$  подстановка  $\chi = [(1-\alpha)\eta]^{l/(1-\alpha)}$  преобразует второй член в выражении потенциала взаимодействия (9) в вид, аналогичный (8)

$$V_{II\alpha} = -i\lambda F(t)\frac{\partial}{\partial\eta}$$
(11)

(первый член всегда можно включить в свободный гамильтониан).

Поэтому мы будем называть движение в поле (9) движением в нестационарном квазиоднородном поле.

Таким образом, задача о движении частицы в квазиоднородном поле сводится к задаче о движении частицы в однородном поле. Поэтому коротко остановимся на результатах работ [6,7].

### ИМПУЛЬСНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Вместо уравнения (7) рассмотрим уравнение более общего вида

$$i\hbar \frac{\partial u(y,t)}{\partial t} = \left[ H_0(y) - i\hbar a(t) \frac{\partial}{\partial y} \right] u(y,t)$$
(12)

с начальным условием  $u(y,0) = u_E^{(0)}(y,0)$ , где  $H_0(y)$  – свободный гамильтониан в импульсном представлении, a(t) – переменная сила, а

$$u_{E}^{(0)}(y,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar a_{0}}} e^{\frac{i}{\hbar a_{0}} \left( Ey - \int H_{0}(y) dy \right) - \frac{iEt}{\hbar}}$$
(13)

есть волновая функция стационарной задачи ( $a(t) = a_0 = const$ ) [21,22]. В качестве начального условия можно взять и любую другую функцию  $\varphi(y)$ , т.е.  $u(y,o) = \varphi(y)$ . Решение (12) может быть представлено в виде [6]

$$u(y,t) = \hat{U}(y,t)u_E^{(0)}(y,0), \qquad (14)$$

здесь

$$\hat{U}(y,t) = Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} \left[H_{0}(y) - i\hbar a(t')\frac{\partial}{\partial y}\right] dt'} = e^{-\frac{i}{\hbar} \left[tH_{0}(y) - i\hbar\delta(t)\frac{\partial}{\partial y}\right]}$$
(15)

есть оператор эволюции системы в импульсном представлении,  $\delta(t) = \int_{0}^{t} a(t')dt'$ , а T – оператор хронологического произведения. Раскрытие T – произведения в (15) приводит к операторному тождеству

$$e^{-\frac{i}{\hbar}\left[tH_0(y)-i\hbar\delta(t)\frac{\partial}{\partial y}\right]} = e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\int_0^t H_0(y-\delta(t)+\delta(t'))dt'} e^{-\delta(t)\frac{\partial}{\partial y}} e^{-\frac{i}{\hbar}(1-\beta)\int_0^t H_0(y+\delta(t'))dt'},$$
(16)

где  $\beta \equiv \beta(t)$  – произвольная функция времени. Отметим, что в (16)  $H_0(y)$  может иметь произвольную функциональную зависимость от *y*.

Теперь в соответствии с (14) и (16) следует, что волновая функция системы в импульсном представлении равна

$$u(y,t) = e^{-\frac{i}{\hbar_0} \int_0^{H_0(y-\delta(t)+\delta(t'))dt'}} u_E^{(0)}(y-\delta(t),0).$$
(17)

### СВОБОДНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ КВАНТОВАЯ ЧАСТИЦА В НЕСТАЦИОНАРНОМ КВАЗИОДНОРОДНОМ ПОЛЕ КОНФИГУРАЦИОННОЕ В *х* -ПРЕДСТАВЛЕНИЕ

Уравнение (12) в *х*-представлении записывается в виде

$$i\hbar \frac{\upsilon(x,t)}{\partial t} = \left[H_0(-i\hbar\partial_x) - a(t)x\right]\upsilon(x,t).$$
(18)

Функции v(x,t) и u(y,t) связаны между собой преобразованием Фурье:

$$\upsilon(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{\frac{ixy}{\hbar}} u(y,t) dy, \qquad u(y,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{ixy}{\hbar}} \upsilon(x,t) dx.$$
(19)

Решение этого уравнения представим в символической форме

$$\upsilon(x,t) = \hat{U}(x,t)\upsilon_{E}^{(0)}(x,0),$$
(20)

где оператор эволюции в *х*-представлении равен

$$\hat{U}(x,t) = Te^{-\frac{i}{\hbar}\int_{0}^{\pi} [H_{0}(-i\hbar\partial_{x}) - a(t')x]dt'} = e^{-\frac{i}{\hbar}[tH_{0}(-i\hbar\partial_{x}) - \delta(t)x]}.$$
(21)

С другой стороны, подставляя (17) в (19), приходим к выводу, что волновая функция рассматриваемой системы определяется формулой

$$\upsilon(x,t) = e^{\frac{ix\delta(t)}{\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} H_{0}(-i\hbar\partial_{x}+\delta(t'))dt'} \upsilon_{E}^{(0)}(x,0).$$
(22)

Подобным же образом мы находим аналог операторного тождества (16) в x - представлении

$$e^{-\frac{i}{\hbar}\left[tH_0(-i\hbar\partial_x)-\delta(t)x\right]} = e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\int_0^t H_0(-i\hbar\partial_x-\delta(t)+\delta(t'))dt'} e^{\frac{ix\delta(t)}{\hbar}} e^{-\frac{i}{\hbar}(1-\beta)\int_0^t H_0(-i\hbar\partial_x+\delta(t'))dt'}.$$
 (23)

Он, по сути дела, является Фурье–образом тождества (16). Отметим, что частные случаи формул (16) и (23) приведены в [6,7].

Согласно (9), движение релятивистской квантовой частицы в нестационарном квазиоднородном поле в *p* –представлении описывается дифференциальным уравнением

$$i\hbar \frac{\partial \phi_{\alpha}(p,t)}{\partial t} = \left[ mc^{2}ch\chi - \frac{1}{2}i\alpha \lambda F(t)\chi^{\alpha-1} - i\lambda F(t)\chi^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \chi} \right] \phi_{\alpha}(p,t).$$
(24)

В нерелятивистском пределе это уравнение при  $\alpha >0$  переходит в уравнение Шредингера для свободной частицы, а при  $\alpha <0$  не имеет нерелятивистского предела. Однако это не означает, что невозможно построить нерелятивистский аналог уравнения (24). Нерелятивистским аналогом (24) будет

$$i\hbar \frac{\partial \phi_{N\alpha}(p,t)}{\partial t} = \left[ \frac{p^2}{2m} - \frac{1}{2} i\alpha \hbar \left( \frac{L}{\hbar} \right)^{\alpha} F(t) p^{\alpha - 1} - i\hbar \left( \frac{L}{\hbar} \right)^{\alpha} F(t) p^{\alpha} \partial_p \right] \phi_{N\alpha}(p,t),$$
(25)

где *L* – произвольный параметр размерности длины [23].

Уравнения (24) и (25) являются частными случаями уравнения вида

$$i\hbar \frac{\partial u_{\alpha}(y,t)}{\partial t} = \left[ H_0(y,t) - i\hbar\alpha(t)y^{\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \right] u_{\alpha}(y,t),$$
(26)

в котором  $H_0(y,t)$  – "свободный гамильтониан" в импульсном представлении, а a(t) – "переменная сила", причем  $H_0(y,t)$  является произвольной функцией своих аргументов. В случае уравнения (24) надо сделать замену  $a(t) \rightarrow a_R(t) = \frac{F(t)}{(mc)^{\alpha}}$ , а в случае уравнения (25) –

замену  $a(t) \rightarrow a_N(t) = \left(\frac{L}{\hbar}\right)^{\alpha} F(t)$ . Будем искать решение уравнения (26), удовлетворяющее начальному условию  $u(y,0) = \varphi(y)$ .

Для решения этого уравнения рассмотрим отдельно случаи, когда  $\alpha = 1$  и  $\alpha \neq 1$ . Как и выше, введем обозначение  $\delta(t) = \int_{0}^{t} a(t')dt'$ .

Так как при  $\alpha = 1$  с помощью подстановки  $y = e^{\eta}$ , а при  $\alpha \neq 1$  с помощью подстановки  $y = (\alpha_1 \eta)^{1/\alpha_1}$ , где  $\alpha_1 = 1 - \alpha$ , уравнение (26) преобразуется к виду (12), то, используя формулы (13) – (23), сразу можем выписать решение уравнения (26). Оно имеет вид:

а) при 
$$\alpha = 1$$

$$u_{1}(y,t) = Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} \left[ H_{0}(y,t') - i\hbar a(t')y\frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} \varphi(y) = e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} H_{0}(ye^{-\delta(t) + \delta(t')}, t') dt'} \varphi(ye^{-\delta(t)}),$$
(27a)  
6) при  $\alpha \neq 1$  ( $\alpha_{1} = 1 - \alpha$ )

$$u_{\alpha}(y,t) = Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} \left[ H_{0}(y,t') - i\hbar a(t')y^{\alpha} \frac{\partial}{\partial y} \right] dt'} \varphi(y) =$$

$$= e^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} H_{0}((y^{\alpha_{1}} - \alpha_{1}\delta(t) + \alpha_{1}\delta(t'))^{\mathcal{Y}\alpha_{1}}, t') dt'} \varphi((ye^{\alpha_{1}} - \alpha_{1}\delta(t))^{\mathcal{Y}\alpha_{1}}).$$
(276)

Подчеркнем, что формулы (27) эквиваленты следующим операторным тождествам, возникающим при раскрытии *T* –произведения:

a) при *α* = 1

$$Te^{-\frac{i}{\hbar}\int_{0}^{t} \left[H_{0}(y,t')-i\hbar a(t')y\frac{\partial}{\partial y}\right]dt'} =$$

$$=e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\int_{0}^{t} H_{0}(ye^{-\delta(t)+\delta(t')},t')dt'} e^{-\delta(t)y\frac{\partial}{\partial y}} e^{-\frac{i}{\hbar}(1-\beta)\int_{0}^{t} H_{0}(ye^{\delta(t')},t')dt'},$$
(28a)

$$\begin{aligned} & \textbf{6} \right) \text{ при } \boldsymbol{\alpha} \neq 1 \\ & Te^{-\frac{i}{\hbar} \int_{0}^{t} \left[ H_{0}(\boldsymbol{y},t') - i\hbar\boldsymbol{\alpha}(t')\boldsymbol{y}^{\alpha} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{y}} \right] dt'} = \\ & = e^{-\frac{i}{\hbar} \beta \int_{0}^{t} H_{0}((\boldsymbol{y}^{\alpha_{1}} - \alpha_{1}\delta(t) + \alpha_{1}\delta(t'))^{\boldsymbol{y}_{\alpha_{1}}},t') dt'} e^{-\delta(t)\boldsymbol{y}^{\alpha}} \frac{\partial}{\partial \boldsymbol{y}} e^{-\frac{i}{\hbar}(1-\beta) \int_{0}^{t} H_{0}(\boldsymbol{y}^{\alpha_{1}} + \alpha_{1}\delta(t'))^{\boldsymbol{y}_{\alpha_{1}}},t') dt'} . \end{aligned}$$

$$(286)$$

Входящие в (28) операторы  $e^{-\delta(t)y^{\frac{1}{\partial y}}}$  и  $e^{-\delta(t)y^{\frac{1}{\partial y}}}$  следующим образом действуют на произвольную функцию  $\varphi(y)$ :

1) 
$$e^{-\delta(t)y\frac{\partial}{\partial y}}\varphi(y) = e^{-\delta(t)\partial_{\eta}}\varphi(e^{\eta}) = \varphi(e^{\eta-\delta(t)}) = \varphi(ye^{-\delta(t)})$$
(29a)

И

2)

$$e^{-\delta(t)y^{\alpha}\frac{\partial}{\partial y}}\varphi(y) = e^{-\delta(t)\partial_{\eta}}\varphi((\alpha_{1}\eta)^{\frac{1}{\alpha_{1}}}) =$$
(296)

$$\varphi((\alpha_1(\eta - \delta(t)))^{\frac{1}{\alpha_1}}) = \varphi((y^{\alpha_1} - \alpha_1 \delta(t))^{\frac{1}{\alpha_1}}).$$

Приведем один частный случай формулы (28а). Пусть  $H_0(y,t) = \lambda_1 y$ ,

 $a(t) = a_0 = const$ ,  $\lambda = -\frac{i}{\hbar}\lambda_1$ . Тогда, после выполнения интегрирования, получим тождество

$$e^{-t(\lambda y + a_0 y \partial_y)} = e^{-\frac{\lambda}{a_0}\beta(1 - e^{-a_0 t})y} e^{-a_0 t y \partial_y} e^{\frac{\lambda}{a_0}(1 - \beta)(1 - e^{a_0 t})y}.$$
(28B)

Приведем теперь частный случай формулы (286). Пусть  $H_{(x, t')} = \frac{\varepsilon_1}{2} x^{2\alpha_1} = a_1 = const. Вредем обознанения$ 

 $H_0(y,t') = \frac{\varepsilon_1}{\alpha_1^2} y^{2\alpha_1}, \quad a(t) = a_0 = const.$  Введем обозначения

$$b = -\frac{y^{\alpha_1}}{\alpha}, \quad b^+ = y^{\alpha} \,\partial_y. \tag{29}$$

Коммутатор операторов b и  $b^+$  равен  $[b,b^+]=1$ . Тогда, после выполнения интегрирования по t', формула (28б) принимает вид

$$e^{\varepsilon b^2 + \sigma b^+} = e^{\varepsilon \beta (b^2 - \sigma b + \sigma^2/3)} e^{\sigma b^+} e^{(1 - \beta)\varepsilon (b^2 + \sigma b - \sigma^2/3)} , \qquad (30)$$

где  $\varepsilon = -i\varepsilon_1 t/\hbar$ ,  $\sigma = -a_0 t$ .

Так как коммутационные соотношения  $[b^2, b^+] = 2b$  и  $[a^2, a^+] = 2a$  одинаковы, то формула (30) при  $\beta = 0$  совпадает с формулой, получаемой в [24]

$$e^{za^{2} + \sigma a^{+}} = e^{\sigma a^{+}} \exp(\sum_{i=0}^{r} z\sigma^{i} {r \choose i} \frac{1}{1+i} a^{r-i})$$
(31)

при r = 2. В (31) a и  $a^+$  являются обычными бозонными операторами уничтожения и рождения ([a, $a^+$ ] = 1).

Исследуем теперь рассматриваемую задачу в х-представлении. Пусть

$$\upsilon_{\alpha}(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ixy/\hbar} u_{\alpha}(y,t) dy, \quad \omega(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\frac{ixy}{\hbar}} \varphi(y) dy.$$
(32)

Тогда вместо (26) получим уравнение

$$i\hbar \frac{\partial v_{\alpha}(x,t)}{\partial t} = \left[ H_0(-i\hbar\partial_x,t) - a(t)(-i\hbar\partial_x)^{\alpha} x \right] v_{\alpha}(x,t)$$
(33)

с начальным условием  $\upsilon_{\alpha}(x,0) = \omega(x)$ .

Выбирая конкретный вид гамильтониана  $H_0(-i\hbar\partial_x,t)$ , соответствующий модели (24) или (25), мы можем определить явно волновые функции, функции Грина, функции Вигнера и т.д. рассматриваемой системы. Эту конкретную задачу мы выполним в отдельной работе. Здесь же мы ограничимся получением операторных тождеств.

Выпишем формальное решение уравнения (33)

$$\psi_{\alpha}(x,t) = Te^{-\frac{i}{\hbar}\int_{0}^{t} \left[H_{0}(-i\hbar\partial_{x}t') - a(t')(-i\hbar\partial_{x})^{\alpha}x\right]dt'} \omega(x).$$
(34)

I. Пусть  $\alpha = 1$ . В этом случае согласно (27а) и (32) имеем

$$\upsilon_{1}(x,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ixy/\hbar} e^{-\frac{i}{\hbar}A} \varphi(ye^{-\delta(t)}) dy, \quad A = \int_{0}^{t} H_{0}(ye^{-\delta(t)+\delta(t')},t') dt'.$$
(35)

Положим  $A = \beta(t)A + (1 - \beta(t))A$ . Тогда можем переписать (35) в виде

$$\upsilon_1(x,t) = e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\hat{A}_1}R.$$
(36a)

Здесь введены обозначения

$$\hat{A}_{1} = \int_{0}^{t} H_{0}(-i\hbar\partial_{x}e^{-\delta(t)+\delta(t')}, t')dt', \quad R = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}e^{\delta(t)}\int_{-\infty}^{\infty}e^{\frac{ixze^{\delta(t)}}{\hbar}}e^{-\frac{i}{\hbar}\beta_{1}\int_{0}^{t}H_{0}(ze^{\delta(t')}, t')dt'}\varphi(z)dz \quad (365)$$

и сделана замена переменной  $z = ye^{-\delta(t)}$ , а  $\beta_1 = 1 - \beta$ .

Учтем теперь в формуле (36б) тот факт, что

$$e^{\delta(t) + \frac{ixze^{\delta(t)}}{\hbar}} = e^{\delta(t)\partial_x x} e^{\frac{ixz}{\hbar}}$$
(37)

и затем преобразуем ее к виду

$$R = e^{\delta(t)\partial_x x} e^{-\frac{i}{\hbar}\beta_1 \hat{A}_2} \omega(x), \quad \hat{A}_2 = \int_0^t H_0(-i\hbar\partial_x e^{\delta(t')}, t') dt'.$$
(38)

В результате получаем новое операторное тождество, раскрывающее *Т* - произведение в (34):

$$Te^{-\frac{i}{\hbar}\int_{0}^{t} [H_{0}(-i\hbar\partial_{x},t')+i\hbar a(t')\partial_{x}x]dt'} =$$

$$= e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\int_{0}^{t} H_{0}(-i\hbar\partial_{x}e^{-\delta(t)+\delta(t')},t')dt'} e^{\delta(t)\partial_{x}x}e^{-\frac{i}{\hbar}\beta_{1}\int_{0}^{t} H_{0}(-i\hbar\partial_{x}e^{\delta(t')},t')dt'}.$$
(39)

Рассмотрим частные случаи формулы (39).

1) Положим в ней  $H_0(-i\hbar\partial_x,t) = -\frac{i\varepsilon}{\hbar}(-i\hbar\partial_x)^2 = i\hbar\varepsilon\partial_x^2$  и  $a(t) = a_0 = const$  и

выполним интегрирований по t'. В результате получим операторное тождество

$$e^{t(\varepsilon\partial_{x}^{2}+a_{0}\partial_{x}x)} = e^{\frac{\beta\varepsilon}{2a_{0}}(1-e^{-2a_{0}t})\partial_{x}^{2}}e^{a_{0}t\partial_{x}x}e^{\frac{\beta_{1}\varepsilon}{2a_{0}}(e^{2a_{0}t}-1)\partial_{x}^{2}},$$
(40)

которое совпадает с формулой, полученной в [25].

2) Если же выбрать в (39)  $H_0$  виде  $H_0(-i\hbar\partial_x, t) = i\hbar\varepsilon_1\partial_x$  и  $a(t) = a_0 = const$ , то (39) превращается в следующее тождество

$$e^{t(\varepsilon_1\partial_x + a_0\partial_x x)} = e^{\frac{\beta\varepsilon_1}{a_0}(1 - e^{-a_0 t})\partial_x} e^{a_0 t\partial_x x} e^{\frac{\beta_1\varepsilon_1}{a_0}(e^{a_0 t} - 1)\partial_x}.$$
(41)

Оно тоже согласуется с результатами работы [25].

II. Пусть теперь  $\alpha \neq 1$ . В этом случае из (27б) получаем формальное операторное тождество вида

$$Te^{-\frac{i}{\hbar}\int_{0}^{t} [H_{0}(-i\hbar\partial_{x},t')-a(t')(-i\hbar\partial_{x})^{\alpha}x]dt'} =$$

$$= e^{-\frac{i}{\hbar}\beta\int_{0}^{t} H_{0}(((-i\hbar\partial_{x})^{\alpha_{1}}-\alpha_{1}\delta(t)+\alpha_{1}\delta(t'))^{\mathbf{y}_{\alpha_{1}}},t')dt'} e^{\frac{i\delta(t)}{\hbar}(-i\hbar\partial_{x})^{\alpha}x} e^{-\frac{i}{\hbar}(1-\beta)\int_{0}^{t} H_{0}(((-i\hbar\partial_{x})^{\alpha_{1}}+\alpha_{1}\delta(t'))^{\mathbf{y}_{\alpha_{1}}},t')dt'} .$$

$$(42)$$

В этой формуле встречаются операторы дифференцирования в любой (дробной, отрицательной) степени. Например, если взять в (42)  $\alpha = \alpha_1 = 1/2$  и выбрать  $H_0$  в виде  $H_0(-i\hbar\partial_x) = -i\hbar\partial_x$ , то получим при  $\beta = 0$ 

$$e^{-t\partial_x + b_0 \sqrt{-i\hbar\partial_x}x} = e^{b_0 \sqrt{-i\hbar\partial_x}x} e^{-t[\partial_x + \frac{1}{2}b_0 \sqrt{-i\hbar\partial_x} - \frac{i\hbar}{12}b_0^2]},$$
(43)

где  $b_0 = \frac{l}{\hbar} a_0 t$ . Такие операторы нужно осмыслить. Эту задачу мы выполним в другой работе.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы рассмотрели одномерное движение свободной релятивистской квантовой частицы в нестационарном квазиоднородном поле. Эта точно решаемая задача сформулирована в рамках релятивистской конечно-разностной квантовой механики. Уравнение движение было решено в *p* - и *x* -представлениях.

Найдено также решение определенного класса дифференциальных и конечноразностных уравнений с использованием оператора эволюции системы, который определен через *T* -произведение. Это позволяло нам получить новые операторные тождества типа Бейкера-Хаусдорфа.

Немного странным кажется только формула (42) в том смысле, что даже при положительных целых значениях  $\alpha$ , т.е. когда в ее левой части нет оператора дифференцирования в дробной или отрицательной степени, такие степени, неизбежно появляются в правой части.

Отметим, что использование оператора эволюции для решения других нестационарных квантово-механических (релятивистских или нерелятивистских) задач приведут к новым операторным тождествам.

- 1. K.Husimi, Miscellanea in elementary quantum mechanics, II. Progr. Theor. Phys., 9 (1953) 381-402.
- 2. И.А.Малкин, В.И.Манько, Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М.: Наука, (1970).
- 3. Р.Фейнман, А.Хибс, Квантовая механика и интегралы по траекториям, М.: Мир, (1968).
- 4. А.И.Базь, Я.Б.Зельдович, А.М.Переломов, Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике, М.: Наука, (1971).
- 5. V.V.Dodonov, V.I.Manko, O.V.Shakhmistova, Wigner functions of a particle in a timedipendent uniform field, Phys. Lett., **102A** (1984) 295-297.
- 6. Ш.М.Нагиев, К.Ш.Джафарова, С.И.Кулиева, Релятивистская квантовая частица под действием зависящей от времени силы, J of Qafqaz Univ, (2012) (печате).
- 7. Ш.М.Нагиев, К.Ш.Джафарова, С.И.Кулиева, *Релятивистская свободная квантовая частица в нестоционарном однородном поле, Fizika*, (2012) (в печате).
- 8. V.G.Kadyshevsky, R.M.Mir-Kasimov, N.B.Skachkov, *Quasipotential approach and the expansion in relativistic spherical functions, Nuovo Cimento*, **55** (1968) 233-257.
- 9. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков, Разностное уравнение Шредингера для двух релятивистских частиц в простых случаях, ЯФ, 9 (1969) 462-471.
- 10. Н.Б.Скачков, И.Л.Соловцов, *Релятивистское трехмерное описание взаимодействия двух фермионов, Физ. ЭЧАЯ*, **9** (1978) 5-47
- 11. M.Freeman, M.D.Mateev, R.M. Mir-Kasimov, On a reletivistic quasipotential equation with local interaction, Nucl. Phys., B12 (1969) 197-215.
- 12. В.Г.Кадышевский, Р.М.Мир-Касимов, Н.Б.Скачков, *Трехмерная формулировка* релятивистской проблемы двух тел, Пробл. Физ. ЭЧАЯ, **2** (1972) 635-690.
- 13. И.В.Амирханов, Г.В.Груша, Р.М.Мир-Касимов, Квазипотенциальное уравнение и терминах быстрот и его применение к релятивистским проблемам рассеяния и

### ШАКИР М. НАГИЕВ

связанных состояний, Физ. ЭЧАЯ, 12 (1981) 651-691.

- 14. Н.М.Атакишиев, Р.М.Мир-Касимов, Ш.М.Нагиев, Квазипотенциальные модели релятивистского осциллятора, ТМФ, **44** № 1(1980) 47-62.
- 15. N.M.Atakishiyev, R.M.Mir-Kasimov, Sh.M.Nagiyev, A relativistic model of the isotropic oscillator, Ann. der Phys. (Leipzig), 42 №1(1985) 25-30.
- 16. E.D.Kagramanov, R.M.Mir-Kasimov, Sh.M.Nagiyev, Can we treat the confinement as a pure relativistic effect? Phys. Lett., A140 (1989) 1-4.
- 17. E.D.Kagramanov, R.M.Mir-Kasimov, Sh.M.Nagiyev, The covariant linear oscillator and generalized realization of the dynamical SU(1,1) symmetry algebra, J. Math. Phys., **31** (1990) 1733-1738.
- 18. Sh.M.Nagiyev, On a hidden symmetry of a relativistic Coulomb problem in the quasipotential approach, J. Phys.A: Math. Gen., **21** (1988) 2559-2564.
- 19. Ш.М.Нагиев, Динамическая группа симмерии релятивистской кулоновской задачи в квазипотенциальном подходе, ТМФ, **80** (1989) 40-46.
- 20. Ш.М.Нагиев, Разностное уравнение Шредингера и модель q- осциллятора, ТМФ, **102** (1995) 247-257.
- 21. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, Квантовая механика, М.: Наука, (1974).
- 22. Sh.M.Nagiyev, S.I.Guliyeva, Relativistic quantum particle in a homogeneous external field, Phys. Lett., A373 (2009) 2810-2813.
- 23. В.В.Додонов, В.И.Манько, Инварианты и коррелированные состояния нестационарных квантовых систем, Труды физического Института им. П.Н. Лебедева, **183** (1987) 71-181.
- 24. J.Katriel, Normal ordering formulae for some boson operators, J.Phys. A: Mat. Gen., 16 (1983) 4171-4173.
- 25. M.Suzuki, New unified formulation of transient phenomena near the instability point on the basis of the Fokker-Planck equation, Physica, **117A** (1983) 103-108.

### SƏRBƏST REYATIVISTİK KVANT ZƏRRƏCİYİ QEYRİ-STASİONAR KVAZİBİRCİNS SAHƏDƏ

### ŞAKİR M.NAGIYEV

Sərbəst reyativistik kvant zərrəciyinin qeyri-stasionar kvazibircins sahədə birölçülü hərəkətinə baxılmışdır. Bu dəqiq həll olunan qeyri-stasionar məsələ relyativistik sonlu-fərq kvant mexanikası çərçivəsində formulə edilmişdir. Sistemin dalğa funksiyası relyativistik konfiqurasiya x -təsvirində sonlu-fərq tənliyini, impuls p -təsvirində isə diferensial tənliyi ödəyir. Hərəkət tənliyi sistemin evolyusiya operatorundan istifadə etməklə hər iki təsvirdə həll olunmusdur. Həmçinin müəyyən sinif diferensial və sonlu-fərq tənlikləri həll olunmuşdur. Beyker-Hausdorf tipli operator eynilikləri alınmışdır.

### RELATIVISTIC QUANTUM FREE PARTICLE IN A NONSTATIONARY QUASIHOMOGENEOUS FIELD

### SHAKIR M.NAGIYEV

The one-dimensional motion of a relativistic quantum free particle in a nonstationary quasihomogeneous fild has been considered. This exactly solvable problem has been formulated in the framework of a relativistic finite-difference quantum mechanics. Wave function of the system in a relativistic configurational x-representation has satisfied a finite-difference equation, but in a momentum p-representation it has satisfied differential one. The equation of motion has been solved in both momentum and configurational representations by using an evolution operator of the system. We have also found a solution of a definite class of differential and finite-difference equations. We have derived the new Baker-Housdorff type operator identities.

Редактор: М.Бабаев

### UOT 621.315

### İÇİ BOŞ YARIMKEÇİRİCİ NANOSİLİNDRİN SƏTHİNDƏ YERLƏŞƏN ELEKTRONLARIN ENERJİSİ ÜÇÜN RELAKSASİYA PROSESLƏRİ

### S.M.SEYİD-RZAYEVA

Azərbaycan MEA Fizika İnstitutu, AZ 1143, Bakı ş., H.Cavid pr., 33 s-nisa@rambler.ru

daxil olub: 12.05.2012	REFERAT
çapa verilib: 20.08.2012	Yarımkeçirici içiboş nanosilindrin (İNS) səthində yerləşmiş
	tarazlıqda olmayan elektronların enerjisinin relaksasiya
	prosesləri aşağı temperaturlarda tədqiq edilmişdir. İNS-in
	radiusunun polyaronun radiusuna $r_0/r_p$ nisbətinin ixtiyarı
	qiymətində, tarazlıqda olmayan elektronların enerjisinin
	relaksasiya müddəti üçün ümumi analitik ifadələr alınmış və
Açar sözlər: nanosilindr, electron-fonon qarşılıqlı təsiri, polyaron, relaksasiya prosesləri	baxılan müxtəlif relaksasiya prosesləri üçün keçid tezliyinin
	$r_0/r_p$ nisbətindən asılılıq qrafikləri qurulmuşdur.

### GIRIŞ

Nanoquruluşlar fizikasında tədqiq olunan ən aktual obyektlərdən biri içiboş nanosilindrlərdir (İNS-lərdir). Bunlara misal olaraq Prins texnologiyası ilə hazırlanan içiboş karbon nanosilindrlərini və ya yarımkeçirici A<sup>3</sup>B<sup>5</sup> birləşmələri əsasında alınan bükülmüş kvant çuxurlarını göstərmək olar [1,2,3]. Elektronların uzundalğalı-optik (LO) fononlar ilə qarşılıqlı təsiri yarımkeçirici İNS-lərin elektron, optik və akustik xassələrinin müəyyən olunmasında başlıca rol oynayır. Həyəcanlaşmış halda yuxarı altzonalara atılmış, həm də tarazlıqda olmayan belə elektronların enerjisinin relaksasiya məsələsinin həlli elektron-fonon qarşılıqlı təsirilə bağlıdır. Həyəcanlaşmış haldaki elektronun enerji itkisi elektronların enerjisinin relaksasiyası kimi gəbul olunub. Enerji itkisini həm elektronun LO-fononu şüalandırmaqla enerjisini itirmə sürəti və həm də LO fononun udulması ilə enerjini qazanma sürəti təyin edir. Polyar yarımkeçiricilərdə elektronun enerjisinin aşağı temperaturlarda itirmə sürəti əsasən elektronun LO-fononu şüalandırma sürəti ilə təyin olunur. Tarazlıqda olmayan elektronların relaksasiya sürətini təyin edən əsas parametr onların LO-fonon şüalandırmaqla aşağı səviyyələrə keçid tezliyidir.

Kvant çuxurlarında tarazlıqda olmayan elektronların LO fonon şüalandırmaqla müşaiyət olunan keçid tezliyi [4,5] işlərində hesablanmışdır. Kvant nöqtəsində tarazlıqda olmayan elektronların enerjisinin relaksasiya müddəti [6] işində hesablanmışdır. Cırlaşmış İnAs yarımkeçiricisində polyaronun eksperimental olaraq tapılan qiyməti təqribən 0.53ps-a bərabərdir ki [7], bu qiymət də nəzəri hesablanmış nəticəyə uyğundur.

Təqdim olunan işin məqsədi nanosilindrin (NS) radiusunun polyaronun radiusuna nisbətinin ixtiyarı qiymətində zonadaxili və ölçüylə kvantlanmış altzonalar-ararası keçidlərin tezlikləri üçün ümumi analitik ifadələr almaqdan ibarətdir.

### POLYARONUN HƏYƏCANLAŞMIŞ HALDA ENERJISININ RELAKSASIYA MÜDDƏTI

Aşağı temperaturlarda İNS-də tarazlıqda olmayan elektronların enerjisinin LO fonon şüalanması ilə müşaiyət olunan relaksasiya proseslərinə baxaq. Fərz edək ki, injeksiya və ya fotohəycalandırma vasitəsilə tarazlıqda olmayan həyəcanlaşmış elektron qazı nanosilindrin səthində mövcuddur. Elektron həyəcanlaşmış yüksək enerjili haldan aşağı enerjili hala iki üsulla keçə bilər: a)zonadaxili kecid vasitəsilə və b) baxılan alt zonadan qonşu alt zonalara keçməklə alt zonalararası keçid vasitəsi ilə. Elektronların relaksasiya müddətini təyin etmək üçün zonadaxili və zonalararası keçidlərin tezliklərini hesablamaq lazım gəlir. Həyəcanlaşmış  $\vec{k}$ -dalğa vektoruna malik və *n*-nömrəli altzonadakı elektronun LO fononu şüalandırmaqla keçid tezliyi [4,6] işlərinə uyğun olaraq aşağıdaki ifadə ilə təyin olunur:

$$\frac{1}{\tau_{n,k}} = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{n',\bar{q}} \left| M_{nk,n'k-q} \right|^2 \delta \left( \varepsilon_{n,k} - \varepsilon_{n',k-q} - \hbar \omega_L \right)$$
(1)

burada  $M_{nk,n'k-q}$  elektron-fonon qarşılıqlı təsirinə uyğun  $(-e\sum_{\bar{q}} \Phi_{\bar{q}})$  potensialının matrisa elementidir [8]. Silindrin səthində yerləşən elektronun enerjisi  $\varepsilon_{n,k}$  və dalğa funksiyası  $\psi_{nk}(z,\varphi)$ aşağıdaki şəkildədir [8]:

$$\varepsilon_{n,k} = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 n^2}{2m r_0^2},$$
(2)

$$\psi_{nk}(Z,\varphi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi L}} e^{i(kZ+n\varphi)}, \qquad (3)$$

(2) və (3) düsturlarında *m*-elektronun effektiv kütləsi,  $r_0$ - silindirn radiusu,  $\varphi$  və Z – polyar koordinatlar, *L*- silindrin hündürlüyü,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$  ölçüylə kvantlanmış altzonaların nömrələridir. Kvazi-impuls  $\hbar \vec{k}$  elektronun silindrin səthində *z*-oxu boyunca hərəkətinə uyğundur. Skalyar potensialın  $\Phi_{\vec{q}}$ -nün [8] işində verilmiş ifadəsindən və (2), (3) – dən istifadə edərək matrisa elementi  $M_{n-n',\vec{q}}$  üçün integrallamalardan sonra alırıq:

$$M_{n-n',\bar{q}} = i\hbar\omega_L \sqrt{\frac{4\pi\alpha r_p}{V}} \frac{J_{n-n'}(q_\perp r_0)}{\sqrt{q_\perp^2 + q_Z^2}},$$

burada  $J_{n-n'}(q_{\perp}r_0) - n-n'$  nömrəli Bessel funksiyası;  $q_{\perp}$ ,  $q_z$  - fononun  $\vec{q}(q_{\perp},q_z)$  dalğa vektorunun uyğun olaraq eninə və uzununa proyeksiyalarıdır, elektron – fonon qarşılıqlı təsir sabiti  $\alpha$  və polyaronun radiusu  $r_p$  aşağıdaki ifadələr ilə təyin olunub:

$$\alpha = \sqrt{\frac{m}{2\hbar\omega_L}} \frac{e^2}{\hbar} \left( \frac{1}{\varepsilon_{\infty}} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right), \qquad r_p = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_L}},$$

burada  $\in_0 \mu \in_{\infty}$ - statik və yüksək tezlikli dielektrik nüfuzluqlarıdır. (1) ifadəsində cəmləmədən silindrik  $q_{\perp}, q_Z, \varphi$  koordinatlarında inteqrallamaya keçərək, polyar  $\varphi$  bucağına görə inteqrallama aparadıqdan sonra aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\frac{1}{\tau_{n,k}} = \frac{2\alpha r_p}{\hbar} (\hbar\omega_L)^2 \int_{0-\infty}^{\infty} \sum_{n'} \frac{\left|J_{n-n'}(q_\perp r_0)\right|^2}{(q_\perp^2 + q_Z^2)} \delta\left(\frac{\hbar^2 q_Z^2}{2m} + \frac{\hbar^2 q_Z k}{m} - \frac{\hbar^2 (n^2 - n'^2)}{2mr_0^2} + \hbar\omega_L\right) q_\perp dq_\perp dq_Z.$$
(4)

Yeni adsız  $x = r_p q_{\perp}$ ,  $z = r_p q_Z$ ,  $\kappa = r_p k$ ,  $a = r_0/r_p$  dəyişənlərini daxil edərək,  $b_{nn'} = \sqrt{1 - (n^2 - n'^2) a^{-2}}$  işarələməsini qəbul etsək, (4) üçün bu kəmiyyətlərin vasitəsi ilə aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\frac{1}{\tau_{n,\kappa}} = 2\alpha\omega_L \sum_{n'} \int_{0-\infty}^{\infty} \frac{|J_{n-n'}(xa)|^2}{(x^2 + z^2)} \delta(z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2) x \, dx \, dz \tag{5}$$

Sonuncu ifadədə x və z dəyişənlərinə görə inteqrallama apardıqdan sonra polyaronun yaşama müddəti üçün aşağıdaki analitik ifadəni alarıq:

$$\frac{1}{\tau_{n,\kappa} \,\alpha \,\omega_L} = \sum_{n'} \frac{\theta(\kappa^2 - b_{nn'}^2)}{\sqrt{\kappa^2 - b_{nn'}^2}} \Big[ I_{n-n'}(a|z_1|) K_{n-n'}(a|z_1|) + I_{n-n'}(a|z_2|) K_{n-n'}(a|z_2|) \Big], \tag{6}$$

burada  $z_{1,2} = -\kappa \pm \sqrt{\kappa^2 - b_{nn'}^2}$  Dirak  $\delta(z^2 + 2z\kappa + b_{nn'}^2)$  funksiyasının kökləri və

 $\theta(\kappa^2 - b_{nn'}^2)$  - pilləvari Hevisayd funksiyasıdır.  $I_{n-n'}(az)$ ,  $K_{n-n'}(az)$ , uyğun olaraq, modifikasiya olunmuş birinci və ikinci növ Bessel funksiyalarıdır [9].

Elektronun yaşama müddətinin INS–in rdiusundan asılılığını qurmaq üçün (6) düsturu vasitəsilə ədədi hesablamalar aparılmışdır. Şəkil 1-də polyaronun  $\{n = 1, \kappa = 0\}$  həyəcanlaşmış halı üçün rezonans əyrisi verilmişdir. Şəkil 1-dən görünür ki,  $a = r_0/r_p$  artdıqca aşağı hallara keçid tezliyi artır.





**Şəkil.1.** Polyaronun { n = 1,  $\kappa = 0$  } həyəcanlaşmış halı üçün keçid tezliyinin  $r_0/r_p$  nisbətindən asılılığı.

Şəkil 2. Polyaronun { n = 2,  $\kappa = 0$  } həyəcanlaşmış halında keçid tezliyinin  $r_0/r_p$  nisbətindən asılılığı. Şəkildə  $n' = \pm 1$ , n' = 0 (soldan sağa) keçidlərinə uyğun rezonans əyriləri.

Rezonansların mövcud olması LO-fononun enerjisinin altzonalar arası enerji məsafələrinə bərabərliyi şərtindən irəli gəlir, yəni bu halda aşağıdaki şərt ödənilir:

$$\hbar\omega_L = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + \frac{\hbar^2 (n^2 - n'^2)}{2mr_0^2} \quad \text{va ya} \quad a = \sqrt{\frac{n'^2 - n^2}{\kappa^2 - 1}}.$$
(12)

İndi polyaronun { n = 2,  $\kappa = 0$  } həyəcanlaşmış halında yaşama müddətini hesablayaq. Polyaron öz enerji halını iki yolla dəyişə bilər: 1) ardıcıl olaraq əvvəl {  $n' = \pm 1$ ,  $\kappa = 0$  } halına, sonra isə { n' = 0,  $\kappa = 0$  } halına keçməklə; və 2) birbaşa { n' = 0,  $\kappa = 0$  } halına keçməklə.

Şəkil 2-də {  $n = 2, \kappa = 0$  } halından  $n' = \pm 1, n' = 0$  hallarına (soldan sağa) keçidlərə uyğun hesablamaların nəticələri verilmişdir. Şəkil 2-dən göründüyü kimi,  $r_0/r_p$  parametrinin qiymətinin artması ilə iki rezonans müşahidə olunur. Onlardan biri { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = \pm 1, \kappa = 0$ } keçidlərinə, o birisi isə { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = 0, \kappa = 0$ } keçidinə uyğundur. Gözlənildiyi kimi, { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = 1, \kappa = 0$ } və { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = -1, \kappa = 0$ } cırlaşmış altzonalarına keçidlərə uyğun rezonanslar  $a = r_0/r_p$  parametrinin eyni qiymətində baş verir.

Şəkil 3-də polyaronun { n = 2,  $\kappa = 0$  } həyəcanlaşmış halında yaşama müddətinin qrafikləri hər keçid üçün ayrılıqda verilmişdir: a) bütöv xətlə - { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = 1, \kappa = 0$ } keçidi üçün; b)qırıq xəttlə- { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = -1, \kappa = 0$ } keçidi üçün; c) nöqtələrlə isə { $n = 2, \kappa = 0$ }  $\rightarrow$  { $n' = 0, \kappa = 0$ } keçidi üçündür.



Şəkil 3.

**Şəkil 4.** Zonadaxili  $\{n=0, \kappa=1, l\} \rightarrow \{n=0, \kappa=0\}$  keçidlərdə polyaronun keçid tezliyinin  $r_0/r_p$  nisbətindən asılılığı.



Şəkil 3-dən göründüyü kimi cırlaşmış  $\{n=2, \kappa=0\} \rightarrow \{n'=1, \kappa=0\} \rightarrow \{n'=-1, \kappa=0\}$  hallaın keçidlər üçün rezonansların  $r_0/r_p$  vəziyyətləri eynidir.

Şəkil 4-də  $\{n=0, \kappa=1.1\}$  halında polyaronun zonadaxili  $\{n=0, \kappa=1.1\} \rightarrow \{n=0, \kappa=0\}$  keçidlərdə yaşama müddətinin hesablamalarının nəticələri verilib. Şəkil 4-dən göründüyü kimi, zonadaxili  $\{n=0, \kappa=1.1\} \rightarrow \{n=0, \kappa=0\}$  keçidlərdə tarazlıqda olmayan elektronların aşağı hallara keçid tezliyi NS-in radiusunun artması ilə azalır.

İndi  $\{n = 0, \kappa = 1.1\}$  halındaki polyaronun mümkün aralıq  $n' = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5$ hallarına keçidləri istifadə etməklə zonadaxili  $\{n = 0, \kappa = 1.1\} \rightarrow \{n = 0, \kappa = 0\}$  keçidində yaşama müddətini hesablayaq. Bu hesablamaların nəticələri Şəkil 5-də verilib.



### Şəkil 5.

Həyəcanlaşmış  $\{n=0, \kappa=1.1\}$  haldaki polyaronun aralıq hallardan istifadə etməklə zonadaxili  $\{n=0, \kappa=1.1\} \rightarrow \{n=0, \kappa=0\}$ keçidlərdə keçid tezliyinin  $r_0/r_p$  nisbətindən asılılığı (soldan sağa)  $n' = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5$  keçidlərinə uyğun rezonans əyriləri.



Şəkil 5-dən görünür ki, zonadaxili  $\{n=0, \kappa=1.1\} \rightarrow \{n=0, \kappa=0\}$  keçidlərdə  $a = r_0/r_p$ parametrinin 20-yə bərabər qiymətinə qədər bütün mümkün aralıq hallara keçidləri nəzərə alsaq, 5 ədəd rezonans müşahidə etmək olur. Bu onunla izah olunur ki, NB-nun radiusu artdiqca altzonalar arasındaki məsafələr kiçilir və daha çox keçidlərin baş verməsi mümkün olur.

İndi  $\{n = 0, \kappa\} \rightarrow \{n = 0, \kappa = 0\}$  keçid tezliyinin  $\kappa$ -dan (yəni enerjidən) asililiğinin qrafiklərini verək. Aşağıda 6-cı və 7-cı şəkillərdə  $\tau_{0,\kappa}^{-1}$  üçün, uyğun olaraq a = 1.5 və 5 qiymətlərində,  $\kappa$ -dan asılılıqları göstərilib. Bu şəkilləri müqayisə etdikdə görürük ki, a-nın qiyməti artdıqca



etdikdə görürük ki, *a*-nın qiyməti artdıqca rezonansların sayı da artır. Yəni,  $\kappa$  -nın qiyməti 1-2 arasında dəyişdikdə, *a*=5 qiymətində altzonalar arasında mövcud olan məsafələr imkan verir ki, daha çox sayda altzonalarına keçidlər mümkün olsun.

Şəkil 7.

Həyəcanlaşmış  $\{n = 0, \kappa\}$  haldaki polyaronun a = 5qiymətində bütün mümkün aralıq hallara  $n' = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \pm 5$  keçidləri nəzərə almaqla  $\{n = 0, \kappa\} \rightarrow \{n = 0, \kappa = 0\}$  keçid tezliyinin  $\kappa$ -dan asılılığının qrafiki.

Yuxarıda verilən şəkillərdəki  $1/\alpha \omega_L \tau_{n,\kappa}$ -nın a və  $\kappa$ -dan asılılıqlarından görünür ki, elektronun keçid tezliklərini tədqiq etdikdə mütləq bütün aralıq altzonalara keçidləri nəzərə almaq lazımdır. Aparılan hesablamalar göstərir ki, GaAs əsaslı NS üçün, parametrlərin  $\alpha = 0.068$ ,  $\hbar \omega_L = 421 K$  qiymətlərində yaşama müddəti  $\tau \approx 1.27 ps$ . Alınmış ədədi qiymət LO- fononun yaşama müddəti üçün xarakterikdir. Məsələn, cırlaşmış İnAs yarımkeçiricisi üçün polyaronun eksperimentdə təyin olunmuş yaşama müddəti təqribən 0.53 ps- dir [7]. GaAs üçün isə 77K temperaturunda tarazlıqda olmayan LO-fononların parçalanma müddəti 7 ps – dir [6].

Müəllif prof. F.M.Haşımzadəyə işin yerinə yetirildiyi müddətdə diqqətinə və məsləhətlərinə görə minnətdarlığını bildirir.

- 1. V.Ya.Prinz, A.V.Chekhovskiy, V.V. Preobrazhenskii, B.R.Semyagin and A.K.Gutakovsky, *A technique for fabricating InGaAs/GaAs nanotubes of precisely controlled length, Nanotechnology*, **13** (2002) 231-233.
- 2. V.Ya.Prinz, V.A.Seleznev, A.K. Gutakovsky, A.V. Chekhovskiy, V.V.Preobrazhenskii, M.A.Putyato, T.A.Gavrilova, *Free-standing and overgrown InGaAs/GaAs nanotubes, nanohelices and their arrays, Physica E*, 6 (2000) 828-831.
- 3. V.Ya.Prinz, V.A.Seleznev, A.K.Gutakovsky, Self-Formed InGaAs/GaAs nanotubes: Concept, Fabrication, Properties, in Proc.24-th Inter. Conf. on the Phys. of Semiconductors, Ed.: World Scientific, Singapore, The Physics of Semiconductors, (1999).
- 4. P. J. Price, Ann. Phys., Two-dimensional electron transport in semiconductor layers. I. Phonon scattering, **133** (1981) 217 239.
- 5. N.M.Guseinov, K.A.Rustamov, S.M.Seyid-Rzayeva, *The polaron effects and relaxation of nonequilibrium electrons in the quasi-two-dimensional systems, Modern Physics Letters B*, **5** (1991) 139-149.
- 6. O.Verzelen, R.Ferreira, G.Bastard, S.Hameau, E.Deleporte, Y.Guldner, H.Sakaki, T.Inoshita, Polarons and energy relaxation in quantum dots, Physica B, **316** (2002) 1-7.
- 7. D.C.Tsui, Direct measurement of polaron lifetime in degenerate InAs, Phys.Rev. B, 10 (1974) 5088 5090.
- 8. N.M.Guseinov, O.Z.Alekperov, S.S.Guseinova, *Polaron in the single-walled Polar Nanotube, Modern Physics Letters B*, **20** (2006) 1771-1776

# 9. И.С.Градштейн, И.М.Рыжик, Таблицы интегралов и сумм, рядов и произведений, Изд., Наука, Москва, (1971) 1108.

### ENERGY RELAXATION PROCESS OF ELECTRONS ON THE SURFACE OF HOLLOW NANOCYLINDR

### S.M.SEYİD-RZAYEVA

The energy relaxation processes for the non-equilibrium electrons has been studied on the surface of the semiconductor hollow nanosylindr with the emission of optical phonons at low temperatures. The general analytical expressions have been obtained for the relaxation time of the non-equilibrium electron energy in arbitrary value of the ratio of NC radius to the polaron radius.

It has been carried out theoretical calculation of the energy relaxation time. It has also been shown the dependences of the transition frequency on the ratio  $r_0/r_p$  for the different relaxation processes.

### ПРОЦЕССЫ РЕЛАКСАЦИИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛОГО НАНОЦИЛИНДРА

### С.М.СЕИД-РЗАЕВА

На поверхности полупроводникового полого наноцлиндра (ПНЦ) исследованы процессы релаксации энергии неравновесных электронов с испусканием оптического фонона при низких температурах. Получены общие аналитические выражения времени релаксации энергии неравновесных электронов при произвольном значении отношения радиуса НТ к радиусу полярона -  $r_0/r_p$ . Также приведены графики зависимости частоты перехода от отношения  $r_0/r_p$  для различных процессов релаксации.

Редактор: М.Бабаев

### УДК 535-15

### ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЬ И ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ TIInS<sub>2</sub>

## Р.М.САРДАРЛЫ, А.З.БАДАЛОВ\*, Ф.Т.САЛМАНОВ, Т.Н.МУСАЗАДЕ\*, F.GARET\*\*, J.L.COUTAZ\*\*

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана Б.Вахабзаде 9, AZ 1143, Баку Национальная Академия Авиации\* AZ1045, г.Баку, Бина, 25-км IMEP-LAHC, UMR CNRS 5130, University of Savoie\*\* 73376 Le Bourget du Lac, France. sardarli@yahoo.com

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2012	Получены и проанализированы колебательные спектры кристаллов TlInS <sub>2</sub> в терагерцовой (0.1÷3TГц) области. Наблюдаемая низкочастотная полоса связывается с либрационными колебаниями нанослоев ("бозонный пик"). Показана связь когерентного низкочастотного
Ключевые слова: терагерцовые спектры, топологическая неупорядоченность, низко- размерные системы, мезоскопические структуры.	колебания с неупорядоченным характером структуры кристалла. Делается вывод о наличии топологической неупорядоченности, которая проявляется на уровне слоистой подсистемы.

### ВВЕДЕНИЕ

Особенностью развития современной физики твердого тела и твердотельной электроники является тенденция к использованию принципиально новых физических явлений, основанных на метасвойствах этих материалов, связанных с низкоразмерным характером структуры, а также, наноразмерными эффектами. Метасвойства наблюдаются, в основном, в неупорядоченных твердых телах с мезоскопическими структурами. При сохранении идеальной кристаллографической симметрии в пространственном размещении узлов структурной матрицы неупорядоченность может возникнуть за счет нарушений периодичности в заполнении этих узлов (твердые растворы), в ориентации электронных спинов (спиновая неупорядоченность) и др. Неупорядоченные материалы представляют собой широкий класс объектов, в которых проявляются специфические особенности в низкоэнергетических колебательных спектрах. В них меняется механизм релаксационных процессов диэлектрических свойств, наблюдаются характерные особенности в процессе переноса заряда.

В последние годы активно исследуются проводящие материалы, имеющие ограниченную размерность, топологические неупорядоченные системы, нано-композитные материалы (низкоразмерные системы) в которых наблюдаются квантовый эффект Холла, гигантское магнитосопративление, гигантская диэлектрическая релаксация, релаксорные явления и др. Среди современных методов исследований таких материалов особое место занимают методы терагерцовой спектроскопии.

В настоящей работе приводятся результаты исследований спектров пропускания кристалла  $TllnS_2$  в террагерцовой области (0.1÷3TГц), и делается анализ природы наблюдаемых линий в связи с особенностями структуры.

### ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Монокристаллы TllnS<sub>2</sub> выращивались из расплава методом направленной кристаллизации (метод Бриджмена–Стогбаргера). Спектры измерялись стандартной схемой

### Р.М.САРДАРЛЫ, А.З.БАДАЛОВ, Ф.Т.САЛМАНОВ, Т.Н.МУСАЗАДЕ, F.GARET, J.L.COUTAZ

терагерцовой спектроскопии во временной области. В импульсной терагерцовой схеме волновая форма терагерцового импульса E(t) регистрируется путем получения выборки значений поля терагерцового импульса в различные моменты времени. Ультракороткий лазерный импульс расщепляется на импульс накачки и зондирующий импульс, которые используются, соответственно, для генерации и детектирования терагерцовых импульсов. Зондирующий лазерный импульс взаимодействует с определенным участком терагерцового импульса в детекторе. Терагерцовое поле регистрируется как функция временной задержки зондирующего импульса. Преобразование Фурье волновой формы позволяет получить спектр терагерцового импульса

$$E(\omega) = A(\omega)e^{-i\phi(\omega)} = 1/2\pi \int dt \ E(t) \ e^{-i\omega t} \ .$$
 (1)

Терагерцовый спектр (1) является комплексной величиной. Терагерцовый импульс обычно содержит всего несколько осцилляций поля, поэтому его спектр может простираться более чем на октаву (в спектральном интервале, равном одной октаве, наибольшая частота в два раза превосходит наименьшую). Записывая волновую форму терагерцового импульса после его взаимодействия с некоторой мишенью и затем, вычисляя спектр по формуле (1), можно получить спектральную характеристику кристалла в диапазоне частот, присутствующих в спектре импульса. В связи с тем, что получение спектра происходит путем регистрации волновой формы (осциллограммы) импульса, то данный метод получил название терагерцовой спектроскопии во временной области (в англоязычной литературе – Terahertz Time-Domain Spectroscopy, THz TDS).

Свойства дискретного преобразования Фурье определяют минимально разрешаемый частотный интервал δω и величину интервала регистрируемых частот Ω:

 $\delta \omega \cdot T = 2\pi$ 

$$\delta t \cdot \Omega = 2,$$

(2)

где T – интервал сканирования временной задержки (временное окно),  $\delta t$  – временной шаг задержки (разрешение по времени).

Так как терагерцовое поле представляет собой действительную величину, то его спектр (1) симметричен относительно  $\omega=0$ , т.е. отрицательная часть спектра не несет дополнительной информации по отношению к положительной части. Без нарушения общности можно считать, что регистрируется спектральный интервал [- $\Omega/2$ ; $\Omega/2$ ], а информативным является интервал от  $\omega=0$  до  $\omega=\Omega/2=2\pi \cdot v_{max}$ . На N отчетов выборки во временной области (в интервале [0;T]) приходится по N/2 отсчетов в амплитудном и фазовом спектре (в интервале [0;  $\Omega/2$ ]), т.е. количество информации во временном и спектральном представлении сигнала одинаково.

Согласно (2), спектральная разрешающая способность может быть увеличена путем увеличения интервала сканирования задержки T, а максимальная регистрируемая частота в спектре – путем уменьшения шага сканирования  $\delta t$ . На практике рабочий спектральный интервал ограничивается спектром излучения генератора и спектральной чувствительностью детектора, поэтому уменьшение  $\delta t$  имеет смысл лишь до некоторого предела. Величина T ограничена сверху геометрическими параметрами оптической схемы.

Для того чтобы измерить спектральную характеристику исследуемого образца, нужно сначала записать опорный сигнал, т.е. волновую форму излучения, прошедшего через некоторую известную среду (например, свободное пространство). Затем нужно записать волновую форму излучения, прошедшего через исследуемый образец (собственно сигнал). Преобразования Фурье от опорного и информативного сигнала дают соответствующие спектры  $A_0e^{-i\phi(0)t}$  и  $A_0e^{-i\phi(c)t}$ . Коэффициент поглощения образца  $\alpha$  и его показатель преломления *n* во всем спектральном интервале могут быть получены по формулам

$$\alpha = 1/d \cdot \ln A_0 / A_c, \tag{3}$$

$$n=1+[\varphi_{c}(\omega)-\varphi_{c}(\omega)]\cdot c/\omega d, \qquad (4)$$

где *d* – толщина образца, *c* – скорость света в вакууме.

Формулы (3,4) не учитывают френелевского отражения на границах образца. На практике для получения опорного и информативного сигнала используют два образца из одного и того же материала, но с различными толщинами, чтобы исключить отражение на границах. Формул (3,4) подходят для спектроскопии на пропускание. В принципе та же самая информация может быть извлечена в отражательной геометрии или при диффузном рассеянии, при этом математические выражения для показателей поглощения и преломления будут отличаться от (3,4). Общим будет являться то, что в терагерцовой спектроскопии измеряется электрическое поле импульса, несущего как амплитудную, так и фазовую информацию. Благодаря этому метод позволяет получить как показатель преломления, так и коэффициент поглощения образца (т.е. комплексный показатель преломления) без использования соотношений Крамерса-Кронига. При этом детектирование осуществляется в широком диапазоне частот, практически недоступном для других спектроскопических методов. Пикосекундная длительность терагерцового импульса обеспечивает высокое временное разрешение. В экспериментах использовался фемтосекундный Ті:Sa лазер.

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Согласно структурным данным [1,2], TlInS<sub>2</sub> при комнатной температуре является моноклинным и описывается пространственной группой  $C2c \equiv C_{2h}^6$  с параметрами ячейки:  $a \approx b = 10,77$ , c = 15,64 Å  $\beta = 100^{\circ}$ . Элементарная ячейка состоит из Z=16 формульных единиц TlInS<sub>2</sub> (два слоя), но в силу базоцентрированности элементарной ячейки примитивная ячейка содержит Z=8.



Основной структурной единицей является тетраэдрический комплекс In<sub>4</sub>S<sub>10</sub>, в свою очередь, состоящий из четырех элементарных InS<sub>4</sub>-тетраэдров (Рис.1). Комплексы In<sub>4</sub>S<sub>10</sub> общими атомами селена связаны между собой в квазидвумерную сеть в плоскости *аb*. Ионы таллия занимают тригонально-призматические пустоты, образующиеся между In<sub>4</sub>S<sub>10</sub>-комплексами. слоя элементарной Два ячейки повернуты относительно друг друга на 90° и связаны операцией инверсии.

### Рис.1

Структура кристалла TlInS2. Кружки – ионы Tl, тетраэдры –  $InS_4$  и  $In_4S_{10}$ .

Как правило, в слоистых кристаллах наименьшая частота, определяется колебаниями жесткослоевых мод. Однако при наличии тяжелых атомов (как таллий) или комплексов ( $InS_4$  и  $In_4S_{10}$ ) оптические ветви соответствующих внешних мод также могут иметь достаточно низкую частоту. При этом в силу их пересечений и антипересечений внутри зоны с низкой симметрией получающаяся картина дисперсии весьма сложна.

Как известно [3,4], слоистые кристаллы семейства  $TlInS_2$  имеют несколько политипных модификаций, отличающихся числом слоев в элементарной ячейке. Элементарная ячейка кристалла  $TlInS_2$  содержит 8 формульных единиц, это означает, что в фононном спектре этого соединения должно наблюдаться 93 оптические моды, реально наблюдаемое же число оптических мод в инфракрасных и Рамановских спектрах не превышает 25 [4]. Следует также отметить, что ни при каких измерениях (оптических, диэлектрических, электрических) не наблюдается анизотропия в плоскости *ab*, которая должна наблюдаться в случае моноклинной симметрии решетки этих кристаллов.

Таким образом, наблюдаемые расхождения между результатами рентгеноструктурного анализа, с одной стороны, и данными спектроскопических, диэлектрических и электрических измерений, с другой стороны, позволяют говорить о наличии одномерного беспорядка вдоль псевдотетрагональной оси *c*, связанного с

### Р.М.САРДАРЛЫ, А.З.БАДАЛОВ, Ф.Т.САЛМАНОВ, Т.Н.МУСАЗАДЕ, F.GARET, J.L.COUTAZ

нарушениями в стыковке слоев [4].

Для слоистых кристаллов, содержащих n слоев в элементарной ячейке, зона Бриллюэна в направлении [001] (направление перпендикулярная слоям) в l/n раз меньше зоны Бриллюэна однослойного кристалла. Если при этом межслоевое взаимодействие мало, то дисперсионные кривые n-слойного кристалла получаются простым отображением дисперсионных кривых однослойного политипа. Следствием отображения акустических ветвей является появление в низкочастотном спектре жесткослоевых мод. Этот механизм, по всей видимости, ответственен за появление в спектрах отражения кристалла TllnS<sub>2</sub> большого числа линий [4].

Жесткослоевые моды, как правило, имеют максимальное значение параметров Грюнайзена. Авторы работы [5] применили модель линейной цепочки для идентификации экспериментальных линий относительно типов движений. Было показано, что линии с частотами ниже 70см<sup>-1</sup> (2.1ТГц) соответствуют модам трансляционного типа.

В [6] методом неупругого рассеяния нейтронов для TlGaSe<sub>2</sub> (структурный аналог TlInS<sub>2</sub>) была измерена поперечная акустическая ветвь в направлении [001]. На основании этих измерений можно оценить значение соответствующей частоты жесткослоевой моды. Известно, что дисперсионное соотношение для акустического фонона дается уравнением

$$\omega^{2} = \frac{2}{M} \sum_{n} f_{n} [1 - \cos(nkd)], \qquad (5)$$

где  $f_n$  – силовая константа для слоев, отдаленных друг от друга на расстояние nd (d – расстояние между соседними слоями), M – масса элементарной ячейки.

Если вклад от взаимодействия ближайших соседних слоев преобладает над другими межслоевыми силами, то первое слагаемое в (5) является определяющим и акустическая ветвь имеет форму синусной кривой

$$\omega = 2 \left( \frac{f_1}{M} \right)^{1/2} \sin\left(\frac{kd}{2}\right). \tag{6}$$

Из этого соотношения можно рассчитать частоту сдвиговой жесткослоевой моды в предположении того, что выполнены правила отображения ветвей. Наилучшие результаты подгонки формулы (6) к данным работы [6] показывают, что частоты этих мод получаются близкими к 14÷15см<sup>-1</sup> (≈0.5ТГц).

Согласно фактор-групповому анализу механическое представление для TlInS<sub>2</sub> в  $C_{2h}^6$  - фазе записывается следующим образом:

$$\Gamma_{\text{трансл}} = 24A_{u} + 24B_{u} + 24A_{g} + 24B_{g}.$$
(3)

Частоты мод, наблюдаемых в субмиллиметровом диапазоне  $(0.2\div0.6\mathrm{T}\Gamma_{\mathrm{II}})$  [7], при комнатной температуре близки к оценочным частотам мод сдвигового типа. С другой стороны, из-за наличия центра инверсии жесткослоевые моды преобразуются по четным представлениям фактор-группы  $C_{2h}$  (3) и не должны наблюдаться в ИК спектрах. Поэтому авторы [7] предполагают, что мягкая мода в субмилимметровой области спектра соответствует другому оптическому колебанию  $A_u$ -симметрии, возможно либрационного типа.

Спектр решеточных колебаний кристалла TlInS<sub>2</sub> исследован достаточно подробно методами Рамановского рассеяния, дальней инфракрасной спектроскопии и неупругого рассеяния нейтронов [4]. В настоящей работе приводится спектр пропускания кристалла TlInS<sub>2</sub>, измеренный в терагерцовой области спектра при помощи спектроскопии во временной области (time-domain spectroscopy). Линии поглощения наблюдаемые до 20см<sup>-1</sup> ( $\approx 0.6$ THz) являются поперечными (TO) модами B<sub>u</sub> симметрии, совпадающими с частотами, измеренным по спектрам инфракрасного отражения [4]. Это частоты B<sub>u</sub><sup>1</sup>(TO)=1TГц (33.3см<sup>-1</sup>), B<sub>u</sub><sup>2</sup>(TO)=1,5TГц (50.0см<sup>-1</sup>), B<sub>u</sub><sup>3</sup>(TO)=2.7TГц (90.0см<sup>-1</sup>) трансляционных мод кристалла TlInS<sub>2</sub>.

В колебательном спектре кристалла TlInS<sub>2</sub>, приведенном на Рис.2, наблюдается

### ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЬ И ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ TlinS $_2$

также низкочастотная линия ( $0.2\text{THz}\approx7\text{cm}^{-1}$ ), которая не наблюдалась ранее в спектрах дальнего ИК отражения кристалла TlInS<sub>2</sub> [4]. Как отмечалось выше, эта мода, возможно, связана с жесткослоевыми колебаниями либрационного типа тяжелых слоев образованных комплексами InS<sub>4</sub> и In<sub>4</sub>S<sub>10</sub>. На Рис.3 приводится частотная зависимость коэффициента отражения (сплошные кривые) и поглощения (пунктирная кривая) кристалла TlInS<sub>2</sub>. Как видно из этого рисунка, кристаллы TlInS<sub>2</sub> обладают сильным спектром поглощения в терагерцовой области, что связанно с линиями однофононного резонанса, частоты однофононных полос указаны на Рис.2, а также, сильная полоса поглощения, связываемая с Бозонным пиком.



**Рис.2.** Спектр пропускания кристалла TlInS<sub>2</sub> в поляризации E<sub>1</sub>C.



Низкочастотная динамика неупорядоченных твердых тел отличается от характерной кристаллов И облалает рядом особенностей, обусловленных "избыточной" лля (относительно дебаевской) плотностью колебательных состояний [8,9]. Такой характер поведения плотности колебательных состояний характерен для сильно неупорядоченных систем: аморфных, стеклообразных твердых телах, а также полимеров. В тройных талиевых халькогенидах третьей группы также наблюдается аналогичная особенность, которая указывает на неупорядоченный характер кристаллической структуры этих материалов. "Избыточная" колебательных плотность состояний связывается появлением с

### Р.М.САРДАРЛЫ, А.З.БАДАЛОВ, Ф.Т.САЛМАНОВ, Т.Н.МУСАЗАДЕ, F.GARET, J.L.COUTAZ

низкочастотной моды (бозонный пик) в инфракрасных и рамановских спектрах [10,11].

Общепризнано, что эти моды, которые, проявляются на частотах ниже фононных, вызваны существованием квазилокальных колебательных мод [12]. Природа этих мод в настоящее время широко обсуждается. Ряд авторов считает, что указанные моды представляют собой локальные колебания структурных образований: фракталов, доменов, нанонеоднородностей топологической неупорядоченности [9,13]. Другие приписывают их коррелированным колебаниям молекулярных кластеров. Рассматривается связь бозонного пика с релаксационными свойствами стеклообразных твердых тел [11].

Исследования физических свойств кристаллов слоистых тройных халькогенидов таллия, объединяющиеся общей формулой  $A^3B^3C_2^6$ , обнаруживают особенности в энергетическом спектре характерные для сильно неупорядоченных систем. Среди них, следовало бы отметить:

- прыжковый характер проводимости, описываемый в Мотовском приближении, который, как известно, была разработан для аморфных систем;
- наличие суперионной проводимости и "S" образные вольтамперные характеристики, которые наблюдаются в сильно дефектных или легированных полупроводниках;
- широкие температурные области релаксорного поведения диэлектрических спектров, описываемые соотношениями Фогеля-Фулчера (такое поведение, характерно для сильно разупорядоченных систем);
- наличие множества политипных модификаций и смеси политипов, что приводит к псевдотетрагональному поведению моноклинных кристаллов, в частности, наблюдаются изотропные оптические спектры в плоскости спаянности;
- нейтронодифракционные и рентгеноструктурные исследования обнаруживают широкие температурные области с несоизмеримыми сверхструктурными трансляциями;
- экспериментальные исследования плотности фононных состояний кристаллов TlSe, в области упругих колебаний, (выполненные методами неупругого некогерентного рассеяния нейтронов), имеют несколько завышенные значения, по сравнению с расчетными (полученными, как в приближении жестких ионов, так и при расчетах выполненных из первых принципов).

Следует отметить также, что кристаллы семейства A<sup>3</sup>B<sup>3</sup>C<sup>6</sup><sub>2</sub> обладают широкой областью гомогенности [14]. Согласно диаграмме состояния, коэффициент сегрегации в области гомогенности меньше единицы. Поэтому при выращивании монокристаллов существует большая вероятность отклонения их состава от стехиометрии, т.е. в составах на основе TIInS<sub>2</sub> существует температурный интервал между точками ликвидуса и солидуса. Это, по всей видимости, является причиной одномерного неупорядоченного характера структуры этих материалов: возникновения политипов, смеси политипов и несоразмерных сверхструктур в кристаллах семейства TlInS<sub>2</sub>. Таким образом, внутрислоевая структура этих кристаллов соответствует стехиометрии, однако существуют варианты стыковки Подтверждением ЭТОГО предположения ΜΟΓΥΤ служить наблюдения слоев. в нейтронодифракционных спектрах несоизмеримых сверхструктур, которые, как известно, можно представить как чередующиеся соизмеримые и разупорядоченные области.

Таким образом, в кристаллах семейства TIInS<sub>2</sub> мы имеем мезоскопическую структуру с периодически чередующимися соизмеримыми (commensurate) И разупорядоченными (discommensurate) слоями. Эти кристаллы образуют обширное семейство тройных слоистых полупроводников. Характерной особенностью таких слоистых кристаллов является богатый низкоэнергетический спектр (относительно фононных частот), вызванный колебанием тяжелых трансляционно-неэквивалентных слоев, связанных между собой операцией инверсии. Наличие такого большого числа универсальных закономерностей, характерных для неупорядоченных систем И наблюдаемых в кристаллах семейства TlInS2, позволяет сделать заключение, что они
ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ НЕУПОРЯДОЧЕННОСТЬ И ТЕРАГЕРЦОВЫЕ СПЕКТРЫ КРИСТАЛЛОВ TlinS $_2$ 

основаны на общих особенностях строения этих материалов. Соединения семейства  $TllnS_2$  не просто являются "плохими" кристаллами или аморфными системами, а, скорее всего мы имеем дело с топологически неупорядоченными мезоскопическими структурами с характерным пространственным масштабом. При этом хаос в таких системах не абсолютный, а как показывают эксперименты по нейтронной и рентгеновской дифракции, колебательным спектрам (Рамановское рассеяние, инфракрасное поглощение, неупругое когерентное рассеяние нейтронов) периодичность в расположении атомов сохраняется (трансляционная упорядоченность) в пределах нескольких координационных сфер, а далее она нарушается.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

T.o. класс соединений следует исследуемый отнести К топологически неупорядоченным твердым телам, неупорядоченность которых проявляется на уровне топологии их слоистой (или цепочечной) подсистемы, т.е. пространственного (геометрического) размещения структурных комплексов (слоев и цепочек), которые и ответственны за низкочастотную динамику этих материалов.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2011-1(3)-82/13/1.

- 1. D.Muller, H.Z.Hahn, Zur structur des TlGaSe<sub>2</sub>, Z. Anorg, Allg. Chem., **438** (1978) 258-272.
- 2. W.Henkel, H.D.Hochheimer, C.Carlone et al., *Highpressure Raman study of the ternary chalcogenides TlGaSe<sub>2</sub> and TlGaS<sub>2</sub>, Phys. Rev. B*, **26** (1982) 3211-3221.
- 3. O.Z.Alekperov, G.B.Ibragimov, A.I.Nadjafov, A.R.Fakix, *Polytypesin ferroelectric TlGaS*<sub>2</sub> and its dielectric and optic properties, *Phys. Status Solidi C*, **6** (2009) 977-980.
- 4. A.M.Panich, R.M.Sardarly, *Physical Properties of the Low Dimensional*  $A^{3}B^{6}$  and  $A^{3}B^{3}C^{6}_{2}$ Compounds, Nova Science Publishers, NY, (2010) 310.
- 5. N.M.Gasanly, A.F.Goncharov, N.N.Melnik, Жесткослоевая мода в полупроводниковом кристалле TlGaSe<sub>2</sub>, Phys. Stat. Sol (b), **116** (1983) 427-443.
- 6. С.Б.Вахрушев, Б.Е.Квятковский, Н.М.Окунева, К.Р.Аллахвердиев, Р.М.Сардарлы, *Нейтронографическое исследование кристалла TlGaSe*<sub>2</sub>, Препринт №886, ФТИ, Л., (1984) 12.
- 7. Yu.G.Goncharov, G.V.Kozlov, B.S.Kulbuzhev, V.B.Shirokov, V.I.Torgashev, A.A.Volkov, Yu.I.Yuzyk, Vibrational spectra and phase transition in layered semiconducting ferroelectrics with TlGaSe<sub>2</sub> structure, Phys. Stat. Sol. (b), **153** (1989) 529.
- 8. В.К.Малиновский, *Неупорядоченные твердые тела: универсальные закономерности* в структуре, динамике и явлениях переноса, ФТТ, **41** (1999) 808.
- 9. И.А.Рыжов, Низкоэнергетические либрационные возбуждения в стеклообразном полиметилметакрилате, ФТТ, 44 (2002) 2229.
- 10. B.Grillot, J.Guissani, Phys. Rev. Letter, 78 3 (1997) 401.
- 11. И.К.Малиновский, В.Н.Новиков, А.П.Соколов, *О наноструктуре неупорядоченных тел, УФН*, **163** (1993) 119.
- 12. S.D.Bembenek, B.B.Laird, Instantaneous normal modes analysis of amorphous silica, J. Chem. Phys., 114 (2001) 2340.
- 13. V.K.Malinovsky, V.N.Novikov, *The nature of the boson peak in Raman scattering, Phys. Solid State,* **36** (1994) 1221.
- 14. R.M.Sardarly, O.A.Samedov, I.Sh.Sadykhov, A.I.Nadzhafov, N.A.Eyubova, T.S.Mamedov, *Influence of nonstoichiometry on dielectric properties of TlGaS*<sub>2</sub> crystals in a vicinity of phase transitions, Inorganic Materials, **39** (2003) 327-329.

### Р.М.САРДАРЛЫ, А.З.БАДАЛОВ, Ф.Т.САЛМАНОВ, Т.Н.МУСАЗАДЕ, F.GARET, J.L.COUTAZ TOPOLOJI NIZAMSIZ TIInS<sub>2</sub> KRISTALLARIN TERAHERTZ SPEKTRI

#### R.M.SƏRDARLI, A.Z.BƏDƏLOV, F.T.SALMANOV, T.N. MUSAZADƏ, F. GARET, J.L.COUTAZ

 $TIInS_2$  kristalların teraherz diapazonunda (0.1÷3THz) spektrləri alınmış və anales edilmişdir. Müşahidə edilən aşağı tezlikli xətt nanolayların librasion rəqsləri ilə əlaqələndirilir ("bozon peak"). Topoloji nizamsızlığın mövcudluğu haqqında fərziyə irəli sürülür. Topoloji nizamsızlıq laylı alt qəfəs səviyyəsində özünü göstərir.

#### TERAHERTZ SPECTRA OF TOPOLOGICAL DISORDERED TIInS<sub>2</sub> CRYSTALS

#### R.M.SARDARLY, A.Z.BADALOV, F.T.SALMANOV, T.N.MUSAZADEH, F.GARET, J.L.COUTAZ

Vibration spectra of TIInS<sub>2</sub> crystals in terahertz  $(0.1\div 3\text{THz})$  areas have been received and analyzed. The observable low-frequency vibration band has been connected with the libration oscillation of the nanolayers ("bozon peak"). Connection of coherent low-frequency fluctuation with disorder character of structure of a crystal has been shown. The conclusion about presence of topological disorder which has been shown at level of a layered subsystem becomes.

Редактор: Э.Гусейнов

# УДК: 621.039.56

# СТОХАСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСОВ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО РЕАКТОРА ИБР-2

# А.А.ГАРИБОВ<sup>2</sup>, Ю.Н.ПЕПЕЛЫШЕВ<sup>1</sup>, Р.Н.МЕХТИЕВА<sup>2</sup>, Л.А.ТАЙЫБОВ<sup>1,2</sup>

Обьединенный Институт Ядерных Исследований, Лабаратория нейтронной физики им И.М.Франка, 141980, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри, 6 Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана,<sup>2</sup> AZ-1143, г.Баку, Б.Вагабзаде, 9 ravan.m.n@rambler.ru, taibov@jinr.ru

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати: 20.08.2012	Флуктуации энергии импульсов в импульсном реакторе
	периодического действия типа ИБР-2 довольно
	значительны (до ± 20%), они влияют на динамику
	реактора, процесс его регулирования, пуска, на работу
	экспериментальной аппаратуры и.т.д. С другой стороны,
	наличие больших флуктуаций мощности в реакторе ИБР-2
	имеет свои плюсы. Исследование стохастических
	флуктуаций позволяет оценить некоторые ядерно-
	физические параметры активной зоны, такие, например,
	как среднее время жизни мгновенных нейтронов,
	абсолютный уровень мощности и.т.д. В статье
	представлены основные результаты исследование
	стохастических шумов энергии импульсов реактора ИБР-2
Ключевые слова: флуктуация энергии	после его модернизации. Показано, что экспериментальные
импульса, оыстрые неитроны, импульсныи реактор ИБР-2	результаты близки к расчетным

# КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО РЕАКТОРА ИБР-2

Импульсный исследовательский реактор на быстрых нейтронах ИБР-2М номинальной мощностью 2МВт является модернизированной версией реактора ИБР-2, остановленного в 2006г. в связи с выработкой ресурса [1]. В процессе модернизации были полностью заменены активная зона с корпусом, стационарные отражатели, органы регулирования и аварийной защиты. Активная зона ИБР-2М отличается от активной зоны ИБР-2 меньшим размером и отсутствием центрального канала. Топливные элементы ИБР-2М идентичны топливным элементам ИБР-2. Топливом служат таблетки втулочного типа из PuO<sub>2</sub>. Теплоносителем в реакторе является жидкий натрий.



#### Рис.1.

Активная зона ИБР-2М: 1 - блоки аварийной защиты, 2 компенсирующие блоки, 3 - блок промежуточного регулятора, 4 - стержень автоматического регулятора, 5 матрица стационарного отражателя, 6 - кожух подвижного отражателя, 7 -водяные гребенчатые замедлители, 8 – источник, 9 – основной подвижной отражатель, 10 – дополнительный подвижной отражатель.

# А.А.ГАРИБОВ, Ю.Н.ПЕПЕЛЫШЕВ, Р.Н.МЕХТИЕВА, Л.А.ТАЙЫБОВ

Для создания нейтронных импульсов используется модулятор реактивности, работавший на реакторе ИБР-2 с 2004г. Модулятор реактивности состоит из основного (ОПО) и дополнительного (ДПО) подвижных отражателей. Ротор ОПО представляет собой лопасть с тремя "зубьями" и противовесом, а ДПО – лопасть с двумя "зубьями". Уровень реактивности ИБР-2М регулируется органами системы управления и защиты, представляющими собой перемещаемые блоки в матрице стационарных отражателей, выполненных из вольфрама. Схематически активная зона реактора ИБР-2М показано на Рис.1.

# ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСОВ

Расчет реакторов и анализ большинства реакторных экспериментов основаны на уравнении переноса нейтронов [2], в котором под плотностью нейтронов подразумевается ее среднее значение, а статистическими флуктуациями плотности обычно пренебрегают. Фактически все элементарные процессы, описывающие рождение, жизнь и гибель нейтрона в реакторе существенно стохастичны. В реакторе типа ИБР-2 стохастические флуктуации числа нейтронов, образующихся в единичном акте деления, приводят к флуктуациям энергии вспышек. В некоторых случаях при малой интенсивности источника нейтронов импульс мощности может вообще не развиваться и его энергия будет равна нулю. Такая сильная зависимость энергии импульсов ИБР-2 от фундаментальных стохастических свойств генерации нейтронов дает возможность получить информацию о нейтронно-физических параметрах реактора, входящих в уравнения кинетики среднего времени жизни мгновенных нейтронов  $\tau$ , интенсивности источника спонтанных нейтронов S, абсолютного уровня мощности W и.т.д. Относительная дисперсия флуктуаций энергии импульсов мощности  $(\sigma_0 / \overline{Q})^2$ , согласно работам [3], равна

$$(\sigma_{Q}/\overline{Q})^{2} = \Delta_{cr}^{2}(1+\delta_{0}^{2})+\delta_{0}^{2}, \qquad (2)$$

где  $\Delta_{cr}^{2} = \frac{v \cdot \Gamma}{2S\tau}$  — относительная дисперсия стохастических флуктуаций,  $\delta_{0}^{2}$  — относительная дисперсия шумов, обусловленная флуктуациями внешней реактивности,  $\Gamma = 0,815 \text{ и } v$  — дисперсия числа мгновенных нейтронов и среднее число нейтронов в одном акте деления, соответственно,  $\tau$  — время жизни мгновенных нейтронов в активной зоне,  $S = S_{cn} + S_{aan}$  — интенсивность постоянно действующего во время импульса источника нейтронов,  $S_{cn}$  — интенсивность спонтанных нейтронов и нейтронов от ( $\alpha, n$ ) реакций на кислороде <sup>18</sup>O, входящего в состав оксидного топлива ИБР-2M,  $S_{aan} = \beta_{a\phi} \cdot v \cdot F$ ,  $\beta_{a\phi}$  — интенсивность и эффективная доля запаздывающих нейтронов, соответственно,  $F = L \cdot W$  — скорость деления, L — число делений в сек/1Вт, W— абсолютная мощность реактора.

Для компоненты стохастических шумов можно записать

$$\Delta_{cT}^{2} = \frac{\nu \cdot \Gamma}{2\tau (S_{cT} + \beta_{\vartheta \phi} \cdot \nu \cdot F)} , \qquad (3)$$

где интенсивность источника нейтронов *S* представлена в виде суммы спонтанных и запаздывающих нейтронов. При условии  $\delta_0^2 \ll 1$ , что выполняется на практике при нормальной работе реактора, зависимость (3) согласно [4] можно представить в виде

СТОХАСТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ЭНЕРГИИ ИМПУЛЬСОВ МОДЕРНИЗИРОВАННОГО РЕАКТОРА ИБР-2

$$\left(\sigma_{Q}/\overline{Q}\right)^{2} = \delta_{0}^{2} + \Delta_{cT}^{2} \approx \delta_{0}^{2} + \frac{a}{W} , \quad [W] BT$$
(4)

где а — экспериментально определяемая величина.

Таким образом, имея экспериментальную зависимость дисперсии шумов в виде (4), можно согласно (3), определить любые из параметров τ, W, S, если известны остальные. Значения некоторых параметров, входящих в выражение (3), представлены в Таблице. 1.

## Таблица.1.

Численные значения используемых величин.

Значение параметра	Название параметра
$\Gamma = 0.815 \pm 0.017$	Относительная дисперсия числа мгновенных нейтронов при делении. Параметр Дайвена.
$L = 3,21 \cdot 10^{10} [$ дел/с · Вт $]$	Коэффициент пересчета мощности на интенсивность делений.
$\beta_{s\phi} = 2,165 \cdot 10^{-3}$	Расчетное значение эффективной доли запаздывающих нейтронов.
$\tau = (6,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-8} \mathrm{c}$	Расчетное значение времени жизни мгновенных нейтронов в активной зоне ИБР-2М.
$S_{\rm cm} = 5,3 \cdot 10^6$ нейтр./с	Расчетное значение спонтанный интенсивности нейтронов и нейтронов от ( $\alpha$ , <i>n</i> ) реакций на <sup>18</sup> О.
$E_f = 195 \mathrm{M}\mathfrak{B}$	Энергия, выделяющаяся на один акт деления в активной зоне.

# КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ИЗМЕРИТЕЛЬНОЙ СИСТЕМЫ И МЕТОДИКИ ОБРАБОТКИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ

Задача экспериментального исследования стохастических шумов для оценки параметров кинетики ИБР-2 состоит в накопления серии последовательных значений энергии импульсов на различных уровнях средней мощности. Энергия импульсов регистрировалась с помощью специально созданной для этой цели измерительной системы. В качестве детектора нейтронов использовалась камера КНК-53М, установленная вблизи активной зоны непосредственно у замедлителя со стороны первого горизонтального пучка нейтронов. После накопления 8192 последовательных значений энергии импульсов данные записывались в файл для дальнейшей обработки. Использовалась процедура статистического анализа временных рядов. Вычислялись плотность распределения энергии импульсов и параметры этого распределения. Флуктуации энергии импульсов исследовались в диапазоне средней мощности от 0,01Вт до 1,5кВт. В зависимости от средней мощности реактора в источнике нейтронов, «зажигающих» импульс мощности, могут доминировать спонтанные или запаздывающие нейтроны. Для реактора ИБР-2М оценки граничной мощности были получены с учетом импульсного коэффициента передачи (M), по которому можно определить практическую реализуемость эксперимента, а именно, как далеко от критичного состояния на мгновенных нейтронах находится реактор при выбранной для эксперимента средней мощности. Энергия импульса мощности реактора ИБР-2М, согласно [5], выражается формулой

$$E = M(S_{\rm cn} + S_{\rm 3an}), \tag{5}$$

где M – импульсный коэффициент передачи (импульсное умножение),  $S_{cn}$ ,  $S_{3an}$  – нормированная интенсивность источника мгновенных нейтронов и источника запаздывающих нейтронов, соответственно,  $S_{cn} + S_{3an}$  – суммарная нормированная интенсивность источников перед импульсом реактивности.

Импульсный коэффициент передачи M является нелинейной функцией от максимума реактивности в импульсе  $\varepsilon_m$  (Рис. 2).





Импульсный коэффициент передачи M как функция максимальной реактивности в импульсе  $\varepsilon_m$ .

Значения  $M = M^0$  и  $\varepsilon_m = \varepsilon_m^0$ , соответствующие импульсной критичности, зависят от доли постоянного источника нейтронов относительно источника запаздывающих нейтронов  $S_{3an}/S_{cn}^{0}$ , т.е. зависят от средней мощности реактора. При мощностях превышающих 1Вт  $S_{3an}/S_{cn}^{0} \approx 0$ . Для таких мощностей  $M^0 = 0.193$ и  $\varepsilon_m^0 = 0.00102$ , как и для штатного режима. Отсюда с учетом (2) определена граница мощностей для экспериментального изучения флуктуаций энергии импульсов в областях спонтанного и запаздывающего источников нейтронов: спонтанные:  $S \approx S_{cn}$  при W < 0.01Вт;

запаздывающие:  $S = S_3 = \beta_{3\phi} \cdot v \cdot F$  при W > 1Вт.

Наблюдаемые относительные флуктуации энергии импульсов в зависимости от мощности равны:

 $(\sigma_Q / \overline{Q})^2 = \delta_0^2 + M;$   $M = \frac{\nu \cdot \Gamma}{2\tau S_{cn}}$  — W < 0.01Вт— область спонтанных нейтронов,  $(\sigma_Q / \overline{Q})^2 = \delta_0^2 + \frac{C}{W};$   $C = \frac{\Gamma}{2\tau \beta_{s\phi} L}$  — W > 1Вт — область запаздывающих нейтронов.

Значения М и  $C = d(\sigma_Q / \overline{Q})^2 / d(1/W)_{1/W \to 0}$  — экспериментально определяемые величины.

# ОСНОВНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Относительная дисперсия флуктуаций энергии импульсов мощности  $(\sigma_Q/\overline{Q})^2$  в зависимости от величины  $W^1$  приведена на Рис.3. В линейной области при мощности  $W \ge 1$ Вт относительную дисперсию можно аппроксимировать зависимостью

$$(\sigma_{Q} / \overline{Q}^{2}) \approx \delta_{0}^{2} + \frac{0.090 \pm 0.005}{W},$$
 (6)

где  $\delta_0^2 \approx 2,49 \cdot 10^{-3}$ , *W* [Вт]. Как видно из Рис. 3, расчетная зависимость практически совпадает с измеренной. Незначительное расхождение в сторону увеличения экспериментального значения дисперсии связано с увеличением разброса

импульсов за счет медленного изменения мощности в процессе измерений. Частично это было вызвано неточностью установки средней мощности и действиями оператора реактора, направленными на поддержание средней мощности в процессе измерений.



Рис.3.

Зависимость относительной дисперсии энергии импульсов реактора ИБР-2М (•) и ИБР-2 ( $\circ$ ) от обратной мощности  $W^{1}[BT^{-1}]$ : а - сплошная линия расчетная, б - линейная аппроксимация данных.

- 1. В.Д.Ананаев, А.В.Виноградов, А.В.Долгих, Реактор ИБР-2 Эксплуатации и перспективы развития, В сб.: 11-Е ежегодное Российское сов. по безопасности исследовательских ядерных установок, Димитровград, май, (2009) 69-77.
- 2. М.Н.Зизин, Расчет нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах, М.: Атомиздат, (1978) 104.
- 3. А.Б.Говорков, Б.Козик, О статистике амплитуд вспышек реактора ИБР, Препринт ОИЯИ Р-2076, Дубна, (1965) 7.
- 4. Ю.Н.Пепелышев, Метод экспериментальной оценки эффективной доли запаздывающих нейтронов и времени жизни поколения нейтронов реактора ИБР-2, Препринт ОИЯИ Р-13-2007-96, Дубна, (2007) 10.
- 5. Е.П.Шабалин, Импульсные реакторы на быстрых нейтронах: М.: Атомиздат, (1976) 248.

## MODERNİZƏ OLUNMUŞ İBR-2 İMPULS REAKTORUNUN ENERJİ İMPULSUNUN STOXASTİK FLUKTUASİYALARI

# A.A.QƏRİBOV,Y.N.PEPELİŞEV, R.N.MEHDİYEVA, L.Ə.TAYIBOV

Modernizə olunmuş İBR-2 impuls reaktorunda enerji impulsunun stoxastik fluktuasiyaları nəzərə çarpaçaq dərəcədədir (20%), və onlar reaktorun dinamikasına, reaktorun idarəolunma prosesinə, işə salınma prosesinə və bir sıra təcrübi qurguların fəaliyyətinə mənfi təsir göstərir. Digər tərəfdən isə enerji implusunun stoxastik fluktuasiyalarının mövcudlugunun müsbət tərəfləri var belə ki, fluktuasiyaların tədqiqi reaktorun aktiv zonası üçün əsas parametrlər olan ani neytronların yaşama müddəti, spontan neytronlar mənbəyinin intensivliyini, reaktorun gücünü təyin etməyə imkan verir. Təqdim olunmuş işdə modernizə olunmuş İBR-2 impuls reaktorunun enerji impulsunun stoxastik fluktuasiyaları tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, təcrübənin və hesablamanın nəticələri çox yaxındır.

### А.А.ГАРИБОВ, Ю.Н.ПЕПЕЛЬШЕВ, Р.Н.МЕХТИЕВА, Л.А.ТАЙЫБОВ IMPULSE POWER STOCHASTICALLY FLUCTUATIONS OF THE MODERNIZED FAST PULSED REACTOR IBR-2

### A.A.QARIBOV, Y.N.PEPELISHEV, R.N.MEHDIYEVA, L.E.TAIBOV

Stochastically fluctuations of the power of the IBR-2 reactor have been quite significant (20%), they affect the dynamics of the reactor, the process of regulation, starting on the work of the experimental equipment, etc. On the other hand, the presence of large fluctuations in power at the IBR-2M has had its advantages. Investigation of stochastic fluctuations has allowed us to estimate some physical parameters of the nuclear reactor core, for example, the mean lifetime of prompt neutrons in the reactor, source of spontaneous neutrons, and absolute power of the reactor. The main results of the investigation impulse power stochastically fluctuations of the IBR-2 periodic pulsed reactor after modernization have been presented. It has been shown that the experimental results have been close to the calculated ones.

Редактор: Ш.Нагиев

УДК 621.315

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ТВЁРДОГО РАСТВОРА *Bi*<sub>2</sub>(*Te*<sub>0,9</sub>*Se*<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub>

# А.М.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, Н.М.АБДУЛЛАЕВ, Х.В.АЛИГУЛИЕВА, Н.Т.МАМЕДОВ

Институт физики НАН Азербайджана, AZ-1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33 abnadir@mail.ru

поступила 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати 20.08.2012	Исследованы электропроводность, эффект Холла и
	магнитосопротивление в тонких плёнках $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ в
	широком интервале температур 2,5÷300К и в сильных
	магнитных полях вплоть до 8Тл. Обнаружено, что в то
	время как в объёмных монокристаллах проводимость
	имеет «металлический» характер, в тонких плёнках
	$Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ проводимость «диэлектрического» типа.
	Предположено, что при высоких температурах 100÷300К
	проводимость определяется, в основном,
	термоактивированными носителями заряда по
	протяжённым состояниям зоны проводимости с энергией
	активации примерно равной 15мэВ. При более низких
	температурах 2,5÷70К доминирует проводимость,
	обусловленная прыжками носителей заряда по
	локализованным состояниям, лежащим в узкой полоске
	энергий вблизи уровня Ферми. Из данных
Ключевые спова: гальваномагнитные явления	магнитосопротивления и электропроводности оценены
магнитосопротивление эффект Холла	радиус локализации, а также плотность локализованных
прыжковая проводимость.	состояний и средняя длина прыжка носителей заряда.

#### ВВЕДЕНИЕ

Развитие физики твердого тела, и особенно физики полупроводников, за последнее десятилетие в значительной степени связано с разработкой методов получения тонких пленок и исследованием их свойств. Не являются исключением в этом плане и плёнки термоэлектрических соединений халькогенидов элементов V группы ( $Bi_2Te_3$ ,  $Bi_2Se_3$ ,  $Sb_2Te_3$  и др.) и твёрдых растворов на их основе, полученные различными методами [1-3]. Практическая значимость этих исследований возрастает в связи с тем, что согласно [4], устройства на основе тонких пленок  $Bi_2Te_3$  и  $Bi_2Se_3$  позволяют достичь существенного охлаждения до 32К и прокачивания теплового потока до 700 Вт/см<sup>2</sup>. Локальное охлаждение или нагрев происходит приблизительно в  $2 \cdot 10^4$  раз быстрее, чем в устройствах, созданных на основе объемных материалов.

Ясно, что в отличие от объемных кристаллов в плёнках по мере уменьшения их толщины свойства изменяются вследствие заметного вклада поверхностной проводимости носителей, адсорбции и диффузии примесей, поверхностных энергетических состояний. Существенно также влияние переходного слоя между пленкой и подложкой, неоднородности по толщине, обусловленной способом получения, и квантовых размерных эффектов при очень малых толщинах плёнок. Необходимо учитывать также и качество полученной плёнки, её поликристалличность, наличие аморфных включений, многочисленных дефектов структуры и т.п.

Нами были получены и исследованы плёнки твёрдого раствора  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ . Выбор именно такого состава обусловлен тем, что имеющиеся в литературе данные [5,6] указывают на то, что в системе твёрдых растворов  $Bi_2(Te_{1-x}Se_x)_3$  наибольшей термоэлектрической эффективностью обладает состав  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ .

# МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Синтез состава  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  осуществлялся сплавлением соответствующих количеств химических элементов особой чистоты, в вакуумированных кварцевых ампулах при температурах ~800<sup>0</sup>С во вращающейся печи с последующим охлаждением в режиме выключенной печи. Плёнки были получены методом "горячей стенки" термическим испарением синтезированного вещества в вакууме 10<sup>-5</sup> мм рт. ст. на стеклянные подложки. Температура подложки поддерживалась около 300<sup>0</sup>С. Толщина полученных плёнок варьировалась в пределах 600÷700нм.

В предыдущей нашей работе [7] подробно описаны получение, структура и КР активные фононы в плёнках  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$ . В настоящей работе приводятся данные исследований электропроводности, магнитосопротивления И эффекта Холла в неотожжённых образцах плёнок  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$ . Температурные зависимости сопротивления исследовались в широкой области температур 2,5÷300К и в магнитных полях вплоть до 8Тл. Магнитное поле было направлено перпендикулярно плоскости плёнки. Исследования эффекта Холла проводились при двух взаимно противоположных направлениях магнитного поля. Измерения проводились стандартным четырёхзондовым методом по селективной методике на частоте ~20,5Гц. Точечные контакты наносились при помощи серебряной пасты, омичность нанесенных контактов постоянно контролировалась в процессе измерений, посредством наблюдения активной и реактивной составляющих сопротивления (Lock in Amplifier SR 905).

#### ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

На Рис.1 приведены типичные температурные зависимости удельного сопротивления плёнок *Bi*<sub>2</sub>(*Te*<sub>0,9</sub>*Se*<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub> (образцы 1 и 2) в области температур 2,5÷300К. Хорошо заметен «диэлектрический» характер температурной зависимости сопротивления: с уменьшением температуры удельное сопротивление плёнки экспоненциально увеличивается.



Рис.1.

Температурная зависимость удельного сопротивления в образцах 1 (1a) и 2 (1b) тонких плёнок Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0.9</sub>Se<sub>0.1</sub>)<sub>3</sub>

Для сравнения на Рис.2 приведены температурные зависимости удельного сопротивления в плоскости слоёв  $\rho_{par}(T)$  и в направлении перпендикулярном слоям  $\rho_{per}(T)$  монокристаллических объёмных образцов  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ . Известно [8], что нелегированные монокристаллы, например  $Bi_2Te_3$ , при синтезе из расплава стехиометрического состава уже изначально характеризуются наличием значительного количества собственных точечных дефектов структуры, обусловленных переходом атомов Bi в положения атомов Te и наоборот (т.н. антиструктурные дефекты), ведущих себя как акцепторы. А потому монокристаллы  $Bi_2Te_3$  имеют всегда p-тип проводимости со

значительной концентрацией дырок  $p \sim 10^{18} - 10^{19} cm^{-3}$ . Такая большая концентрация примесей формирует в запрещён-ной зоне значительное количество локальных состояний, образующих широкую примесную зону, перекрывающуюся с собственной зоной чистого



кристалла. Поэтому при исследованиях электропроводности объёмных монокристаллов типа *Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>* наблюдается типичный "металлический" ход температурной зависимости сопротивления: с уменьшением температуры величина удельного сопротивления падает BO всём температурном интервале, а при низких температурах выходит на плато [9].

#### Рис. 2.



Как видно из сравнения Рис.1 и Рис.2, в плёнках удельное сопротивление на несколько порядка выше, чем в объёмных монокристаллах. Чтобы объяснить наблюдаемую термоактивационную проводимость в плёнках  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  есть два варианта интерпретации полученных данных. Одним из них является т. н. «островковая» проводимость, которая наблюдается практически во всех, даже в чисто металлических (медь, серебро, олово и т.д.) плёнках при малых толщинах (обычно это десятки нанометров), когда коалесценция (срастание) зародышевых островков ещё не произошло. В этом случае за термически активационную проводимость могут быть ответственны два механизма переноса заряда с одного островка на другой – термоэлектронная эмиссия и барьерное туннелирование.

В случае термоэлектронной эмиссии температурная зависимость проводимости должна иметь вид (формула Минна):

$$\sigma = \frac{BeT}{k_B} a \cdot \exp\left(-\frac{\varphi - \gamma e^2 / a}{k_B T}\right) \tag{1}$$

где *B* - постоянная, характерная для конкретной пленки; *T* - температура; *e* - абсолютная величина заряда электрона;  $k_B$  - постоянная Больцмана; *a* - расстояние между островками и  $\varphi$ - работа выхода электронов из массивного образца. Член  $\gamma e^2/\alpha$  представляет собой вклад сил изображения. Если расстояние *a* достаточно мало, то этот вклад составляет несколько электронвольт и разность  $\varphi - \gamma e^2/\alpha$  может становиться весьма малой. В этом случае проводимость будет значительно выше.

В случае учёта барьерного туннелирования температурная зависимость проводимости приобретает вид (соотношение Нейгебауэра и Уэбба)

$$\sigma = \frac{A\sqrt{2m\varphi}}{h^2 d} a \cdot \exp\left(-\frac{4\pi d}{h}\sqrt{2m\varphi}\right) \cdot B \exp\left(-\frac{e^2/\varepsilon r}{k_B T}\right)$$
(2)

где *A* и *B* - постоянные; φ - потенциальный барьер между островками, приближенно равный работе выхода электронов из массивного образца с учетом сил изображения; *e* - заряд электрона; *m* - эффективная масса электрона; ε - диэлектрическая проницаемость, величина которой, практически, находится в пределах между значениями диэлектрических проницаемости вещества подложки и вакуума; г - средний линейный размер островка.

По нашему мнению, учитывая большие толщины исследованных плёнок  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$  (600-700 нм), более вероятен другой механизм переноса заряда при низких

#### А.М.КЕРИМОВА, Н.А.АБДУЛЛАЕВ, Н.М.АБДУЛЛАЕВ, Х.В.АЛИГУЛИЕВА, Н.Т.МАМЕДОВ

температурах. При напылении образуется сильно разупорядоченная поликристаллическая структура с различными размерами кристаллитов (на что указывают данные рентгеновской дифракции и ACM) [7]. Поскольку это не монокристаллическая плёнка, концентрация антиструктурных дефектов не так велика, соответственно, широкая примесная зона, создаваемая дефектными состояниями в запрещённой зоне, не перекрывает всю запрещённую зону и остаётся активационная щель. И потому плёнка  $Bi_2(Te_0 Se_0 I)_3$ 



«проявляет» себя как узкозонный полупроводник. Рис.3 Из видно, что температурную зависимость удельного сопротивления. например образца 1, для можно разбить на участка. лва Высокотемпературная 100K÷300K часть хорошо аппроксимируется обычной экспоненциальной зависимостью с энергией активации носителей заряда ~15мЭв.

#### Рис.3.

Температурная зависимость удельного сопротивления образца 1 плёнки Bi2(Te0,9Se0,1)3 в координатах Аррениуса.

Особый интерес представляет низкотемпературная область электропроводности (T<100K). На Рис.4 приведены температурные зависимости удельного сопротивления образца 1 в координатах  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1})$  (вставка а),  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1/2})$  (вставка b),  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1/4})$  (вставка с). Очевидно, что экспериментальные точки лучше всего спрямляются в моттовских координатах  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1/4})$  в широкой области температур 2,5÷71K. Это даёт нам возможность предположить, что в указанной области температур перенос заряда в плёнках  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  осуществляется посредством прыжковой проводимости носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полоске энергий вблизи уровня Ферми. В этом случае, как известно, электропроводность описывается известным соотношением Мотта [10]:

$$\rho = \rho_0 \exp(T_0 / T)^{1/4}, \qquad T_0 = \beta / kg(\mu)a^3$$
(3)

здесь g(u) - плотность локализованных состояний на уровне Ферми, α - радиус близких к уровню Ферми локализованных состояний, k - постоянная Больцмана, β - число, зависящее от размерности задачи.



Рис.4.

Температурные зависимости удельного сопротивления образца 1 в координатах  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1})$  (a),  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1/2})$  (b),  $\ln[\rho(T)/\rho_0] = f(T^{-1/4})$  (c).

#### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ГАЛЬВАНОМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В ТОНКИХ ПЛЁНКАХ ТВЁРДОГО РАСТВОРА *Bi*<sub>2</sub>(*Te*<sub>0,9</sub>*Se*<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub>

По-видимому, быстрое вымораживание термоактивированных носителей заряда в разрешённой зоне при понижении температуры приводит к тому, что наступает момент, когда наибольшую роль в электропроводности начинают играть прыжки носителей заряда по отдельным локализованным состояниям без активации в разрешённую зону. Конечно, прыжковому механизму проводимости присуща чрезвычайно малая подвижность, поскольку прыжки носителей заряда осуществляются по слабым перекрытиям хвостовых частей волновых функций соседних локализованных состояний. Однако прыжковая проводимость превосходит зонную, так как в прыжковой проводимости могут принимать участие все находящиеся на дефектах-донорах электроны (в  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$  проводимости.

Из данных Рис.4 (с) по (3) можно определить  $T_0=141K$ . Чтоб оценить плотность локализованных состояний на уровне Ферми g(u) из (3) необходимо знание радиуса локализованных состояний *a*. Радиус локализованных состояний *a* можно вычислить из данных магнитосопротивления. На Рис.5 приведены данные исследований



магнитосопротивления в образце 1 плёнки при температуре Т=2,5К в  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$ интервале полей 0<H<20 kOe в координатах  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H^2)$  . Обращает на себя внимание тот факт, что во всём исследованном интервале магнитных полей магнитосопротивление положительно и линейно растёт по величине с увеличением магнитного поля В координатах  $\ln[\rho(H) / \rho(0)] = f(H^2)$ .

#### Рис.5.

Полевая зависимость магнитосопротивления образца 1 в координатах  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] = f(H^2)$ 

Известно, что положительное магнитосопротивление вида  $\ln[\rho(H)/\rho(0)] \sim H^2$  в области прыжковой проводимости может быть обусловлено эффектом сжатия волновой функции в магнитном поле [11], а сама зависимость  $\rho(H,T)$  имеет вид [11]:

$$\ln \frac{\rho(H)}{\rho(0)} = t_1 \frac{e^2 a^4 H^2}{c^2 \hbar^2} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{3/4}$$
(4)

здесь численный коэффициент t<sub>1</sub>=5/2016.

Оценки радиуса локализации *а* по соотношению (4) даёт для температуры T=2,5К величину α=120Å=12нм. Заметим, что это значение больше обычного и сопоставимо с размерами кристаллитов в плёнках  $Bi_2(Te_{0.9}Se_{0.1})_3$  [7]. Хотя в стандартной теории прыжковой проводимости радиус локализации представляет собой не зависящую от температуры характеристику локализованного состояния, возможно, что в силу каких-то, не учитываемых нами коллективных эффектов, радиус локализации оказывается функцией температуры. Как показано в [12], в этом случае уменьшение температуры от 16К до 4,2К приводит к увеличению радиуса локализации *а*(*T*) более, чем 1,5 раза. Оценки из (3) дают плотность локализованных состояний на уровне Ферми g(u)~8·10<sup>20</sup>Эв<sup>-1</sup>·см<sup>-3</sup>. Такое обилие запрещённой зоне свидетельствует локализованных состояний в 0 сильной разупорядоченной структуре полученных плёнок. Воспользовавшись (5) можно оценить среднюю длину прыжков *R* носителей заряда по локализованным состояниям [11]:

$$\frac{R}{a} = \frac{3}{8} \left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/4},$$
(5)

при температуре T=2,5К оказывается примерно равной R=124Å.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Методом "горячей стенки" термическим испарением в вакууме получены тонкие плёнки твёрдого раствора  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  на стеклянной подложке. Проведены исследования электропроводности, магнитосопротивления и эффекта Холла в полученных плёнках. Выявлено, что в отличие от объёмных материалов в плёнках  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  толщинами примерно 600÷700нм электропроводность имеет активационный характер во всей исследованной области температур 2,5÷300К. При температуре T=2,5К концентрация носителей заряда, определённая из эффекта Холла,  $n \sim 10^{17} cm^{-3}$  и, соответственно, подвижность носителей заряда  $\mu \sim 20 cm^2 . B \cdot c$  значительно меньше чем в объёмных материалах [9].

Из анализа полученных данных по температурной зависимости электропроводности следует, что при высоких температурах 100÷300К проводимость определяется, в основном, термоактивированными носителями заряда по протяжённым состояниям зоны проводимости с энергией активации примерно равной 15мэВ. При более низких температурах 2,5÷70К доминирует проводимость, обусловленная прыжками носителей заряда по локализованным состояниям, лежащим в узкой полоске энергий вблизи уровня Ферми (прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка). Из зависимости сопротивления от величины магнитного поля оценены радиус локализации, а также плотность локализованных состояний и средняя длина прыжка носителей заряда.

Различие в механизмах переноса заряда в объёмных материалах и в тонких плёнках  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ , обусловленное различной степенью кристаллизации, и, соответственно, упорядоченностью структуры стимулирует проведение в будущем дополнительных экспериментов по изучению электропроводности плёнок при различных толщинах плёнок, а также при различных температурах отжига.

Авторы благодарны коллективу лаборатории электронной кинетики института физики твёрдого тела РАН (Россия, г.Черноголовка) за предоставление возможности проведения низкотемпературных исследований в сильных магнитных полях.

Исследования были проведены при поддержке Фонда развития науки при Президенте Азербайджанской республики в рамках пилотного проекта EIF- 2010 - 1(1) - 40/01 - 22.

- 1. X.Liu, D.J.Smith, J. Fan, Y.-H. Zhang, H. Cao, Y.P.Chen, J. Leiner, B.J.Kirby, M.Dobrovolska, J.K.Furduna, *Structural properties of Bi*<sub>2</sub>*Te*<sub>3</sub> and *Bi*<sub>2</sub>*Se*<sub>3</sub> topological insulators grown by molecular beam epitaxy on GaAs(001) substrates, Applied Phys. Letters, **99** (2011) 171903 (1-3).
- J.Zhang, Z.Peng, A.Soni, Y.Zhao, Y.Xiong, B.Peng, J.B.Wang, M.S.Dresselhaus, Q.Xiong, Raman Spectroscopy of Few-Quintuple Layer Topological Insulator Bi2Se3 Nanoplatelets, Nano Letters, 11 (2011) 2407-2414.
- 3. D.Teweldebrhan, V.Goyal, A.A.Balandin, *Raman scattering study of rutile SnO<sub>2</sub> nanobelts synthesized by thermal evaporation of Sn powders, Nano Letters,* **10** (2009) 1209-1218.
- 4. R.Venkatasubramanian, E.Siivola, T.Colpitts, B.O'Quinn, *Thin-film thermoelectric devices* with high room-temperature figures of merit, Nature, **413** (2001) 597-601.
- 5. В.А.Кутасов, Л.Н.Лукъянова, П.П.Константинов, Анализ термоэлектрической эффективности твердых растворов n-(Bi, Sb)<sub>2</sub> (Te, Se, S)<sub>3</sub> в рамках модели с изотропным механизмом рассеяния, ФТТ, **42** (2000) 1985-1991.
- 6. Л.В.Прокофьева, Д.А.Пшенай-Северин, П.П.Константинов, А.А.Шабалдин. Оптимальный состав твердого раствора Bi<sub>2</sub>Te<sub>3-x</sub>Se<sub>x</sub> для п-ветви термогенератора, ФТП, **43** (2009) 1009-1012.
- 7. Н.А.Абдуллаев, Н.М.Абдуллаев, А.М.Керимова, С.Ш.Кахраманов, А.И.Байрамов,

Н.Міуатоto, К.Wakita, Н.Т.Мамедов, С.А.Немов, Комбинационное рассеяние света в плёнках твёрдого раствора  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$ , ФТП, **46** (2012) 1163-1167.

- 8. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов, Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, M., Hayka, (1972) 320.
- 9. Н.А.Абдуллаев, Н.М.Абдуллаев, Х.В.Алигулиева, Т.Г.Керимова, Г.С.Мехдиев, С.А.Немов, Особенности механизма переноса заряда в слоистых монокристаллах Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, легированных хлором и тербием, ФТП, **45** (2011) 38-43.
- 10. Н.Ф.Мотт, Э.А.Девис, Электронные процессы в некристаллических веществах, Т.1, М., Мир, (1982) 368.
- 11. Б.И.Шкловский, А.Л.Эфрос. Электронные свойства легированных n/n, M. Наука, (1979) 416.
- А.А.Пронин, В.В.Глушков, М.В.Кондрин, А.Г.Ляпин, В.В. Бражкин, Н.А.Самарин, С.В.Демишев, Прыжковая проводимость и магнитосопротивление наноматериалов на основе фуллерита C<sub>2N</sub>, синтезированных в условиях высокого давления, ФТТ, 49 (2007) 1336-1342.

### Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub> BƏRK MƏHLULUNUN NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNDƏ ELEKTRİK VƏ HALVANOMAQNİT HADİSƏLƏR

## A.M.KƏRİMOVA, N.A.ABDULLAYEV, N.M.ABDULLAYEV, H.V.ƏLİGULİYEVA, N.T.MAMEDOV

Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub> nazik təbəqələrində temperatur intervalı 2.5÷300K və maqnit sahəsi 8Tl qədər olduqda elektrik keçiricilik, Holl effekti və maqnitmüqavimət tədqiq olunmuşdur. Aşkar olunmuşdur ki,həcmli monokristallarda keçiricilik "metallik" tipli olduğuna baxmayraq,nazik təbəqələrdə isə "dielektrik" xarakteri daşıyır.Fərz olunur ki, 100÷300K yüksək temperaturlarda keçiricilik əsasən aktivasiya enerjisi 15meV olan keçirici zona üzərində termoaktivləşmiş yükdaşıyıcılarla təyin olunur.Daha aşağı 2,5÷70K temperaturlarda Fermi səviyyəsinə yaxın yerləşən enerji zolağında lokal hallar üzrə yükdaşıyıcıların sıçrayışı ilə yaranan keçiricilik üstünlü təşkil edir. Maqnitmüqavimət və elektrikkeçiriciliyinin qiymətlərindən lokallaşma radiusu, lokal halların sıxlığı və yükdaşıyıcıların sıçrayışının orta uzunluğu təyin edilmişdir.

# ELECTRICAL AND GALVANOMAGNETIC PHENOMENA IN THIN FILMS SOLID SOLUTIONS $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$

### A.M.KERIMOVA, N.A.ABDULLAYEV, N.M.ABDULLAYEV, H.V.ALIGULIYEVA, N.T.MAMEDOV

The electrical conductivity, Hall effect and magnetoresistance in  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  thin films in the temperature range 2.5÷300K and in magnetic fields up to 8Tl have been investigated. It has been found that in bulk single crystals the conductivity has a "metallic" character, in  $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$  thin films shows the "dielectric" type conductivity. It has been proposed that in a 100÷300K temperature region the conductivity has mainly determined by thermally activated charge carriers in extended states of the conductivity has been caused by charge carriers hopping between localized states lying in a narrow band of energies near the Fermi level. The obtained magnetoresistance and conductivity data have allowed to evaluating the localization radius, the density of localized states and the average hopping length.

Редактор: С.Мехтиева

## УДК 621.325.592

# ВЛИЯНИЕ γ- КВАНТОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>

# Г.МЕГДАВИ<sup>1</sup>, Р.С. МАДАТОВ<sup>1,2</sup>, Ю.М.МУСТАФАЕВ<sup>1</sup>, У.F.ФАРАДЖОВА<sup>2</sup>, $\Phi$ .П.АБАСОВ<sup>1</sup>

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана<sup>1</sup> AZ 1145, г.Баку, ул. Ф.Агаева, 9 Национальная академия Авиации<sup>2</sup> AZ 1045, г.Баку, Бина, 25-км msrahim@mail.ru

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2012	Изучено влияние у-квантов на электрические и
	фотоэлектрические свойства гетеропереходов n-Si/ Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> .
	Измерение прямых и обратных вольт-амперных
	характеристик гетеропереходов n-Si/Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> позволило
	оценить влияние радиационных дефектов на характе-
	ристики гетеропереходов. Установлено, что облучение при
	низких дозах приводит к увеличению фоточувствитель-
	ности структуры и уширению полосы фотолюминесцен-
	ции. Удовлетворительные параметры пленок Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub>
	позволяют сделать вывод о том, что технология получения
Ключевые слова: ү-квант, облучение, вольт-	гетерепереходов перспективна для изготовления
амперные характеристики, гетеропереходы,	приемников излучения на основе n-S1/Ge <sub>x</sub> S1 <sub>1-x</sub> с большой
фоточувствительность,	радиационной стойкостью.

#### ВВЕДЕНИЕ

Твердые растворы Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> (x=0÷15ат%Si) являются перспективным материалом для создания приемников излучения работающих в области спектра 1÷15мкм [1-2]. Преимущество использования твердых растворов Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> перед другими сложными полупроводниками обусловлено линейным изменением с составом ширины запрещённой зоны, определяющей характеристики приборов. Благодаря этому имеется возможность изготовить приборы с заданными характеристиками, заранее выбирая нужный для этого состав кристалла [4-6]. Замена кремния пленками Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> перспективна для оптоэлектронных систем, значительно расширяет оптический диапазон фотоприемников, облегчает переход к оптическим вычислительных системам.

В настоящее время на основе гетеропереходов Si/Si<sub>x</sub>Ge<sub>1-x</sub> созданы различные полупроводниковые приборы [4-7], формированием слоев Si<sub>x</sub>·Ge<sub>1-x</sub> методом молекулярнолучевой эпитаксии на кремниевых подложках. В этих работах показано, что рост содержания Ge приводит к увеличению несоответствию параметров решеток между слоем и подложкой Si, которые ухудшают характеристики приборов. Для того чтобы уменьшить число дислокаций или их плотность, нами были использованы пленки Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> (x=0÷15at%Si) с различными содержаниями кремния, что даст возможность управлять концентрацией дефектов на границе раздела.

Целью настоящей работы является формирование Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> гетеропереходов методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) и исследование воздействия γ-квантов на их структурное совершенство и физические свойства.

## ПОЛУЧЕНИЕ ОБРАЗЦОВ И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

Твердые растворы Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> были вырыщены методом Чохральского [4] для каждого состава Si, где x=0÷15ат.%, и имели р-тип проводимости. Гетероструктуры выращивались

#### ВЛИЯНИЕ γ- КВАНТОВ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ И ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ГЕТЕРОПЕРЕХОДОВ Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>

на установке МЛЭ на кремниевых подложках п-типа проводимости, оснашенной испарительными ячейками с косвенным резистивным нагревом. Перед нанесением слоя  $Ge_x \cdot Si_{1-x}$  пластины n-Si (КЭФ-0.3) с ориентацией <111> были обработаны в условиях сверхвысокого вакуума, обеспечивающим подготовку к процессам молекулярно-лучевой эпитаксии без применения жидкостной обработки подложек. Метод изготовления эпитаксиальных слоев  $Ge_x \cdot Si_{1-x}$  в процессе эпитакции основан на испарении подпитки твердого раствора с различными содержаниями 0÷15ат.%Si. После получения эпитаксиальных слоев  $Ge_x \cdot Si_{1-x}$  толщиной 10÷50мкм образцы отжигались в интервале температур 500÷600 <sup>0</sup>С. Контакты изготавлялись путем химического осаждения никеля.

По данным атомно-силовой микроскопии (АСМ) среднеквадратичная амплитуда



шероховатости поверхности данного образца составляет лишь 0.4нм для поля сканирования 8×8мкм (Рис.1). Линии дислокаций, наблюдаемые с просвечивающей помощью электронной микроскопии (ПЭМ) на планарных фольгах, АСМ и оптической микроскопии в контрасте Номарского прямые и длинные. По оценке данных ПЭМ плотность прорастающих дислокаций в слое Ge1-xSix составляет менее  $10^{6}$  см<sup>-2</sup>, из плотности ямок травления поверхности образца, подсчитанных с помощью оптической микроскопии в контрасте по Номарскому, плотность прорастающих дислокаций составляет менее  $10^5$  см<sup>-2</sup>.

#### Рис.1.

Результаты атомно-силовой микроскопии (ACM) по шероховатости поверхности структур Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-X</sub> для поля сканирования 8×8 мкм и соответствующие рентгенограммы.

Измерения спектров фотопроводимости и фотолюминесценции (ФЛ) проводились при помощи решеточного монохроматора Acton SP-558. Возбуждение ФЛ осуществлялось лазером непрерывного излучения с длиной волны 0,514мкм и регистровалось матричным детектором.

# РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

На Рис.2 представлены прямые вольт-амперные характеристики (ВАХ) гетероструктур Si/Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> с ориентацией <111> n-Si до и после облучения гамма-квантами. Из Рис.2 видно, что все характеристики описываются зависимостью I=I<sub>0</sub>exp(qu/AkT), где I<sub>0</sub> - ток насыщения, q-заряд электрона, k - постоянная Больцмана, T- абсолютная температура, и A - фактор идеальности p-n перехода. Из этих зависимостей были вычислены величины I<sub>0</sub> а также факторы идеальности А. Из вычислений следует, что с ростом концентрация кремния в слое в интервале напряжений U=0.05 $\div$ 0.25В величина I<sub>0</sub> уменьшается от 5 $\cdot$ 10<sup>-7</sup> до 2 $\cdot$ 10<sup>-8</sup>A/см<sup>2</sup>. А увеличивается от 1,0 до 1,16. Учитывая, что ВАХ р-п переходов определяется процесами генерации и рекомбинации носителей заряда в слое объемного заряда и толще полупроводника, экспериментальные результаты сравнивали с теорией Шокли и Саа-Нойса-Шокли [8]. Получено, что при низких концентрациях кремния показатель экспоненты A=1÷1.3, а при высоких концентрациях кремния в растворе A=1.26÷1.4 и A<sub>1</sub>=1.1÷1.15. На основе экспериментальных данных можно заключить, что ВАХ p-n переходов на основе твердого раствора  $Ge_xSi_{1-x}$  (x= 0÷15ат.%) при концентрациях кремния от 0 до 8ат.% подобна диоду из германия, а при концентрациях от 8 до 15ат.% Si прямая ветвь ВАХ приближается к характеристикам кремниевого диода.

На Рис.3 представлены спектральные характеристики гетероструктур на основе

#### Г.МЕГДАВИ, Р.С. МАДАТОВ, Ю.М.МУСТАФАЕВ, У.F.ФАРАДЖОВА, Ф.П.АБАСОВ

Si/Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> до и после облучения гамма-квантами. Облучение гетероструктур малыми дозами  $\gamma$ -квантов (50крад) приводит к увеличению чувствительности в коротковолновой и к уменьшению чувствительности в длинноволновой областях спектра, что связано с созданием радиационных дефектов в области базы структуры. С увеличением дозы облучения (до 200 крад) чувствительность структуры уменьшается в области спектра 0,4÷1,7мкм. Спектральная зависимость гетероструктур в зависимости от состава Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub>, выращенного на n-Si с ориентацией <111>, представлена на Рис.3.









**Рис.3.** Спектральные характеристики гетероструктур на основе Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>: 1 – до, после облучения дозой: 2 – 50 ; 3 – 100 ; 4 –200 krad. Рис.4. Спектры люминесценции Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-х</sub>, облученных γ-квантами дозой D=150krad в зависимости от состава.

Из рис.3 видно, что с ростом содержания кремния максимум спектральной чувствительности смещается в сторону коротких волн, а его величина падает. Изменения в спектральной характеристике обусловлены увеличением ширины запрещенной зоны Ge<sub>x</sub>·Si<sub>1-x</sub> с ростом содержания кремния в составе, а уменьшение максимума спектральной чувствительности связано с ростом структурных дефектов, приводящих к усилению рекомбинационных процессов как в слое Gex Si1-x, так и в слое объемного заряда гетероперехода. Исследования показывают, что в спектрах люминесценции необлученных кристаллов твердого раствора Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> в области энергии E>1эв наблюдаются линии, обусловленные аннигиляцией экситонов, локализованных на атомах основной легирующей примеси. Облучение кристаллов твердых растворов Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> у- квантами приводит к уменьшению интенсивности полос собственного излучения и появлению в спектральной полос примесного излучения. На Рис.4 приведены спектры области E<13B люминесценции кристаллов Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> (x=15at.%), кривая 1 соответствует кристаллам, облученным у- квантами. Видно, что в спектре после облучении присутствует интенсивная электронно-колебательная полоса с головной безфононной линией D2~0,889B. сопровождаемая низкоэнергетическими колебательными повторениями. Справа от спектра D2 полосы на Рис.4 (крив.1) приведен спектр люминесценции экситонов, локализованных на атомах основной примеси. В спектрах кристаллов, подвергнутых облучению (в зависимости от состава кривые 2, 3, 4), наблюдается уменьшение интенсивности линий и их уширение, изменение контура, а для кривой 4 -смещение в низкоэнергетическую область спектра. Предполагается, что наблюдаемые эффекты обусловлены смешением энергетических уровней излучающих центров вследствие изменения ширины запрещенной зоны Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, а также изменением энергий локализованных электронных состояний центров за счет присутствия атомов германия в окрестностях излучающих центров.

Уширение линий D1 может быть также обусловлено остаточными внутренними напряжениями, возникающими в твердом растворе Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub> в результате различия ковалентных радиусов атомов кремния и германия.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Получено, что при малых уровнях инжекции облучение *γ*–квантами приводит к увеличению прямого тока и уменьшению прямого падения напряжения. При высоких уровнях инжекции облучение увеличивает падение напряжения и уменьшает прямой ток.

Наблюдаемые экспериментально изменения ВАХ облученных гетерепереходов можно объяснить радиационным изменением концентрации основных носителей заряда и их временем жизни в области базы. Совокупность полученных результатов можно объяснить, предположив, что пленки Ge-Si состоят из областей, обогащенных германием, либо кремнием, а граница между этими областями служит эффективным стоком для межузельных атомов, образующихся в процессе облучения. Первичные радиационные дефекты, возникающие в базе, взаимодействуя со структурными дефектами (захватываются на границе между различными фазами), образуют комплексы. Эти комплексы, играя роль центров рекомбинации, уменьшают время жизни и концентрацию основных носителей заряда в облученных р-п переходах, в результате чего происходит изменения электрических и фотоэлектрических характеристик облученных p-n переходов на основе Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>.

Таким образом, исследование процессов радиационного дефектообразования с использованием методов низкотемпературной фотолюминесценции позволяет заключить, что в образовании дефектов структуры активно участвует атомы неконтролируемых примесей, присутствующие в качестве остаточной технологической примеси, а атомы германия не образуют центров люминесценции, однако их присутствие сказывается на уменьшении интенсивности, уширении и смещении линии люминесценции, связанной с радиационными дефектами.

- 1. М.Я.Бакиров, Р.С.Мадатов, Ю.М.Мустафаев, Фотоэлектрические свойства p-n переходов на основе поликристаллического кремния, ДАН Азерб. ССР, **34** №32 (1978) 75-79.
- 2. Н.А.Агаев, Г.Х.Аждаров, Примесные уровни в твердых растворах Ge-Si, Mam. докладов VII коорд. Совещания по исследованию и применению твердых растворов германий-кремний, Из-во «Елм», (1989) 56-60.
- 3. В.И.Тагиров, Электрофизические свойства Ge-Si, Из-во «Елм», (1983) 206.
- 4. Ф.Ф.Сизов, Ю.Н.Козырев, В.П.Кладько, С.В.Пляцко, В.М.Оренко, А.П. Шевляков, Эпитаксмальные слои и сверхрешетки Si/Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>, ФТП, **31** (1997) 922-926.
- 5. Ш.М.Аббасов, Г.Т.Агавердиева, А.С.Байцар, У.Ф.Фараджова, Структура и важнейшие электрофизические свойства тонких пленок Ge<sub>1-x</sub>-Si<sub>x</sub>, Электронная обработка материалов, №2 (2009) 98-104.
- 6. C.T.Sah, R.N.Noyce, W.Shockley, Generation and recombination processes in semiconductors p-n junction, Proc. IRE, 45 (1957) 1228.

# Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> HETEROKEÇİDLƏRİNİN ELEKTRİK VƏ FOTOELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ $\gamma$ -KVANTLARININ TƏSİRİ

# H.MEHDAVİ, R.S.MADATOV, U.M.MUSTAFAEV, U.F.FARACOVA, F.P.ABASOV

Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-X</sub> heterokeçidlərinin elektrik və fotoelektrik xassələrinə  $\gamma$ -kvantlarinin təsiri öyrənilmişdir. Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-X</sub> heterokeçidlərinin VAX–nın düz və əks istiqamətlərdə ölçülməsi radiasiya defektlərinin heterokeçidlərin xassələrinə təsirini qiymətləndirməyə imkan verir. Aydınlaşdırılmışdır ki, şüalanmanın aşağı dozaları strukturun fotohəssaslığının artmasına və fotolüminessensiya zolağının genişlənməsinə gətirib çıxarır. Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>–təbəqələrinin parametrləri nəticə çıxarmağa imkan verir ki, şüalanma qəbuledicilərinin hazırlanması üçün yüksək radiasiyaya davamlı Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> heterokeçidlərinin alınma texnologiyası perspektivlidir.

### Г.МЕГДАВИ, Р.С. МАДАТОВ, Ю.М.МУСТАФАЕВ, У.F.ФАРАДЖОВА, Ф.П.АБАСОВ **γ- QUANTUM INFLUENCE ON ELECTRICAL AND PHOTOELECTRICAL PROPERTIES OF HETEROJUNCTIONS Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub>**

### H.MEHDAVI, R.S.MADATOV, U.M.MUSTAFAYEV, U.F.FARADZHOVA, F.P.ABASOV

 $\gamma$ -quantum influence on electrical and photoelectrical properties of heterojunctions n-Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> has been studied Measurement of straight and revertive volt-ampere characteristics of heterojunctions n-Si/Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> has allowed to estimate the influence of radiation defects on heterojunctions characteristics. It has been established that irradiation at low dose led to increase of structure photosensitivity and broadening photoluminescence strip. Satisfactory parameters of Ge<sub>x</sub>Si<sub>1-x</sub> films enabled to make a conclusion that obtain technology of heterojunctions has been perspective for making radiation receivers on base of n-Si/Ge<sub>x</sub> Si<sub>1-x</sub> with great radiation resistance.

Редактор: А.Гарибов

# УДК 71.20.Nr,72.20.Ee,72.20.Fr,72.20.Ht

# ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ, ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ В КРИСТАЛЛЕ TIFeS<sub>2</sub>

## Р.М.САРДАРЛЫ, О.А.САМЕДОВ, А.П.АБДУЛЛАЕВ, Ф.Т.САЛМАНОВ, С.Ф.САМЕДОВ, Р.Ш.АГАЕВА

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана AZ 1143, г.Баку, пр. Б.Вахабзаде, 9 sardarli@yahoo.com

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2012	На основе исследований зависимости $\sigma \sim (E^{1/2})$ показано, что ток в нелинейной области (с учетом термополевого
Ключевые слова: электропроводность, энергия	эффекта Пула-Френкеля) обусловлен слабым полевым эффектом, как при измерениях параллельно, так и перпендикулярно кристаллографической оси кристалла TIFeS <sub>2</sub> . Определены рассчитанные значения концентрации ионизованных центров N <sub>t</sub> , длина свободного пробега $\lambda$ ,
плотность локализованных состояний	значения коэффициент Френкеля $\beta$ , форма потенциальной ямы в кристаллах TIFeS <sub>2</sub>

#### ВВЕДЕНИЕ

Одномерный (1D) характер структуры соединений TlFeS<sub>2</sub> является одной из привлекательных особенностей кристаллов этого семейства. Соединение кристаллизуется в моноклинной пространственной группе C2/m с параметрами ячейки a=11.64Å, b=5.31Å, c=10.51Å и  $\beta$ =144.6°. В нестандартных обозначениях (I 11 2/m) параметры решетки записываются как a=6.83Å, b=10.51Å, c=5.31Å и  $\gamma$ =98.6° при этом цепочки представляют собой FeS<sub>4</sub> тетраэдры с общими гранями расположенные вдоль оси *с*. Подробно исследованы магнитные свойства кристалла TlFeS<sub>2</sub> [1,2,3], в этих работах установлено наличие одномерного антиферромагнитного упорядочения, а также наличие прыжковой проводимости.

Энергетический спектр предельно анизотропных (слоистых и цепочечных) кристаллов вследствие слабости межслоевых связей характеризуется широким набором локальных состояний, вызванных наличием дефектов стыковки слоев, смеси политипов, возникновением мезоскопических сверхструктур (соразмерных и несоразмерных), фрактальности структуры и топологической неупорядоченности. Все это приводит к нарушению непрерывности волновой функции, в частности, происходит наложение периодического потенциала связанного с исходной трансляцией и потенциала сверхструктуры, это, в свою очередь, обуславливает особенности переноса носителей заряда. Кроме того рассеяние носителей на парамагнитном центре (Fe) с отличным от нуля магнитным моментом может сопровождаться переворотом спинов электрона с одновременным изменением ориентации спина магнитного атома, что проявляется в немонотонном ходе температурной зависимости проводимости (эффект Кондо). Наши предыдущие исследования показали, что радиационные дефекты в слоистых кристаллах с несоразмерными сверхструктурами могут образовывать состояния с пространственным ограничением носителей заряда во всех трех измерениях (квантовые точки).

Целью настоящей работы является установление механизма проводимости в омической области ВАХ и особенности термополевого эффекта Пула-Френкеля в нелинейной области ВАХ кристаллов TlFeS<sub>2</sub>. Приводятся результаты исследования процесса переноса заряда в слоистых кристаллах TlFeS<sub>2</sub>. Измерения выполнены вдоль и поперек оптической оси кристалла.

# МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

При синтезе соединения TlFeS<sub>2</sub> нами использован метод прямого синтеза, т.е. использован однотемпературный метод из элементов чистотою 99,999%. Образцы для измерения электропроводности имели форму параллелепипеда размерами 5x2x1мм. В качестве контактов использовали серебреную пасту, омичность контактов контролировалась перед каждым измерением. Напряженность постоянного электрического поля, приложенного к образцам, составляла 2·10<sup>3</sup>B/см.

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Электропроводность измерялась как вдоль оси «с» кристаллов TIFeS<sub>2</sub> ( $\sigma_{//}$ ) (Рис.1, кр.1), так и поперек ей( $\sigma_{\perp}$ ) (Рис.1, кр.2). Из Рис.1 следует, что в проводимости кристалла TIFeS<sub>2</sub> перпендикулярно оси «с» ( $\sigma_{\perp}$ , кр.1.) наблюдаются три области: 1) проводимость выше 260К линейно зависит от температуры. Энергия активации измеренная по наклону кривой составляет E=0,35эB. Если предположить, что эта часть температурной зависимости  $\sigma_{\perp}(T)$  сформирована переходами носителей заряда из локализованных состояний в зону проводимости, то проводимость можно представить в виде  $\sigma=\exp(-E/\kappa T)$ ; 2) с уменьшением температуры в интервале 238÷263К активационная энергия постепенно уменьшается, что свидетельствует о том, что при T<260К перенос заряда поперек оси «с» в монокристаллах TIFeS<sub>2</sub> происходит посредством прыжковой проводимости с переменной длиной прыжка по локализованным состояниям, лежащим в узкой полосе энергий ( $\Delta E$ ) вблизи уровня Ферми [4].



Рис 1. Температурная зависимость электропроводимости монокристалла TlFeS<sub>2</sub> вдоль ( $\sigma_{//C}$ ) (кривая 1) и поперек ( $\sigma_{\perp C}$ ) (кривая 2) оси «с».



На Рис.2 в координатах Мотта представлена зависимость  $lg\sigma(T)^{-1/4}$ . Наклон прямой  $\sigma_{\perp}(T^{-1/4})$  составляет  $T_0=4,5\cdot10^7$ К. Имея в виду, что для бинарных сульфидов элементов IV группы [4] радиус локализации равен a=14Å, нами рассчитана плотность локализованных состояний вблизи уровня Ферми:  $N_F=1,8\cdot10^{18}$  эВ<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>; 3) В области температур 200÷238К проводимость становится постоянной, независимой от температуры. Этот экспериментальный факт свидетельствует о наличии безактивационной прыжковой проводимости (т.е. энергия активации становится равной нулю) поперек оси «с»  $\sigma_{\perp}(T)$  монокристаллов TlFeS<sub>2</sub>. Согласно [4] в области температур 200÷238К прыжки носителей заряда в локализованной зоне сопровождаются испусканием фононов.

Вблизи уровня Ферми рассчитана плотность локализованных состояний со

#### ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ, ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭФФЕКТ ПУЛА-ФРЕНКЕЛЯ В КРИСТАЛЛЕ TIFeS<sub>2</sub>

значением равным  $N_F=2\cdot 10^{18}$  эB<sup>-1</sup>см<sup>-3</sup>. Из рассчитанных значений плотностей локализованных состояний следует, что  $N_F$  как поперек ( $\sigma_{\perp}$ ), так и вдоль ( $\sigma_{II}$ ) оси «с» монокристаллов TlFeS<sub>2</sub> практически совпадают. Этот факт можно объяснить тем, что в монокристаллах TlFeS<sub>2</sub> дефекты распределены примерно одинаково как вдоль (//), так и поперек ( $\perp$ ) оси «с».

Достаточно высокие значения  $N_F$  свидетельствуют о том, что исследуемые нами монокристаллы  $TlFeS_2$  по своей энергетической структуре близки к аморфным полупроводникам, так как для аморфного состояния характерно наличие сильно деформированных и даже разорванных химических связей, склонных к проявлению акцепторных свойств.

Измерения ВАХ выполнены при прямом ходе с увеличением прикладываемого постоянного напряжения вдоль оси «с». Измерения проводились при фиксированных температурах в интервале  $80\div300$ К. На Рис.3 представлены вольтамперные характеристики кристаллов TlFeS<sub>2</sub> при различных температурах эксперимента параллельно оси «с». На ВАХ выявляются два участка: омический (J  $\alpha$  U) и область более резкого роста напряжения. Линейный участок с ростом температуры расширяется, а напряжение перехода



увеличивается. С ростом напряжения квадратичная область зависимости (J α U) перемешается к большим значениям, а с ростом температуры пороговое напряжение, с которого начинается квадратичная область, перемещается в сторону низких значений напряжений. Это показывает, что резкое возрастание тока обусловлено, в основном, ионизацией локальных уровней в поле.

#### Рис 3.

ВАХ кристалла TlFeS<sub>2</sub> ( измерения выполнены параллельно оси «с») при температурах: 1-90, 2-200, 3-300К.

В сильном электрическом поле, когда перепад потенциальной энергии электрона eER(T) на длине характерного прыжка R(T) сравним с шириной полосы энергии вокруг уровня Ферми  $\Delta \varepsilon(T)$ , в которой происходят прыжки, электрон может двигаться в направлении поля, испуская фононы при каждом перескоке. Согласно Мотту [4], ток в этом случае не зависит от температуры и растет с увеличением поля по закону

# $I(E) \sim \exp\{-(E_0/E)^{1/2}\}$

На Рис.4 для области резкого роста тока представлены зависимости электропроводности от электрического поля при температурах 90К и 300К в координатах Ln $\sigma \sim \sqrt{E}$ . Как известно, теория экспоненциального роста электропроводности впервые выдвинута Френкелем [5]  $\sigma = \sigma_0 \exp(\beta \sqrt{E})$ , где  $\beta$  - коэффициент Френкеля:  $\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi\varepsilon_0}}$ ,

е – заряд электрона, є - диэлектрическая проницаемость вакуума, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура. Из наклона прямых (Рис.4) определены значения  $\beta$ . Температурная зависимость  $\beta$ , определенная из зависимости  $\sigma(E^{1/2})$  при различных температурах, приведена на Рис.5. Как видно из Рис.5, наблюдается рост  $\beta$  с уменьшением температуры, при этом хорошо выполняется зависимость  $\beta \sim 10^3/T$ . Температурная зависимость  $\beta$  согласует с теорией Френкеля и, экстраполяция прямой  $\beta \sim 10^3/T$  согласно формуле

 $\beta = \frac{\sqrt{e^3}}{kT\sqrt{\pi \epsilon_0}}$ , приводит в начало координат. В работе [5] показано, что минимальное

значение электрического поля, соответствующего нелинейной зависимости  $\sigma \sim f(E)$ , содержит информацию о концентрации дефектов, ответственных за термополевую ионизацию и проводимость кристалла TlFeS<sub>2</sub>.



 
 Рис 4.
 Рис 5.

 Зависимость электропроводности монокристаллов TIFeS<sub>2</sub> от E при температурах: 1-90, 2-300 К.
 Температурная зависимость коэффициент Френкеля β.

Согласно выражению  $N_f = \left(\frac{2e}{kT\beta}\sqrt{E_e}\right)^3$ , располагая значениями минимального

электрического поля  $E_c$ , при котором начинается нелинейная зависимость  $\sigma$  от E, оценена концентрация ионизованных центров  $N_t$ , которая оказалась равной  $N_t = 1,4\cdot 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>... Большое значение имеет определение формы потенциальной ямы. Функция  $\varphi(x)$  - потенциальная энергия, зависящая от расстояния до примесного центра или же ловушки, x – расстояние вдоль направления приложенного поля, под действием электрического поля она изменяется [6]. Из работы [6] следует, что  $\varphi(x) = -\frac{kT\beta}{2}\sqrt{E} = eEx$  и  $x = \frac{kT\beta}{2e\sqrt{E}}$ . С

использованием экспериментальных данных, определена форма потенциальной ямы в TlFeS<sub>2</sub>, которая изображена на Puc.6. Если известна форма кривой потенциальной энергии для взаимодействия с конкретным центром, то можно получить информацию о структуре центров захвата. Как показана в работе [6], чтобы электрон покинул центр, должно выполняться условие  $\varepsilon_e > E_0 - \Delta U_0$ . Необходимо чтобы электрон сохранил энергию до того



момента, когда он минует точку перевала, и, при этом, не потерял бы ее при тепловых соударениях. Это имеет место лишь в тех случаях, когда длина свободного пробега электрона больше эффективных размеров потенциальной ямы. Длина свободного пробега электрона в кристаллах TlFeS<sub>2</sub>, оказалась равной  $\lambda$ ~4,1·10<sup>-5</sup>см.

#### Рис.6.

Форма потенциальной ямы кристалла TlFeS<sub>2</sub>.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Установлено, что зависимость  $\sigma(T)$  в кристаллах TlFeS<sub>2</sub> имеет прыжковый характер и описывается в приближении Мотта. Рассчитаны значения плотности локализованных состояний N<sub>F</sub>, энергии активации E<sub>a</sub>, длины прыжков R, разность между энергиями состояний  $\Delta E$  вблизи уровня Ферми и концентрации глубоких ловушек N<sub>t</sub>.

На основе исследований зависимости  $\sigma \sim (E^{1/2})$  показано, что ток в нелинейной области (с учетом термополевого эффекта Пула-Френкеля) обусловлен слабым полевым эффектом как при измерениях параллельно, так и перпендикулярно кристаллографической оси кристалла TlFeS<sub>2</sub>. Определены рассчитанные значения концентрации ионизованных центров N<sub>t</sub>, длина свободного пробега  $\lambda$ , значения коэффициент Френкела  $\beta$ , форма потенциальной ямы в кристаллах TlFeS<sub>2</sub>.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики – Грант № EIF-2011-1(3)-82/13/1.

- 1. Э.М.Керимова, Ф.М.Сеидов, С.Н.Мустафаева, С.С.Абдинбеков, Взаимодействие TlSe и FeSe, электрические и магнитные свойства TlFeSe<sub>2</sub>, Неорганические материалы, **35** (1999) 157-159.
- 2. С.Н.Мустафаева, Э.М.Керимова, А.М.Джаббарлы, *Перенос заряда в TlFeS*<sub>2</sub> и *TlFeS*<sub>2</sub>, *ФTT*, **42** (2000) 2131-2135.
- 3. Р.Г.Велиев, О магнитном фазовом переходе в сильноцепочечных полупроводниковых соединениях TlFeS<sub>2</sub>, TlFeSe<sub>2</sub>, ФТТ, **45** (2011) 162-165.
- 4. Н.Мотт, Э.Девис, Электронные процессы в некристаллических веществах, Мир, М., (1974) 472.
- 5. Я.И.Френкель, Сбор. Избр. Тр.: Наука: (1975) 217.
- 6. Н.Г.Волков, В.К.Ляпидевский, Определение формы потенциальной ямы ловушек с помощью термополевого эффекта Френкеля, ФТТ, **14** (1972) 1337-1341.

# TIFeS2 KRİSTALININ VOLT-AMPER XARAKTERİSTİKASI VƏ PULL-FRENKEL EFFEKTİ

# R.M.SƏRDARLI, O.Ə.SƏMƏDOV, A.P.ABDULLAYEV, F.T.SALMANOV, S.F.SƏMƏDOV, R.Ş.AĞAYEVA

Göstərilmişdir ki,  $\sigma \sim (E^{1/2})$  asılılığında istilik-sahə Pull-Frenkel effekti nəzərə alınmaqla, VAX-nın qeyri-xətti oblastında TlFeS<sub>2</sub> kristalının kristalloqrafik oxuna istər paralel, istərsə də perpendikulyar istiqamətdə cərəyan zəif sahə effekti ilə şərtlənir. İonlaşmış mərkəzlərin konsentrasiyası N<sub>t</sub>, sərbəst qaçış yolunun uzunluğu  $\lambda$ ,  $\beta$  - Frenkel əmsalının qiyməti, potensial çuxurun forması təyin edilmişdir

#### CURENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF THE TIFeS2 CRYSTAL AND PULL-FRENKEL EFFECT

#### R.M.SARDARLY, O.A.SAMEDOV, A.P.ABDULLAYEV, F.T.SALMANOV, S.F.SAMEDOV, R.Sh.AGAYEVA

On the basis of dependence researches  $\sigma \sim (E^{1/2})$  it has been shown, that the current in nonlinear area (taking into account thermo field effect of the Pull-Frenkel) has caused by weak field effect as at measurements in parallel, and it is perpendicular of c axes of TIFeS<sub>2</sub> crystal. The calculated values of concentration of N<sub>t</sub> centers, length of free run  $\lambda$ , values of Frenkel constant ( $\beta$ ), the form of a potential hole in TIFeS<sub>2</sub> crystals have been defined.

Редактор: Н.Абдуллаев

## УДК 621.315.592

# ВЛИЯНИЕ ОТЖИГА НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te CO СВЕРХСТЕХИОМЕТРИЧЕСКИМ Te

# Г.З.БАГИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.Б.МУСТАФАЕВ, С.И.АБДУЛЛАЕВА, Д.Ш.АБДИНОВ

Институт Физики НАН Азербайджана, AZ 1143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33 bagieva-gjulandam@rambler.ru

поступила: 12.05.2012	ΡΕΦΕΡΑΤ
принята к печати:20.08.2012	Показано, что атомы сверхстехиометрического теллура
	при малых концентрациях в неотожженных
	монокристаллических образцах Pb <sub>1-x</sub> Mn <sub>x</sub> Te, в основном,
	действуют как акцепторные примесные центры, а при
	относительно больших концентрациях (при и выше
	0,05ат.%), преимущественно располагаясь в вакансиях
	подрешетки свинца, образуют антиструктурные дефекты
	и уменьшают концентрацию дырок. В результате отжига
	происходит залечивание некоторых структурных
	дефектов (например, деформационных) и усиливается
	процесс размещения атомов Те в вакансиях подрешетки
Ключевые слова: твердый раствор,	свинца. Эти процессы существенно влияют на значения и
сверхстехиометрический, валентная зона,	характер температурных зависимостей электрических
подрешетка, антиструктурный дефект, вакансия,	параметров, а также на знак коэффициентов термоэдс и
полумагнитный полупроводник.	Холла.

Электрические, фотоэлектрические, люминесцентные свойства узкощелевого полумагнитного полупроводника  $Pb_{1-x}Mn_x$ Те исследованы в ряде работ [1-7]. Однако, влияние концентрации собственных дефектов, в частности, вакансий в подрешетках свинца и теллура на указанные свойства почти не изучены. Модифицировать свойства PbTe и его твердых растворов можно легированием сверхстехиометрическим теллуром (или свинцом) и отжигом в определенном режиме [8-11]. Внесением сверхстехиометрического Те можно не только создавать новые примесные уровни, но, в принципе, изменить и концентрацию собственных дефектов и, как следствие, концентрацию и подвижность носителей тока. Концентрация структурных дефектов будет, зависеть и от термической обработки.

В данной работе исследованы электрические свойства монокристаллов твердого раствора  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  (x=0,04), синтезированных и выращенных с добавлением сверхстехиометрического теллура в количестве до 0,5at.%.

Монокристаллы  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  (x=0,04) со сверхстехиометрическим Te были выращены методом Бриджмена [3]. Из монокристаллических слитков на электроэрозионной установке для исследования вырезались образцы в виде прямоугольных параллелепипедов размерами  $3\times6\times12$ мм. Удаление нарушенного слоя, образующегося на поверхности образцов при резке, осуществлялось химическим травлением. Были исследованы образцы, не прошедшие отжиг и образцы, отожженные в среде спектрально чистого аргона при температуре ~ 473К в течение 120 часов.

Электрические параметры измерялись вдоль длины образца (слитка) в интервале температур 77÷300К зондовым методом. Опыты показали, что электропроводность  $\sigma$  неотожженного образца стехиометрического (синтезированного из стехиометрической шихты) кристалла Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te до ~210К с температурой медленно растет, т.е. обладает полупроводниковым характером. При T>210К с ростом температуры  $\sigma$  падает. В области температур, в которой  $\sigma(T)$  носит полупроводниковый характер, R(T) с температурой медленно падает, т.е. также носит полупроводниковый характер. Избыточные атомы

теллура до 0,01ат.% приводят к росту значения электропроводности в ~30 раз при 77К, а  $\sigma(T)$  и R(T) образца с 0,01ат.% Те обладают металлическим характером. Дальнейший рост концентрации избыточного теллура до 0,1ат.% в образцах сопровождается существенным уменьшением значения  $\sigma$  при ~77К (в ~ 4÷5 раз по сравнению со стехиометрическим образцом) и восстановлением полупроводникового характера  $\sigma(T)$  и R(T) в определенном интервале температур. Значение электропроводности образца с 0,5ат.% избыточного Те при 77К в ~2 раза превышает значение  $\sigma$  стехиометрического образца, а характер  $\sigma(T)$  этого образца - металлический.

Теллурид свинца характеризуется существованием второй валентной зоны (зоны тяжелых дырок) с относительно большой эффективной массой. С ростом температуры ширина запрещенной зоны уменьшается, а зазор между двумя максимумами подзон уменьшается с температурой приблизительно с той же скоростью. Поэтому эффективные массы дырок вблизи L-экстремумов изменяются приблизительно пропорционально ширине запрещенной зоны при вариациях температур, что обуславливает значительную температурную зависимость эффективных масс (от 77К до 400К в ~2 раза) и, вследствие этого, коэффициента термоэдс. Подобная структура валентной зоны сохраняется и в соединениях Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te. При этом концентрация атомов Mn в PbTe влияет на E<sub>g</sub> подобно температуре, т.е. с ростом концентрации Mn в соединении E<sub>g</sub> растет [2, 12, 13].

Теллурид свинца кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии и вакансии в подрешетках свинца и теллура электроактивные (вакансия халькогена, т.е. избыток атомов свинца дает 2 электрона, а вакансия свинца, т.е. избыток атомов теллура – 2 дырки). Вследствие этого концентрация носителей тока в кристаллах PbTe и Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, в первую очередь, определяется отклонением состава от стехиометрии.

Принимается, что малые концентрации сверхстехиометрического теллура (до ~0,01ат.%) распределяются в неотожженных образцах Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te равномерно и создают акцепторные центры и новые носители тока (дырки), что приводит к росту электропроводности и металлическому характеру σ(T) и R(T). При дальнейшем увеличении концентрации атомов сверхстехиометрического теллура (выше 0,01ат.%), часть из них располагается в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образуются антиструктурные дефекты (атомные радиусы Pb и Te соответственно равны 1,75 и 1,70Å). Этот процесс приводит к уменьшению концентрации дырок, обусловленных как избыточным теллуром, так и вакансиями в подрешетке свинца. Вследствие этого σ образцов уменьшается и на кривых зависимостей  $\sigma(T)$  и R(T) обнаруживаются участки с полупроводниковым характером, связанные с акцепторными центрами, концентрация которых составляет ~10<sup>18</sup>см<sup>-3</sup> [14, 15]. Продолжение роста концентрации избыточного теллура сопровождается дальнейшим уменьшением концентрации дырок, обусловленных вакансиями в подрешетке свинца, превалированием электронной проводимости и инверсией знака коэффициента Холла при ~77К в случае образца с 0,5ат.% Те. С ростом температуры происходит ионизация вышеуказанных акцепторных центров, превалирование дырочной проводимости, изменение знака коэффициента Холла от отрицательного к положительному.

Отжиг при 473К в течение 120 часов существенно изменяет электрические параметры кристаллов со сверхстехиометрическим Те по сравнению с неотожженными образцами (Рис.1). После отжига значения  $\sigma$  образцов во всем интервале температур значительно (до ~800 раз) падают. Во всех случаях, кроме образца с 0,5ат.% Те, наблюдается полупроводниковый характер  $\sigma$ (T).

Коэффициенты  $\alpha$  и R образцов как стехиометрического, так и со сверхстехиометрическим Te, прошедших отжиг при 473К при температурах ниже ~150 и ~170К, соответственно, отрицательные. С ростом температуры абсолютные значения  $\alpha$  и R образцов (кроме образца с 0,5ат.% Te) уменьшаются; при некоторых температурах  $\alpha$  образцов с  $\leq 0,1$ ат.% Te и R, меняют свой знак с отрицательного на положительный, затем  $\alpha$ 

с температурой растет, а R почти не меняется. Знаки коэффициентов  $\alpha$  и R образца с 0,5ат.% Те, прошедших отжиг при 473К во всем интервале температур отрицательные, а их значения с температурой меняются слабо.



#### Рис.1.





При отжиге образцов, параллельно с залечиванием структурных деформационных дефектов [15], происходит и процесс некоторого размещения атомов избыточного теллура в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образование антиструктурных дефектов. Эти процессы заканчиваются уменьшением концентрации дырок, обусловленных как деформационными дефектами, так и избыточными атомами теллура и вакансиями в подрешетке свинца. Поэтому значения  $\sigma$  образцов существенно уменьшаются, происходит превалирование электронной проводимости и перемена знаков  $\alpha$  и R от положительного к отрицательному. Концентрация электронов, вычисленная из значений коэффициента Холла при ~77К в случае отожженных образцов с *x*=0,005 и 0,01 составляет ~2,3  $\cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

В неотожженных образцах монокристаллов PbTe существуют акцепторные уровни с энергией активации  $E_A \approx 0.08 \div 0.10$  [14]. Ионизация этих уровней с температурой приводит к полупроводниковому характеру  $\sigma(T)$  в определенном интервале температур. По-видимому, эти акцепторные уровни сохраняются и в твердом растворе Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te. Однако, введение Mn в PbTe приводит к значительному изменению ширины запрещенной зоны  $E_g$  и  $E_A$  [2]. Энергии активации акцепторных уровней, вычисленные из полупроводниковой части  $\sigma(T)$  для образцов с 0; 0,005; 0,01; 0,05; 0,1ат.% Те, составляют соответственно 35, 95, 90, 30, 33мэВ.

Малые концентрации сверхстехиометрического Те, располагаясь в вакансиях подрешетки свинца (в результате отжига), приводят к существенному уменьшению концентрации дырок, превалированию электронной проводимости (т.е. к отрицательному

знаку α и R) при низких температурах. С ростом концентрации избыточного теллура растет и концентрация антиструктурных дефектов, однако часть атомов теллура остается свободной и создает новые дырки, что приводит к уменьшению абсолютных значений α и R при низких температурах.

Ионизация акцепторных уровней с ростом температуры приводит к уменьшению абсолютных значений  $\alpha$  и R, в некоторых случаях к инверсии их знака от отрицательного к положительному. По-видимому, при 0,5ат.% избыточного теллура почти все вакансии в подрешетке свинца заполняются, вследствие чего образец во всем интервале температур обладает электронным типом проводимости и металлическим характером  $\sigma(T)$ .

Таким образом, механизм действия избыточных атомов теллура и отжига на электрические свойства монокристаллов  $Pb_{1-x}Mn_x$  Те подобен таковому для монокристаллов PbTe [11]. Сверхстехиометрические атомы теллура при малых концентрациях в неотожженных образцах, в основном, действуют как акцепторные примесные центры, а при относительно больших концентрациях (при и выше 0,05ат.%), преимущественно располагаясь в вакансиях подрешетки свинца, образуют антиструктурные дефекты и уменьшают концентрацию дырок. В результате отжига происходит залечивание некоторых структурных дефектов (например, деформационных) и усиливается процесс размещения атомов Те в вакансиях подрешетки свинца. Эти процессы существенно влияют на значения и характер температурных зависимостей электрических параметров, а также на знак коэффициентов термоэдс и Холла образцов.

- 1. Б.А.Акимов, А.В.Никорич, Л.И.Рябова, Н.А.Широкова, Переход металл-диэлектрик в твердых растворах Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te(In) при изменении их состава, ФТП, **23** (1989) 1019 -1024.
- 2. Б.А.Акимов, С.А.Белоконь, З.М.Дашевский и др., Энергетический спектр и фотопроводимость твердых растворов Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te(Ga), ФТП, **25** (1991) 250 -255.
- 3. З.Ф.Агаев, Э.А.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, Heopran. материалы, **39** (2003) 543-545.
- 4. Б.А.Акимов, Н.А.Львова, Л.И.Рябова, Кинетика фотопроводимости в твердых растворах Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te(In) при изменении их состава, ФТП, **3**(1996) 1647-1652.
- 5. J.Newodniczanska-Zawadzka, A.Szczerbakow, *Photovoltaic effect in Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, Sol. St. Commun*, **34** (1980) 887-889.
- 6. Д.Г.Андрианов, С.А.Белоконь, С.О.Климонский, В.М.Лакеенков, *Осцилляции* Шубникова де-Гааза в Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, ФТП, **22** (1988) 670-674.
- 7. И.Р.Нуриев, С.С.Фарзалиев, Х.Д.Джалилова, Р.М.Садигов, Особенности роста и фотопроводимость эпитаксиальных пленок твердых растворов Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te (Ga), Прикладная физика, **3** (2004) 120-122.
- 8. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов, Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS, М., «Наука», (1968) 383.
- 9. С.А.Немов, Ю.И.Равич, Примесь таллия в халькогенидах свинца: методы исследования и особенности, УФН, **168** (1998) 817-842.
- 10. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, С.З.Джафарова, Г.Д.Абдинова, Электрические свойства монокристаллов PbTe с избыточными атомами свинца, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences Physics and Astronomy, XXX (2010) 106-108.
- 11. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Г.Д.Абдинова, Д.Ш.Абдинов, Электрические свойства монокристаллов PbTe с избытком теллура, ФТП, **45** (2011)1446-1449.
- 12. P.Lin, L.Kleinman, *Energy bands of PbTe, PbSe and PbS*, Phys. Rev., **142** (1996) 478-487.
- 13. И.И.Засавицкий, Л.Ковальчик, Б.Н.Мацонашвили, А.В.Сазонов, Фото-

люминистененция полумагнитных полупроводников типа  $A^{IV}B^{VI}$ ,  $\Phi T\Pi$ , **32** (1988) 2118-2123.

- 14. Н.Б.Мустафаев, Г.З.Багиева, Г.А.Ахмедова, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, *Неоднородность* электрических свойств монокристаллов PbTe в направлении роста, ФТП, **43** (2009) 149-151.
- 15. Г.А.Ахмедова, Г.З.Багиева, З.Ф.Агаев, Д.Ш.Абдинов, О природе глубоких акцепторных уровней в запрещенной зоне неотожженных образцов монокристаллов PbTe, ФТП, **43** (2009) 1456-1459.

#### STEXİOMETRİYADAN ARTIQ TELLURA MALİK Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te MONOKRİSTALLARININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİNƏ TERMİK EMALIN TƏSİRİ

## G.Z.BAĞIYEVA, G.C.ABDİNOVA, N.B.MUSTAFAYEV, S.H.ABDULLAYEVA, C.Ş.ABDİNOV

Göstərilmişdir ki, stexiometriyadan artıq tellur atomları kiçik konsentrasiyalarda termik emal keçməmiş Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te nümunələrində akseptor mərkəzləri kimi təsir edir, böyük (~0,05at.%-dən artıq) konsentrasiyalarda isə, əsasən qurğuşun altqəfəsi vakansiyalarında yerləşərək antistruktur defektlər yaratmaqla deşiklərin sayını azaldırlar. Termik emal nəticəsində bəzi struktur defektləri aradan qalxır və artıq tellur atomlarının qurğuşun altqəfəsi vakansiyalarında yerləşməsi prosesi güclənir. Bu proseslər nümunələrin elektrik parametrlərinin qiyməti və temperatur asılılıqlarına, habelə termoehq və Holl əmsallarının işarəsinə əhəmiyyətli təsir göstərir.

#### EFFECT OF ANNEALING ON ELECTRICAL PROPERTIES OF Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te WITH EXTRA-STOICHIOMETRIC Te

#### G.Z.BAGIYEVA, G.D.ABDINOVA, N.B. MUSTAFAYEV, S.H.ABDULLAYEVA, D.Sh.ABDINOV

It has been shown that extra-stoichiometric tellurium atoms at small concentration in non-annealed single crystalline  $Pb_{1-x}Mn_xTe$  samples basically act as acceptor impurity centers while at rather greater concentration (at and above 0,05at.%) mainly locating in vacancies of lead sub-lattice form antistructural defects and reduce hole concentration. As a result of annealing a curing of some structural defects (for example, deformation defects) occurs and process of accommodation of Te atoms in vacancies of lead sub-lattice intensifies. These processes essentially have influenced on values and character of temperature dependences of electric parameters, as well as on a sign of thermo-e.m.f. and Hall factors of the samples.

Редактор: С.Мехтиева

# УДК 537.521

# ВЛИЯНИЕ НИЗКОМОЛЕКУЛЯРНОЙ ДОБАВКИ РЬСгО4 И Сг НА СТРУКТУРЫ КОМПОЗИЦИЙ ПЭ+РЬСгО4 И ПЭ+ Сг

# М.А.РАМАЗАНОВ\*, А.С.ГУСЕЙНОВА

Бакинский Государственный Университет\* AZ 1145, г. Баку, ул.3.Халилова, 23 Институт физики НАН Азербайджана AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33 mamed r50@mail.ru

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати:20.08.2012	Исследованы структурные изменения в композициях
	ПЭ+РbСrO <sub>4</sub> и ПЭ+Сг методом ИК-спектроскопии.
Ключевые слова: поляризация, ИК-	Показано, что после поляризации композиции происходят
спектроскопия, степень кристалличности,	структурные изменения в композициях на основе
оптическая плотность, ПЭ-полиэтилен.	ПЭ+РbСrO4 и ПЭ+Сr.

## ВВЕДЕНИЕ

Разработка новых композиционных материалов базируется на фундаментальных исследованиях физико-химических процессов формирования материалов и эволюции их структуры, обеспечивающей широкий спектр функциональных свойств. В ряде работ показана эффективность использования в качестве модификаторов полимерной матрицы соединений различной химической природы, имеющих нанометровые размеры [1-5]. В частности, модифицирование полимеров наполнителями вызывает улучшение их основных эксплуатационных свойств: физико-механических, адгезионных и др. Одной из гипотез положительного влияния низкомолекулярных модификаторов на основные характеристики полимерных связующих является интенсификация процессов структурообразования в матрице под действием активной фазы частиц [4-12].

В настоящее время метод ИК-спектроскопии является одним из самых распространенных инструментальных методов для идентификации полимеров, полимерных композиционных материалов и их ингреидиентов, определения структуры макромолекулярных и низкомолекулярных объектов [10-12]. Для образца полимера, содержащего добавки, методом ИК-спектроскопии с высокой степенью надежности можно установить не только структуру полимерной цепи, но и некоторые особенности состава и структуры композиции, обусловленные способом получения или переработки.

# МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Получение образца композита осуществляется методом горячего прессования при температуре плавления полимера и давлении 15МПа в течение 3 минут с последующим охлаждением под давлением до комнатной температуры.

Полимерные композиции были подвергнуты электротермополяризации при температуре Tn=353÷413К и интенсивности электрического поля En=(3÷12)·10<sup>6</sup>В/м в течение 1 часа с последующим охлаждением под действием электрического поля до комнатной температуры.

# ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

В настоящей работе представлены результаты изучения методом ИК-спектроскопии структуры композиций ПЭ+PbCrO<sub>4</sub> и ПЭ+Cг. На Рис.1. представлены ИК-спектры композиций ПЭ+PbCrO<sub>4</sub> до и после поляризации. Как видно из Рис.1, ИК-спектр относительно прост, но после поляризации фазы PbCrO<sub>4</sub> происходят структурные

#### М.А.РАМАЗАНОВ, А.С.ГУСЕЙНОВА

изменения, особенно, в области частот 726см<sup>-1</sup>, 732см<sup>-1</sup>, 825см<sup>-1</sup> в полиэтилене. Оказалось, что до поляризации интенсивность  $CH_2$  колебаний (726 см-1, 732 см-1, 825 см-1) в фазе PbCrO4 падает (Рис.1.а). Однако после поляризации фазы PbCrO<sub>4</sub> наблюдается рост пиковой интенсивности CO колебаний (Рис.1.в). Изменение в области частот в зависимости от поляризации связано с активацией CH валентных колебаний в полиэтилене [11-12]. Также видно, что происходит активация полосы CH-валентных, деформационных колебаний, а также взаимодействия колебаний CH<sub>2</sub>- и CH-групп. Заметно появление очень слабых по интенсивности полос при 1528см<sup>-1</sup> до 1625см<sup>-1</sup> в ИК спектрах после поляризации. Наблюдаемая полоса отнесена к колебаниям двойной связи, например, карбонильных, или пероксидных



**Рис.1.** ИК-спектры композиций ПЭ+ PbCrO<sub>4</sub> до (а) и после (в) поляризации.

Показано, что добавка Cr приводит к изменению структуры в полиэтилене (Рис.2), особенно в области частот 736см<sup>-1</sup>, 742см<sup>-1</sup>. Из Рис.2. видно, что после поляризации происходит перераспределение интенсивностей дублета. В то же время, пиковая интенсивность CH<sub>2</sub> колебаний мало отличается от исходной композиции ПЭ+Cг.



Рис.2.

ИК-спектры композиций ПЭ+ Cr до (а) и после (в) поляризации.

На Рис.3 представлена зависимость оптической плотности ПЭ и композиций ПЭ+PbCrO4, ПЭ+Cr, поляризованных при температуре  $T_n=353K$  от напряженности поля поляризации. Отношение оптических плотностей  $Д_{730}/Д_{720}$  меняется симбатно изменению степени кристалличности. Показано, что оптическая плотность полосы при  $750\div780$  см<sup>-1</sup>, наблюдаемой в ИК спектрах композиции ПЭ+Cr, возрастает линейно с уменьшением степени кристалличности образцов.

На Рис.4 показаны измерения степени кристалличности ПЭ и композиций ПЭ+PbCrO4 и ПЭ+Cr, поляризованных при температуре T<sub>n</sub>=353K от напряженности поля поляризации. Различие влияния напряженности поля поляризации на степени ПЭ+PbCrO<sub>4</sub> кристалличности для чистого ΠЭ, И ПЭ+Сг показывает, что низкомолекулярные добавки приводят к изменению структуры полимерной матрицы.



Рис.3. Зависимость оптической плотности от поля поляризации (Тп=353К): а) ПЭ; б) ПЭ+РbСгО<sub>4</sub>; с) ПЭ+Сг.

Рис.4. Зависимость степени кристалличности от поля поляризации (Tп=353K): а) ПЭ; б) ПЭ+РbCrO<sub>4</sub>; с) ПЭ+Сг.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

После поляризации фазы PbCrO<sub>4</sub> наблюдается рост пиковой интенсивности COколебаний. Изменение в области частот в зависимости от поляризации связано с активацией CH валентных колебаний в полиэтилене. Также пиковая интенсивность CH<sub>2</sub> колебаний мало отличается от исходной композиции ПЭ+Cr. Различие влияния напряженности поля поляризации на степени кристалличности и отношение оптических плотностей для чистого ПЭ и ПЭ+PbCrO<sub>4</sub>, ПЭ+Cr показывает, что низкомолекулярные добавки приводят к изменению структуры полимерной матрицы.

- 1. Е.П.Булдык, М.М.Ревяко, *Модифицирование полиэтиленовой пленки*, Доклад НАН Беларуси, **43** №5 (1999) 119-127.
- 2. И.Ю.Горбунова, М.Л.Кербер, *Модификация кристаллизующихся полимеров, Пласт. Массы,* № 9 (2000) 7-11.
- 3. В.П.Гордиенко, О.Н.Мустяца, В.Г.Сальников, Влияние дисперсности частиц неорганической добавки на структуру и свойства линейного полиэтилена, Пласт. массы, №7 (2007) 11-13.
- 4. Г.М.Данилова-Волковская, Влияние добавок на кристаллическую структуру модифицированного полипропилена, Пласт. массы, № 2 (2005) 36.
- 5. А.М.Магеррамов, Структурное и радиационное модифицирование электретных, пьезоэлектрических свойств полимерных композитов, Баку: Элм, (2001), 7-9, 26-30, 122-140, 197-209.
- 6. А.А.Охлопкова, О.А.Адрианова, С.Н.Попов, Модификация полимеров ультрадисперсным соединениями, Якутск: Наука, (2003) 224.
- 7. А.А.Охлопкова, С.Н.Попов, С.А.Слепцова, П.Н.Петрова, Е.Г.Авакумов, Полимерные нанокомпозиты триботехнического назначения, Структурной химии, **45** (2004) 172-177.
- 8. М.А.Рамазанов, А.С.Гусейнова, Влияние электретного состояния на прочностные

свойства композиции на основе полипропилена и MnO<sub>2</sub>, Пластич. массы, № 3 (2007) 13-16.

- 9. M.A.Ramazanov, A.S.Quseynova, F.B.Gadghieva, Influence of temperature and time regimes of crystallization and electrothermopolarization on the physical structures of polypropylene and MnO2-based composition., Romania: J. Of Optoelectronics and advanced materials-RC, №10 (2009) 1204-1206.
- 10. В.А.Марихин, А.И.Валтонен, В.И.Золотарев, Тонкая структура полиэтилена, закристаллизованного при перемешивании раствора, Высокомолекул. соед., **32A** (1990) 2378-2384.
- 11. Л.Н.Игнатьева, В.М.Бузник, *ИК-спектроскопические* исследования политетрафторэтилена и его модифицированных форм, Рос. хим. ж., **II** (2008) 715.
- 12. В.Е.Панин, С.В.Панин, Л.А.Корниенко, Л.Р.Иванова, С.Ваннасри, Влияние механической активации сверхвысокомолекулярного полиэтилена на физикомеханические свойства горячепрессованных образцов, Рос. хим. ж., III (2010) 927.

## AŞAĞIMOLEKULLU PbCrO₄ VƏ Cr ƏLAVƏLƏRİNİN PE+PbCrO₄, PE+Cr KOMPOZİTLƏRİNİN QURULUŞUNA TƏSİRİ

# M.A.RAMAZANOV, A.S.HÜSEYNOVA

İQ-spektroskopiya üsulu ilə  $\Pi$ Э+PbCrO<sub>4</sub> və  $\Pi$ Э+Cr kompozitlərində quruluş dəyişiklikləri tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki,  $\Pi$ Э+PbCrO<sub>4</sub> və  $\Pi$ Э+Cr əsaslı kompozitlərin polyarlaşmadan sonra quruluş dəyişiklikləri baş verir.

# INFLUENCE OF LOW-MOLECULAR ADDITIVE PbCrO4 AND Cr ON STRUCTURE OF PH+PbCrO4 AND PH+Cr COMPOSITIONS

# M.A.RAMAZANOV, A.S.GUSEYNOVA

After polarization of the phase  $PbCrO_4$  growth of peak intensity from fluctuations has been observed. Distinction of influence of polarization field intensity on crystallinity degrees and the relation of optical density for pure PE and PE+PbCrO<sub>4</sub>, PE+Cr has been shown that low-molecular additives led to change of structure of a polymeric matrix.

Редактор: С.Мехтиева

# УДК 537.311.33

# АКСИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

# П.Г.АЖДАРОВ, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ, В.В.МИР-БАГИРОВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33 zangi@physics.ab.az

поступила 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати 20.08.2012	Решена задача концентрационного распределения
	компонентов в кристаллах твёрдых растворов InAs-
	GaAs, выращенных методом зонной плавки с учётом
	сложного изменения коэффициента сегрегации
	компонентов с составом расплава. Рассчитаны
	аксиальные концентрационные профили
	компонентов вдоль кристаллов, выращенных из
	макрооднородных слитков InAs-GaAs с различным
	составом. Показано, что полученные
	математическим моделированием результаты
Ключевые слова: InAs, GaAs, твёрдые растворы,	определяют оптимальные условия для выращивания
пфанновское приближение, сегрегация,	кристаллов InAs-GaAs с заданными однородным и
расплавленная зона, распределение компонентов.	переменным составами.

Полупроводниковые твёрдые растворы  $(InAs)_{1-x(}(GaAs)_x)$  относятся к числу перспективных функциональных материалов опто-электронных приборов, в частности, инфракрасных лазерных диодов [1]. Составные компоненты этой системы полностью растворяются друг в друге в любых соотношениях, образуя непрерывный ряд твёрдых растворов [2]. Существенное различие в значениях ширины запрещённой зоны арсенидов индия и галлия (0.41эВ в InAs и 1.52эВ в GaAs) открывает возможность прецизионного управления величиной этого фундаментального параметра в кристаллах их твёрдых растворов путём простого изменения состава матрицы.

настоящей пфанновском В работе В приближении выполнено математическое моделирование распределения компонентов вдоль кристаллов растворов InAs-GaAs при выращивании методом твёрдых зонной перекристаллизации. Цель: установление возможностей метода зонной плавки для выращивания монокристаллов InAs-GaAs с заданным переменным и постоянным составами. Аналогичные задачи были решены ранее для системы кремнийгерманий, результаты которых показали хорошее согласие с экспериментальными данными для кристаллов, выращенных из расплава как консервативными, так и неконсервативными методами [3-8].

На Рис.1 представлена концептуальная схема выращивания кристаллов твёрдых растворов методом зонной перекристаллизации, заложенная в основу математического решения задачи распределения компонентов в кристаллах InAs-GaAs. В нижнюю часть тигля закладывается монокристаллическая затравка из более тугоплавкого компонента – GaAs. Над затравкой размещается предварительно изготовленный макрооднородный поликристаллический стержень (InAs)<sub>1-x</sub>(GaAs)<sub>x</sub> с заданным составом – х. В нагревателе с аксиальным температурным полем с характеристикой, указанной на Рис.1, проводится расплавление части стержня InAs-GaAs, приграничной с затравкой. В предстартовый момент температура на верхней и нижней границах расплава равна температуре ликвидуса заданного состава (x) слитка (InAs)<sub>1-x</sub>(GaAs)<sub>x</sub>. Рост кристалла твёрдого раствора начинается

П.Г.АЖДАРОВ, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ, В.В.МИР-БАГИРОВ от затравки с момента включения механизма перемещения тигля вниз относительно нагревателя и продолжается до полной перекристаллизации слитка.

Математическую задачу распределения компонентов вдоль кристалла, выращенного в вышеуказанных условиях, решали в пфанновском приближении при выполнении следующих стандартных условий [9]: скорости диффузии молекул InAs и GaAs в расплаве достаточно высоки и обеспечивают его однородность по всему объёму; в процессе роста диффузия компонентов в твёрдой фазе



пренебрежимо мала; в расплаве отсутствует испарение и разложение составных компонентов; фронт кристаллизации плоский; на фронте кристаллизации существует равновесие между жидкой и твёрдой фазами, определяемое диаграммой состояния системы; коэффициент фазового сегрегации GaAs изменяется с составом расплава в соответствии с диаграммой фазового состояния; состав начального поликристаллического слитка InAs-GaAs макрооднороден.

#### Рис.1.

Концептуальная схема выращивания кристаллов твёрдых растворов InAs-GaAs и температурный профиль в рабочем объёме нагревателя (слева): 1 – затравка из GaAs, 2 – расплав InAs-GaAs, 3 – макрооднородный стержень InAs-GaAs, 4 – кристалл InAs-GaAs, L и Z – длины исходного макрооднородного стержня и расплавленной зоны соответственно; (а) – стартовая позиция кристаллизации; (b) – момент образования финальной зоны.

Введём обозначения:  $C_c$ ,  $C_i$ ,  $C_m$  - концентрации (доли) молекул второго компонента (GaAs) в кристалле, начальном слитке и расплаве, соответственно;  $C_m^0$ -концентрация второго компонента в расплавленной зоне в стартовый момент кристаллизации; С – общее количество GaSb в расплаве;  $V_m^0$  и  $V_m$  - объёмы расплавленной зоны в начальный и текущий моменты;  $V_c$  – объём расплава кристаллизирующийся в единицу времени;  $V_i$  – объём слитка InAs-GaAs, расплавляющийся в единицу времени;  $K=C_c/C_m$  – равновесный коэффициент сегрегации InAs-GaAs; L,  $\ell$ , и Z – длины начального слитка, перекристаллизировавшейся части слитка и расплавленной зоны, соответственно.

По условию задачи считаем, что скорость кристаллизации расплава V<sub>c</sub> не зависит от времени и тогда в принятых выше обозначениях имеем:

$$C_{m} = \frac{C}{V_{m}}; \quad \frac{dC_{m}}{dt} = \frac{\dot{C}V_{m} - \dot{V}_{m}C}{V_{m}^{2}} \qquad \text{M} \qquad V_{m} = V_{m}^{0} - (V_{c} - V_{i})t.$$
(1)

До образования конечной расплавленной зоны Z и  $V_i$ , как и  $V_c$ , не зависят от времени по условию. В этом случае, на участке слитка длиной L-Z от затравки справедливы следующие уравнения:

$$V_m = V_m^0 , \quad C_m^0 = C_i \quad \text{i} \quad \dot{C} = V_c C_m K + V_i C_m^0.$$
(2)

Подставляя (2) в соответствующие уравнения в (1), после разделения переменных и интегрирования имеем:

$$\int_{C_m^0}^{C_m} \frac{dC_m}{C_m^0 - C_m K} = \frac{V_c}{V_m^0} = \frac{l}{Z}.$$
(3)
Уравнение (3) описывает аксиальное концентрационное распределение второго компонента на участке L-Z .

С момента формирования конечной расплавленной зоны имеем:

$$V_m = V_m^0 - V_c t$$
,  $\dot{V}_m = -V_c$ ,  $\dot{C} = -V_c C_m K$ . (4)

С учётом (4) из уравнений (1) после интегрирования получим:

$$\int_{C_{mf}^{0}}^{C_{m}} \frac{dC_{m}}{-C_{mk}} = \ln \frac{V_{m}^{0}}{V_{m}^{0} - V_{c}t},$$
(5)

здесь  $C_{mf}^0$  - начальная концентрация расплава в момент образования конечной расплавленной зоны. Обозначив долю закристаллизовавшегося расплава конечной зоны  $V_c t / V_m^0$  символом  $\gamma$ , запишем уравнение (5) в следующем виде:

$$\gamma = 1 - \exp\left[-\int_{C_m}^{C_{mf}} \frac{dC_m}{C_m K - C_m}\right].$$
(6)

Определение концентрационного профиля компонентов вдоль всей длины слитка, подвергнутого зонной перекристаллизации, требует решения интегралов в уравнениях (3) и (6), в которые входит в качестве переменного параметра коэффициент сегрегации К. На Рис.2 представлена зависимость этого параметра от состава расплава, вычисленная на основе данных диаграммы фазового состояния системы InAs-GaAs [2]. Как видно, для рассматриваемой нами системы InAs-GaAs коэффициент сегрегации второго компонента К изменяется сложным образом от состава расплава в интервале от ~20.4÷1 и не поддаётся описанию аналитическим уравнением. Это обстоятельство приводит к необходимости определения значений интегралов в (3) и (6) численным методом по значениям К для сопряжённых значений С<sub>m</sub> представленных на Рис.2.





Зависимость коэффициента сегрегации арсенида галлия от состава расплава In<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As, рассчитанная по данным диаграммы фазового состояния системы [2].



Расчётные аксиальные концентрационные профили GaAs в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной плавки. Длина расплавленной зоны Z=0.2L. Стартовый состав исходных слитков InAs-GaAs: 1 – 50, 2 – 40, 3 – 30 и 4 – 20мол.% GaAs.

На Рис.3 для примера представлены характерные кривые концентрационного профиля компонентов в слитках InAs-GaAs, рассчитанные из уравнений (3) и (6) численным методом, для различных значений C<sub>i</sub> исходного слитка. В расчётах

П.Г.АЖДАРОВ, М.А.АКПЕРОВ, А.И.АЛЕКПЕРОВ, В.В.МИР-БАГИРОВ принято, что Z=0.2 L. Как видно из Рис.3, концентрация GaAs ( $C_c$ ) во всех кристаллах максимальна в их начальной части. По мере роста кристалла  $C_c$  уменьшаясь, доходит до значения равного  $C_i$ , которое поддерживается постоянным до формирования финальной зоны длиной Z=0.2L. В конечной части слитка концентрация второго компонента снова начинает падать и доходит практически до нуля при  $\ell$  =L. Протяжённость начального участка с переменным составом зависит от состава исходного слитка, значения К и скорости его изменения с составом расплавленной зоны. Скорость изменения состава на финальном участке слитка от  $\ell$  =L-Z до  $\ell$  =L падает с уменьшением  $C_i$ , поскольку длина этой зоны зафиксирована по условию задачи.

Семейство кривых Рис.3 демонстрирует возможности метода зонной плавки в деле выращивания твёрдых растворов InAs-GaAs с заданным однородным и Резюмируя вышеизложенное можно констатировать переменным составами. следующее. Математическое моделирование распределения компонентов в кристаллах InAs-GaAs, выращенных методом зонной плавки, выполненное с учётом сложной зависимости коэффициента сегрегации компонентов с составом расплава, позволяет произвести оценку оптимальных технологических параметров для получения кристаллов твёрдых растворов этой системы с заланным распределением компонентов.

- 1. N.Nakamura, Y.Hanaue, H.Kato, S.Yoda, *A one dimensional model to predict the growth conditions of the*  $In_xGa_{1-x}As$  alloy crystals grown be the traveling liquiduszone, J. Crystal Growth, **258** (2003) 49.
- 2. В.С.Земсков, В.Б.Лазарев, *Твёрдые растворы в полупроводниковых системах*, «Наука», Москва, (1978) 197.
- 3. G.Kh.Azhdarov, T. Kucukomeroglu, A.Varilci et al., Distribution of components in Ge-Si bulk single crystals grown under the continuous feeding of the melt with the second component (Si), J. Crystal Growth, 26 (2001) 437.
- 4. N.V.Abrosimov, S.N.Rossolenko, W Thieme. et al., *Czochralski growth of Si- and Ge-rich SiGe single crystals, J. Crystal Growth*, **174** (1997) 182.
- 5. П.Г.Аждаров, Н.А.Агаев, Распределение компонентов в твердых растворах германий-кремний при выращивании из расплава, Неорганические материалы, **35** (1999) 763.
- 6. З.М.Захрабекова, З.М.Зейналов, В.К.Кязимова, Г.Х. Аждаров, *Сегрегация примесей Al и In в кристаллах Ge<sub>1-x</sub>Si<sub>x</sub>, Неорганические материалы*, **43** (2007) 5.
- 7. V.K.Kyazimova, Z.M. Zeynalov, Z.M.Zakhrabekova, G.Kh. Azhdarov, Distribution of aluminium and indium impurities in crystals of Ge-Si solid solutions grown from the melt, Crystallography Reports, 51 №1 (2006) 192.
- T.A.Campbell, M.Schweizer, P.Dold et al., Float zone growth and characterization of Ge1-xSix (x≤10at%) single crystals, J. Crystal Growth, 226 (2001) 231.
- 9. В.М.Глазов, В.С.Земсков, *Физико-химические* основы легирования полупроводников, «Наука», Москва, (1967) 371.

#### ƏRİNTİ ZOLAQ ÜSULU İLƏ ALINAN In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As KRİSTALLARINDA KOMPONENTLƏRİN AKSİAL PAYLANMASI

#### P.H.ƏJDƏROV, M.Ə.ƏKBƏROV, Ə.İ.ƏLƏKBƏROV, V.V.MİR-BAĞIROV

Komponentlərin seqreqasiya əmsalının ərintinin tərkibindən mürəkkəb asilılığı nəzərə alınaraq, ərinti zolaq üsulu ilə alınan InAs-GaAs bərk məhlullarında komponentlərin konsentrasiyasının paylanma məsələsi həll edilib. Makrobircinsli və müxtəlif tərkibli InAs-GaAs bərk məhlullarından alınan kristallarda komponentlərin aksial konsentrasion paylanması hesablanıb. Göstərilib ki, riyazi modelləşdirmə əsasında alınan nəticələr InAs-GaAs kristallarında komponentlərin verilmiş paylanmasını təmin edən optimal şərtləri müəyyən edır.

# АКСИАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ КОМПОНЕНТОВ В КРИСТАЛЛАХ In<sub>1-x</sub>Ga<sub>x</sub>As, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ЗОННОЙ ПЛАВКИ

#### AXIAL DISTRIBUTION OF COMPONENTS In1-xGaxAs CRYSTALS GROWN BY ZONE MELTING METHOD

#### P.G.AZHDAROV, M.A.AKPEROV, A.I.ALEKPEROV, V.V.MIR-BAGIROV

A problem of the components concentration distribution in InAs-GaAs crystals grown by zone levelling technique with consideration for the dependence of the components segregation coefficient on the melt composition has been carried out. Compositional profiles of the crystals grown from InAs-GaAs ingots with various compositions were calculated. It is shown that the obtained from the mathematical modeling results define optimum conditions in preparing InAs-GaAs crystals with a desired uniform and graded compositions.

Редактор: Дж.Абдинов

# УДК 621.315.592

# ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ PbTe<Te>-(In-Ag-Au) Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д. АБДИНОВА, Н.М.АХУНДОВА, Д.Ш. АБДИНОВ

Институт Физики НАН Азербайджана

AZ 1143, г.Баку, пр. Г.Джавида, 33

aliyevat@yahoo.com

поступила 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати 20.08.2012	Исследованы электрические свойства структур
	(In-Ag-Au)-PbTe <te>. Показано, что контакт в этих</te>
	структурах образуется за счет металлических
	шунтов в результате диффузии атомов In, Ag, Au в
	вакансии подрешетки свинца РbTe. В случае
	структур на основе стехиометрических кристаллов
Ключевые слова: стехиометрический кристалл,	РьТе при низких температурах протекание тока
контактное сопротивление, термополевая	определяется полевой эмиссией, а при высоких
эмиссия, металлические шунты.	температурах - термополевой эмиссией.

Теллурид свинца кристаллизуется со значительным отклонением от стехиометрии, поэтому в специально нелегированных образцах PbTe электрические параметры, в частности, концентрация основных носителей тока, в первую очередь, определяется концентрацией избыточных атомов Te и Pb. При этом вакансии в подрешетке свинца (избытки атомов Te) являются акцепторами, а в подрешетке теллура (избыток атомов Pb) – донорами [1]. Исследование области устойчивости PbTe показывает, что относительно стехиометрического состава она сдвинута в сторону теллура и при затвердевании из стехиометрического расплава, в первую очередь, выпадает твердая фаза с избытком теллура. Вследствие этого избытки атомов теллура или свинца должны влиять и на электрические свойства контактов структур металл-PbTe, которые применяются в различных электронных преобразователях. Монокристаллы PbTe, выращенные методом Бриджмена, обладают р-типом проводимости [2]. Избытки атомов теллура в этом случае должны привести к росту концентрации основных носителей тока (дырок) и уменьшению сопротивления контактов структур металл-PbTe.

Для получения информации по этому вопросу в данной работе выращены монокристаллы PbTe с избытком теллура 0; 0,001; 0,005; 0,01; 0,1ат.%, созданы структуры (In-Ag-Au)-PbTe<Te> и исследованы электрические свойства этих структур в интервале температур 77÷300К.

Монокристаллы PbTe<Te> были получены методом Бриджмена, контактное сопротивление (r<sub>k</sub>) границ раздела структур и удельное сопротивление (р) кристаллов измерены зондовым методом на переменном токе [3]. Технологические параметры синтеза и выращивания монокристаллов PbTe приведены в [2]. Контакты сплава мас.% 95In-4Ag-1Au наносились на торцы кристаллов способом залуживания.

Зависимость контактного сопротивления структур (a) и удельного сопротивления кристаллов (b) от температуры представлены на рисунке. Видно, что характер  $r_k(T)$  и  $\rho(T)$  для образцов почти одинаковый. При этом характер  $r_k(T)$  структур на основе кристаллов с избытком теллура отличается от  $r_k(T)$  структур на основе стехиометрического кристалла PbTe. Так, для структур на основе кристаллов с избытком теллура  $r_k$  с ростом температуры растет, а для образца на основе стехиометрического кристалла падает. Температурная зависимость  $r_k$  и зависимость  $r_k$  от концентрации избыточного Te хорошо коррелируются с таковыми для удельного сопротивления.

В [4] показано, что избыточные атомы теллура в PbTe, играя роль акцептора (создавая дополнительные вакансии в подрешетке свинца), дают дополнительные дырки в валентной зоне, что приводит к росту концентрации основных носителей тока (к уменьшению коэффициентов

#### ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОНТАКТОВ PbTe<Te>-(In-Ag-Au)

Холла и термо-э.д.с.), а также к металлическому характеру температурной зависимости электропроводности σ в интервале температур от 77÷300К. По-видимому, при концентрации избыточного теллура выше 0,005ат.% (при 0,01 и 0,1ат.%Te) происходит процесс либо некоторого размещения атомов избыточного теллура в вакансиях подрешетки свинца, т.е. образование антиструктурных дефектов, либо некоторые образования электронейтральных комплексов атомов теллура. Оба процесса приводят к уменьшению концентрации дырок в кристаллах PbTe и, следовательно, к росту г<sub>k</sub> и ρ.



Рис.1

Зависимость контактного сопротивления структур (а) и удельного сопротивления кристаллов (b) от температуры. Кривые 1-5 относятся к структурам на основе стехиометрического кристалла и кристаллов с 0; 0,001; 0,005; 0,01; 0,1ат.% избытка теллура.

В [5] анализируются различные механизмы протекания тока в омическом контакте. Показывается, что согласно теории термоэлектронной эмиссии сопротивление омического контакта г<sub>k</sub> уменьшается с ростом температуры и увеличивается с ростом высоты барьера металл-полупроводник ф экспоненциально:

$$r_k = \exp \frac{e\varphi}{kT},$$

здесь k - постоянная Больцмана, e - заряд электрона. Это теория выполняется при высоких температурах.

Согласно теории полевой эмиссии, которая имеет место при низких температурах и высоких концентрациях носителей заряда, г<sub>к</sub> практически не зависит от температуры, но увеличивается с ростом высоты барьера  $\phi$  и уменьшается с ростом концентрации некомпенсированных примесей в полупроводнике.

Согласно теории термополевой эмиссии r<sub>k</sub> должно возрастать с ростом  $\phi$  и слабо уменьшаться с ростом температуры.

Можно принимать, что для структур на основе стехиометрических образцов кристалла PbTe, при температурах ниже ~100÷120К имеет место механизм протекания тока, определяющийся полевой эмиссией, а выше этой температуры - термополевой эмиссией.

В сплавных омических контактах металл-полупроводник в процессе нанесения контакта происходит некоторое растворение полупроводника в металле, в результате чего может проявиться еще один механизм протекания тока по металлическим шунтам [5].

Можно предположить, что в процессе нанесения сплава In-Ag-Au на торцы кристаллов PbTe<Te> происходит диффузия атомов In, Ag, Au по вакансиям в подрешетке свинца и образуются металлические шунты. В результате в этих структурах ток протекает по металлическим шунтам, и г<sub>k</sub> увеличивается с ростом температуры.

# Т.Д.АЛИЕВА, Г.Д.АБДИНОВА, Н.М.АХУНДОВА, Д.Ш.АБДИНОВ

Таким образом, исследования температурной зависимости сопротивления контактов ( $r_k$ ) структур (In-Ag-Au)-PbTe<Te> и удельного сопротивления ( $\rho$ ) монокристаллов PbTe<Te> показывают, что контакт в этих структурах образуется за счет образования металлических шунтов в результате диффузии атомов In, Ag, Au в вакансии подрешетки свинца PbTe. В случае структур на основе стехиометрических кристаллов PbTe при низких температурах протекание тока определяется полевой эмиссией, а при высоких температурах - термополевой эмиссией. Наблюдается также хорошая корреляция в значениях температурных зависимостей  $\rho$  и  $r_k$ .

- 1. Ю.И.Равич, Б.А.Ефимова, И.А.Смирнов, Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS.M.: "Hayka» (1968) 383.
- 2. З.Ф.Агаев, Э.М.Аллахвердиев, Г.М.Муртузов, Д.Ш.Абдинов, Выращивание и электрические свойства кристаллов твердых растворов Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, *Неорган. материалы*, **39** (2003) 543-545.
- 3. Т.Д.Алиева, Г.Дж.Абдинова, Н.М.Ахундова, С.З.Джафарова, Механизм протекания тока в контакте (In-Ag-Au)-Pb<sub>1-x</sub>Mn<sub>x</sub>Te, *Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences Physics and Astronomy*, **XXXI** №2 (2011) 126-130.
- 4. Г.З.Багиева, Н.Б.Мустафаев, Г.Дж.Абдинова, Д.Ш.Абдинов, Электрические свойства монокристаллов PbTe с избытком теллура, *ФТП*, **45** (2011) 1446-1449.
- 5. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, *ФТП*, **41** (2007) 1281-1308.

# (In-Ag-Au) - PbTe <Te> KONTAKTININ ELEKTRİK XASSƏLƏRİ

# T.C.ƏLİYEVA, G.C.ABDİNOVA, N.M.AXUNDOVA, C.Ş.ABDİNOV

(In-Ag-Au)- PbTe<Te> strukturunun elektrik xassələri tədqiq olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, bu strukturlarda kontakt, ərintinin komponentlərinin qurğuşun altqəfəsi vakansiyalarına diffuziyası nəticəsində yaranan metal şuntlar hesabına əmələ gəlir.

# ELECTRIC PROPERTIES IN CONTACT PbTe <Te>- (In-Ag-Au)

# T.D.ALIYEVA, G.J.ABDINOVA, N.M.AKHUNDOVA, J.Sh.ABDINOV

The electrical properties of (In-Ag-Au)-PbTe < Te > structures have been investigated. It has been shown contact in these structures is formed by the formation of metallic shunts as a result of diffusion of alloy components in the lead sublattice vacancy.

Редактор: С.Мехтиева

УДК 621.315.592

# ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОНТАКТНОГО СОПРОТИВЛЕНИЯ СПЛАВНОГО КОНТАКТА (Bi-Sn)/Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub> <Dy>

#### Б.Ш.БАРХАЛОВ, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

Институт Физики НАН Азербайджана AZ 1143, г. Баку, пр. Г. Джавида, 33 bbarhal@mail.ru

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати: 20.08.2012	Представлено экспериментальное исследование
	сплавного омического контакта (Bi-
	Sn)/Bi <sub>0,7</sub> Sb <sub>1,3</sub> Te <sub>2,93</sub> Se <sub>0,07</sub> <dy>. Показано, что в</dy>
	интервале температур 80÷30К сопротивление
	контакта возрастает с ростом температуры, что
	характерно для металлического типа проводимости и
	не соответствует механизмам протекания тока
	согласно термоэлектронной, полевой или
	термополевой эмиссии. Предполагается, что
	омический контакт на границе раздела образуется за
Ключевы слова тверлый раствор омический	счет появления проводящих шунтов на дислокациях в
контакт. полевая эмиссия, термополевая	результате осаждения образовавшихся при
эмиссия контактный сплав металлические	реактивной диффузии промежуточных фаз с
шунты.	металлической проводимостью.

Твердые растворы на основе теллуридов висмута и сурьмы являются основным материалом для термоэлектрических охладителей, предназначенных для работы в области средних температур. Одним из путей повышения термоэлектрических характеристик термоэлектрических материалов для конкретных интервалов температур, является легирование примесями, которые могут приводить к заметному увеличению флуктуаций термоэлектрических свойств, связанных со статистическим характером распределения примесных атомов в решетке матрицы [1]. Оптимизация параметров термоэлектрических материалов наряду с варьированием состава и количества примесей может быть проведена также и оптимизацией технологических процессов, одним из которых является отжиг.

Эффективность термоэлементов, изготовленных на основе указанных материалов наряду с параметрами самого термоэлектрического материала существенно зависит также от сопротивления границы раздела контактного сплава с термоэлектрическим материалом – переходного контактного сопротивления г<sub>к</sub>.

Целью настоящей работы является выяснение влияния отжига на механизм протекания тока в контакте контактного сплава Bi-Sn с термоэлектрическим материалом Bi<sub>0.7</sub>Sb<sub>1.3</sub>Te<sub>2.93</sub>Se<sub>0.07</sub> р-типа, легированным атомами редкоземельного металла диспрозия.

Образец для исследований состоял из припаянных друг к другу торцами двух одинакового размера кристаллов. Припаянные торцы кристаллов предварительно были обработаны электрохимическим травлением и залужены контактным сплавом Bi-Sn. На боковой поверхности образца вдоль образующей были нанесены контакты диаметром 0,2÷0,3мм. Расстояние между контактами составляло ~ 2 мм. После вплавления контактов и охлаждения до комнатной температуры измерялись вольт-амперные характеристики в интервале температур 80-300 К между первым и остальными контактами. Полученные линейные вольт-амперные характеристики свидетельствовали о том, что контакты являются омическими.

Для разделения сопротивления омического контакта  $r_k$  и сопротивления толщи полупроводника  $R_{o \bar{o} b e m}$  определялась зависимость измеренного сопротивления  $R_{u_{3M}}$  от расстояния между контактами d. Таким образом,

Б.Ш.БАРХАЛОВ, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

$$R_{u_{3M}} = 2r_k + R_{o\delta bem} = 2r_k + \frac{\rho d}{S} = 2r_k + \frac{d}{qn\mu_n S} , \qquad (1)$$

где  $\rho$  - удельное сопротивление толщи полупроводника, S - площадь контакта,  $\mu_n$  - подвижность.

В случае омических контактов зависимость  $R_{u_{3M}}$  от d должна быть линейной. Отсечка этой прямой на оси ординат должна соответствовать удвоенному сопротивлению контакта, а наклон этой зависимости должен соответствовать удельному сопротивлению толщи полупроводника  $\rho = 1/qn\mu_n$ .

Контактные сопротивления образцов измеряли в интервале температур 80-300 К.





Зависимость сопротивления контактов структур на основе неотожженных (а) и отожженных (b) образцов с различным содержанием диспрозия: 1-0,001; 2-0,0025; 3-0,005 ат.%



Рис 2.

Зависимость удельного сопротивления неотожженных (a) и отожженных (b) образцов с различным содержанием диспрозия: 1-0,001; 2-0,0025; 3-0,005 ат.%

На Рис.1 представлены температурные зависимости переходного контактного сопротивления на границе раздела контактного сплава Bi-Sn и p-Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub>, легированного атомами редкоземельного металла диспрозия, а на Рис.2 - температурные зависимости удельного сопротивления для тех же образцов.

Из Рис.1 видно, что как для не прошедших отжиг, так и отожженных при ~500К

образцов контактное сопротивление  $r_k$  с ростом температуры возрастает. С ростом температуры также возрастает и удельное сопротивление образцов.

Как известно [2], основными механизмами протекания тока в омическом контакте являются:

• <u>термоэлектронная эмиссия</u>: при этом приведенное к единице площади сопротивление омического контакта  $R_k$  уменьшается с ростом температуры T и увеличивается с ростом высоты барьера металл-полупроводник  $\varphi_B$ :

$$R_k = \left(\frac{k}{qA*T}\right) \exp\left(\frac{q\varphi_B}{kT}\right),\tag{1}$$

где k - постоянная Больцмана, q - заряд электрона,  $A^*$  - эффективная постоянная Ричардсона.

• <u>полевая эмиссия</u>:  $R_k$  не зависит от T и возрастает с ростом высоты барьера металлполупроводник  $\varphi_B$ :

$$R_k \propto \exp\left[\left(\frac{2\sqrt{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}}{h}\right) \left(\frac{\varphi_B}{N_d^{1/2}}\right)\right],\tag{2}$$

где  $\varepsilon_s$  – диэлектрическая проницаемость полупроводника,  $\varepsilon_0$  - диэлектрическая проницаемость вакуума,  $m^*$  - эффективная масса электрона в полупроводнике, h - постоянная Планка,  $N_d$  - концентрация ионизованных примесей в полупроводнике.

• <u>термополевая эмиссия</u>: сопротивление  $R_k$  слабо уменьшается с ростом температуры T и

$$R_k \propto \exp\left(\frac{\varphi_B}{E_{00} cth(qE_{00}/jT)}\right),\tag{3}$$

для случая полупроводника *n*-типа критерий Падовани-Стратона *E*<sub>00</sub> равен:

$$E_{00} = \frac{h}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s \varepsilon_0 m^*}} = 18.5 \cdot 10^{-15} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_{sr} m_r}} , \qquad (4)$$

где  $m_r = m^*/m_0$  - относительная эффективная масса электрона в полупроводнике,  $\mathcal{E}_{sr}$  - относительная диэлектрическая проницаемость полупроводника.

Расчеты показывают [3], что при высоких температурах kT>>E<sub>00</sub> основным механизмом протекания тока является термоэлектронная эмиссия, при средних температурах (kT≈E) – термополевая эмиссия, при низких температурах (kT<<E<sub>00</sub>) – полевая (туннельная эмиссия).

Из Рис. 1 видно, что контактное сопротивление, приведенное к единице площади, в интервале температур 80÷300К возрастает, что противоречит основным теориям протекания тока в омическом контакте – термоэлектронной, термополевой и полевой эмиссии, согласно которым контактное сопротивление должно либо уменьшаться с ростом температуры, либо оставаться постоянной.

В [3] было показано, что в сплавных омических контактах металл-полупроводник, когда в процессе создания контакта или термообработки происходит растворение полупроводника в контактном сплаве и рекристаллизация может проявляться еще один механизм протекания тока – по металлическим шунтам. Возрастание контактного сопротивления с ростом температуры характерно для металлов, и поэтому, следуя [4] можно предполагать, что образование омического контакта связано с металлическими шунтами, представляющими собой атомы металла, осажденные по линиям несовершенств, например, дислокаций, и закорачивающие слой объемного заряда. Поэтому, можно считать, что механизм протекания в омическом контакте Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub> со сплавом Bi-Sn характеризуется механизмом протекания тока по металлическим шунтам.

В [5] нами было показано, что при нанесении контактного сплава Bi-Sn на

### Б.Ш.БАРХАЛОВ, Р.Ю.АЛИЕВ, Р.А.ИСМАЙЫЛОВА

поверхность кристаллов систем Bi-Sb-Te-Se происходит растворение полупроводника в контактном сплаве и вследствие реактивной диффузии образуются промежуточные фазы в виде теллуридов и селенидов компонентов этого сплава. Поэтому можно предположить, что шунты образуются из таких промежуточных фаз.

С термообработкой структур шунты с металлических характером проводимости совершенствуются, что приводит к уменьшению значений  $r_k$  для структур с различным содержанием легирующей примеси диспрозия (Рис.1, b). Наблюдается корреляция между изменением контактного удельного сопротивления при термообработке, при этом термообработка на удельное сопротивление влияет более слабо.

Таким образом, основным механизм протекания тока в омическом контакте (масс.%:57Bi+43Sn)/Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub><Dy> является протекание тока по шунтам из образовавшихся промежуточных фаз с металлической проводимостью.

- 1. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов, Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, M., Hayka, (1972) 320.
- 2. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, Механизмы протекания тока по металлическим шунтам в омических контактах к широкозонным полупроводникам, ФТП, **43** (2009) 1204-1209.
- 3. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, *Механизмы протекания тока в омических контактах металл-полупроводник, ФТП*, **41** (2007) 1281-1308.
- 4. Т.В.Бланк, Ю.А.Гольдберг, О.В. Константинов и др., *Механизмы протекания тока в сплавном омическом контакте In-GaN, ФТП*, **40** (2006) 1204-1208.
- 5. Б.Ш.Бархалов, Т.Д.Алиева, Д.Ш.Абдинов, Структура и электрические свойства границы раздела кристаллов  $Bi_{0.5}Sb_{1.5}Te_3$  и  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$  с некоторыми сплавами, Известия РАН. Неорганические материалы, 31 (1995) 194-198.

#### (Bi-Sn)/Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub><Dy> ƏRİMƏ KONTAKTININ KONTAKT MÜQAVİMƏTİNİN TEMPERATUR ASILILIĞI

# B.Ş.BARXALOV, R.Y.ƏLİYEV, R.Ə.İSMAYILOVA

 $(Bi-Sn)/Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$  < Dy >  $primp kontaktının eksperimental tədqiqi təqdim olunmuşdur. Göstərilmişdir ki, <math>80 \div 300$ K temperatur intervalında kontaktın müqaviməti temperaturun yüksplməsi ilə artır ki, bu da metal keçiriciliyi üçün speciyypvidir və termoelektron, sahə və ya termik-sahə emissiyasına uyğun gəlmir. Fərz olunur ki, ayrılma sərhəddindəki omik kontakt reaktiv diffuziya nəticəsində əmələ gələn və metal keçiriciliyinə malik aralıq fazaların çökməsi nəticəsində meydana çıxan şuntların hesabına yaranır.

#### TEMPERATURE DEPENDENCE OF CONTACT RESISTANCE OF ALLOYING CONTACT (Bi-Sn) /Bi<sub>0,7</sub>Sb<sub>1,3</sub>Te<sub>2,93</sub>Se<sub>0,07</sub><Dy>

# B.Sh.BARHALOV, R.Yu.ALIYEV, R.A.ISMAYILOVA

The experimental research of alloyed ohmic contact (Bi-Sn)/ $Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07}$ <Dy> have been presented. It has been shown that in the range of temperatures  $80 \div 300$ K contact resistance has increased with the temperature growth that has been characteristic for metal type of conductivity and has not corresponded to mechanisms of a current according to thermionic, field or thermal-field emission. It has been supposed that ohmic contact in the interface has formed due to occurrence of conducting shunts as a result of sedimentation of the intermediate phases formed as a result of reactive diffusion with metal conductivity on dispositions.

Редактор: Дж.Абдинов

# UOT 546.62/541.8/541.16

# NANO ÖLÇÜLÜ SiO2 TOZUNUN SİNTEZ METODLARI R.N.MEHDİYEVA, A.A.QƏRİBOV, E.M.HÜSEYNOV

Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu AZ 1143, Bakı şəh., B.Vahabzadə 9 elchin55@yahoo.com

daxil olub: 20.08.2012	REFERAT
çapa verilib: 12.09.2012	Hər hansı maddənin nanoölçüdə fiziki, kimyəvi və bioloji
	xassələri ayrı – ayrılıqda atom və molekulların uyğun
	xassələrindən müəyyən qədər fərqlənir. Buna görə də,
	nanomateriallar yüksək texnologiyaların tətbiqinin əksər
	tələblərini ödəyir və yeni sinifin (nanotexnalogiyanın)
	inkişafına imkan yaradır. Tərəfimizdən nano ölçülü SiO2
	hissəciklərini sintez etmək üçün bir neçə metod ayrı -
	ayrılıqda nəzərdən keçirilib. Həmçinin burada əsasən
	SiO <sub>2</sub> nanohissəciklərinin sol – gel prosesində sintezi və
Acar sözlər: nanotexnologiya nanotoz nano	alınmış nümunənin ölçüləri təqdim olunub. Hansı
SiQ. sol_gel prosesi	parametrlərin SiO2 nanotozuna təsir edəcəyi bu işdə izah
$510_2$ , $501$ –ger prosest	edilib.

# GİRİŞ

Nanotexnologiya çox böyük sürətlə elektronnika, aerofəza, tibb bir sözlə elm və texnikanın çox önəmli sahələrinə daxil oldu. Belə ki, nano ölçülü cihaz və materialların tətbiqi, xarakteristikası, istehsalı və modelləri öyrənilməyə başlanıldı. Nano ölçülü SiO2 çox geniş tətbiq sahəsinə malikdir və məhz buna görə də SiO<sub>2</sub> sintez olunan ilk nanomateriallardandır. Bundan əlavə, təkmilləşmiş digər keramik nanomaterialların inkişaf etmiş xassələri öyrənilmiş və bir neçə önəmli nanohissəciklər istehsal edilmişdir. Bunlara misal olaraq silisium, aliminium, sink, titan oksidləri, silisium nitrid, silisium karbid və sair göstərmək olar. Nano ölçülü SiO2 hissəciklərini sintez etmək üçün bir neçə metod (fiziki və kimyəvi üsullar, sol - gel prosesi, tərs mikroemmisiya metodu, alovlu sintez və s. ) mövcuddur və burada bu metodlar ayrı – atrılıqda nəzərdən keçirilib. SiO2 nanohissəciklərini almaq üçün ən geniş istifadə olunan metod "sol - gel prosesi" metodudur ki, bu metod ilə alınacaq nanohissəciklərin ölçülərini idarə etmək mümkündür. Belə ki, sol – gel texnologiyası ilə saf strukturlu və kompleks səkilə malik yeni məsaməli nanomaterilallar sintez etmək olar. Bu da məlumdur ki, sol - gel texnologiyası nisbətən sadədir və molekulların komponentlərini idarə etməyə imkan verir. Beləliklə, bu metod ilə sintez olunmuş nanomateriallar rəqabətə davamlı potensiala malikdir. Biz burada əsasən SiO2 nanohissəciklərinin sol – gel prosesində sintezini və alınmış nümunənin ölçülərini nəzərdən keçirəcəyik.

# SiO2 NANOTOZUNUN ALINMA ÜSULLARI

Təbii yolla əldə edilən SiO<sub>2</sub> nümunələrinin tərkibində metal qalıqları olur ki, bu da onların sənayedə və elmi təcrübələrdə tətbiqinə imkan vermir. Belə ki, bizim əsas məqsədimiz nano ölçülü təmiz SiO<sub>2</sub> sintez etməkdir, hansı ki, alınmış amorf SiO<sub>2</sub> birləşməsi öz kristallik quruluşuna görə təbii kvarsa demək olar ki tam oxşayır [1]. Şəkil 1–də nano ölçülü SiO<sub>2</sub> hissəciklərini sintez etməyin iki əsas səciyyəvi yolu göstərilmişdir: yuxarıdan–aşağıya və aşağıdan–yuxarıya [2,3].

Yuxarıdan-aşağıya sintezin əsas səciyyəvi xüsusiyyəti, xüsusi ölçü azaltmaq texnologiyasından istifadə etməklə ilkin ölçünü azaltmaqdan ibarətdir (fiziki üsul).

Aşağıdan – yuxarıya və ya kimyəvi üsul atom və ya molekulyar ölçülü  $SiO_2$  nanohissəciklərini sintez etməyin ortaq yoludur. Bunlardan başqa nano ölçülü  $SiO_2$  hissəciklərini sintez etmək üçün bir neçə metod mövcuddur: sol – gel prosesi, tərs mikroemmisiya üsulu, alovlu sintez və s.



Fiziki və kimyəvi üsulla nanomaterialın alıması

Tərs mikroemmisiya metodunda, üzvi həlledicilərdə həll edilən surfaktantlar siferik hissəciklər əmələ gətirir. Suyun iştirakı ilə baş verən bu prosesdə əsas polyar qruplar su ilə mikroboşluqlar yaradır. Bu metot son zamanlar Tan tərəfindən daha ətraflı öyrənilmişdir [4]. Bu metodla nano ölçülü SiO2 hissəcikləri sintez edərkən, nanohissəciklər silisium alkoksid və katalizatorun iştirakı ilə mövcud mikroboşluqlar daxilində yerləşdirilə bilər. Bu üsulun əsas mənfi cəhəti, maliyyə cəhətdən baha olması və alınmış son məhsulun sistemdən çətinliklə çıxarılmasındadır. Buna baxmayaraq fərqli funksional qruplara bu üsul tətbiq edilir və nanohissəciklər bu üsulla alınır [5,6].

SiO<sub>2</sub> nanohissəcikləri həmçinin yüksək temperaturda "alovlu sintez" üsulu ilə də alına bilər. Bu üsul bəzən "kimyəvi buxar sıxılması" üsulu da adlandırılır (chemical vapor condensation (CVC) ) [8]. Tipik CVC prosesində, nano ölçülü SiO<sub>2</sub> hissəcikləri alarkən silisium tetraxlorid (SiCl<sub>4</sub>) ilə hidrogen və okisigen reaksiyaya daxil olur [1]. "Alovlu sintez" üsulu ilə alınmış nanohissəciklərin ölçüsü, morfologiyası və fazası çətinliklə idarə olunur [2]. Buna baxmayaraq bu üsulla kommersiya məqsədi ilə istənilən qədər nano ölçülü SiO<sub>2</sub> tozu sintez etmək olar.

# SiO2 NANOTOZUNUN SOL – GEL PROSESİNDƏ SİNTEZİ

Maddənin maye haldan ( məhlul və ya kalloid məlulu halından ) bərk hala keçməsi ( di və ya multi fazalı gel halına ) prosesini "sol–gel prosesi" adlandırmaq olar. Bu prosesdə reaksiya sulu sistem ilə məhdudlaşmır, amma uzun müddətdir bu da məlumdur ki, reaksiya sulu sistemdə gedir. 1950–ci ildə Roy və onun əməkdaşları ənənəvi sol – gel prosesini dəyişərək, yeni keramik oksidlərin sintezini sol – gel prosesində alınmış SiO<sub>2</sub> tozu ilə həyata keçirdilər. 1971-ci ildə səthi kationoik aktiv maddələrin hidrolizi (tetraetilortosilikat TEOS ) ilə az sıxlıqlı SiO<sub>2</sub> tozunun sintezini patentləşdirildi [9].

Sol – gel kimiyasının əsas prinsiplərinə əsasən bu prosesdə yaranan kvars adətən gel formasında olur. Sonralar kvarsın (SiO<sub>2</sub>) yüksək temperaturlu ərintisi ilə əldə olunan qatı maye halından alınan şüşədən fərqli olaraq, sol – gel prosesində SiO<sub>2</sub> amorf və məsaməli material halında alındı. SiO<sub>2</sub> nanohissəciklərini almaq üçün atılan ilk addım sıxışdırılmış silisium alkoksidi hidroliz etməkdən ibarət idi. Reaksiya şərtlərindən asılı olaraq, alınmış

# NANO ÖLÇÜLÜ SiO<sub>2</sub> TOZUNUN SİNTEZ METODLARI

nanohissəciklər sonradan böyüdülə bilər (məsələn, nanoörtüklərin alınmasında), arzu olunan formaya salına bilər (məsələn, monolit keramikalar, şüşələr, liflər, membiranlar, aerogellər və s.) və toz halında sintez oluna bilər (məsələn, mikro və nano hissəciklərin toz halı). Sol – gel prosesi ilə yeni materialın sintezi aşağdakı addımlardan ibarətdir:

- Üzvi və ya qeyri üzvi nümunələrdən gelin hazırlanması
- Gelin qurudulması ( idarə edilə bilən qurutma prosesində )
- Qurumuş gellərin termal emalı

Sol–gel prosesində SiO<sub>2</sub> sintez etmək üçün silisium alkoksidi (Si(OR)<sub>n</sub>) alkoqol və ya yüngül molekul kütləsinə malik üzvi həlledicidə qatışdırmaq lazımdır ( burada R alkil qrupdur (  $C_xH_{2x+1}$  ) ) [10,11]. Kalloid kimyası ilə müqaisədə alkoksid yolu ilə hidroliz (1) və sıxışdırma reaksiyalarını (2a – su ilə, 2b – alkoqol ilə ) idarə etmək daha asandır. Biz ümumi şəkildə tetraetilortosilikatın (TEOS) iştirakı ilə SiO<sub>2</sub> nanohissəciklərinin sol – gel prosesində alınma ardıcıllığını aşağdakı kimi yaza bilərik (burada:R=–C<sub>2</sub>H<sub>5</sub>):

$$\equiv Si - OR + HOH \quad \xleftarrow{\text{hidroliz}} \equiv Si - OH + ROH \quad (1)$$

$$\equiv Si - OH + \equiv Si - OH \xleftarrow{suyun sıxışdırılması}_{hidroliz} \equiv Si - O - Si \equiv + HOH \quad (2a)$$

$$\equiv Si - OH + \equiv Si - OR \xrightarrow{alkoqolun sixişdirilması}_{alkoqoliz} \equiv Si - O - Si \equiv + ROH$$
(2b)

Ümumiyyətlə, hidroliz reaksiyalarında (1-4), ( - OH ) hidroksil qrupları ilə (-OR) alkoksil qrupları əvəz edilə bilər və uyğun ROH alkoqol molekulları sərbəst ola bilər. Bu zaman tam hidroliz (4) o vaxt alınır ki, suyun stexiometrik molyar nisbəti 1:4 ( su – 1, Si(OR)<sub>n</sub> – 4) kimi olsun. İstənilən aralıq vəziyyətlərdə ([(OR)<sub>2</sub> – Si - (OH)<sub>2</sub>] və ya [(OR)<sub>3</sub> –Si-(OH)]) hidroliz nisbətən az olur (3a,3b). Az miqdarda su, reaktivin konsentrasiyasını azaldır ki, bu da öz növbəsində hidrolizi azaldır. Çox miqdarda su isə reaktivin çox həll olmasına səbəb olur ki, bu da hidrolozi azaldır. Sonrakı sıxışdırma reaksiyaları silinol qrupları (Si – OH ) cəlb edərək siloksid zənciri (Si–O–Si ) yaradır və əlavə məhsul kimi su və alkoqol yaranır:

$$(\mathrm{OR})_3 - \mathrm{Si} - \mathrm{OH} + \mathrm{HO} - \mathrm{Si} - (\mathrm{OR})_3 \rightarrow [(\mathrm{OR})_3 \mathrm{Si} - \mathrm{O} - \mathrm{Si}(\mathrm{OR})_3] + \mathrm{H} - \mathrm{O} - \mathrm{H} \quad (3a)$$

$$(OR)_3 - Si - OR + HO - Si - (OR)_3 \rightarrow [(OR)_3Si - O - Si(OR)_3] + R - O - H$$
(3b)

$$Si(OR)_4 + 4H_2O \rightarrow Si(OH)_4 + 4R - OH$$
<sup>(4)</sup>

Əksər hallarda sıxılma hidrolizdən əvvəl başlayır, lakin bəzi hallarda (pH, H<sub>2</sub>O/Si molyar nisbəti (R) və ya katalizatorun iştirakı ilə ) əksinə, hidroliz sıxılmadan əvvəl ola bilər [12]. Su və alkoksidə ortaq həlledici olan alkoqol ilə homogen hidroliz prosesi nisbətən yüngül olur [13]. Qeyri – üzvi polimerləşmə prosesində sıxılma reaksiyası ilə nano ölçülü SiO<sub>2</sub> hissəcikləri formalaşa bilər. Bu proses pH ilə sıx bağlıdır. Belə ki, turş mühitdə sıx mikroboşluqlar ( məsamələrin ölçüsü 2 nm – dən kiçik olur ) və qələvi mühitdə isə gel formasında mikroboşluqlar (2 nm < məsamə ölçüsü < 50 nm) əmələ gəlir [10].

 $\Theta$ sasən, sol – gel prosesi metal alkoksidin (Si(OR)<sub>4</sub>) və tetraetilortosilikatın (TEOS, Si(OC<sub>2</sub>H<sub>5</sub>)<sub>4</sub>) və ya qeyri üzvi duzların (Na<sub>2</sub>SiO<sub>3</sub>), həmçinin, katalizator kimi mineral turşunun (məsələn HCl) və ya əsasın (məsələn NH<sub>3</sub>) sıxılması ilə baş verir [14,15].

R.N.MEHDİYEVA, A.A.QƏRİBOV, E.M.HÜSEYNOV

Silisium alkoksidin (Si(OR)<sub>4</sub>) iştirakı ilə nano SiO<sub>2</sub> hissəciklərinin alınma sixemi ümumi formada Şəkil 2–də göstərilmişdir.



Tipik sol – gel prosesinin blok sxemi.

# SOL–GEL PROSESİNƏ PARAMETRLƏRİN TƏSİRİ

Sol–gel texnikası ilə sintez edilən maddənin struktur və struktur xassələrinə təsir edən bir neçə parametr vardır. Bu prosesə əsasən ilkin reaksiya şərtləri, pH, temperatur, reaktantın molyar nisbəti (R), həlledicinin tərkibi, quruma prosesi və s. təsir göstərir. Biz burada sol–gel prosesində alınan SiO<sub>2</sub> nanohissəciklərinin struktur və struktur xassələrinə təsir edən ən önəmli parametrləri nəzərdən keçirəcəyik.

İlk olaraq reaksiya şərtlərinin optimallaşmış vəziyyətini nəzərdən keçirək. Belə ki, reaksiya şərtlərinin optimallaşması dedikdə, reaksiyaya daxil olan sol-gel prosesi parapetrlərinin optimal qiyməti nəzərdə tutulur ki, bu üsulla da biz daha kiçik, homogen və monodispers SiO<sub>2</sub> nanohissəcikləri ala bilərik. Prinsipcə daha kiçik nanohissəcik əldə etmək üçün reaksiya dərəcəsini idarə etmək kifayətdir [16,17]. Bu günə qədər aparılan tədqiqatlar nəticəsində məlum oldu ki, alınan nanohissəciyin ölçüsü, reaksiyada iştirak edən ammoniyakın konsentrasiyasından düz mütənasib asıldır [16,18]. Reaksiya parametrlərini idarə etməklə əldə edilən müxtəlif ölçülü SiO<sub>2</sub> nanohissəcikləri Şəkil 3–də göstərilmişdir [7].



Şəkil 3.

Reaksiya parametrlərini idarə etməklə əldə edilən kvarsın müxtəlif ölçüləri: a – 21nm, b – 131nm, c – 369nm, d – 565nm.

Az miqdarda anion elektroliti əlavə etməklə (Br, I və Cl – ın ammonium duzları) ölçüləri 20nm–dən 34nm–ə qədər olan nano SiO<sub>2</sub> hissəcikləri alına bilər [19]. Proses müddətində alternativ zeta potensialının keçiricilik profili bu yaxınlaşmanı müəyyən qədər izah etdi. Məlum olmuşdur ki, nano hissəciyin ölçüsünün 73÷78%-ni anionlar azaldır və bunlardan da ən az təsiri Cl<sup>-</sup> ionu, ən çox təsiri isə Br və I<sup>-</sup> ionları göstərir. Bu üsulla sintez olunmuş nano SiO<sub>2</sub> tozu kation qatışıqlardan təmizlənmiş halda olur.

İndi isə ümumi şəkildə digər parametrləri nəzərdən keçirək. Sol–gel prosesinə təsir edən önəmli parametrlərdən biri də "ilkin reaksiya maddəsidir". İstifadə edilən ən ümumi

# NANO ÖLÇÜLÜ SiO2 TOZUNUN SİNTEZ METODLARI

"ilkin reaksiya maddələri" bunlardır: duzlar, oksidlər, hidroksidlər, komplekslər, alkoksidlər, asilatlar və aminlər [20]. Bunlar arasında alkoksidlər ən geniş istifadə olunanlardır. Metal (xüsusilə silisium, titan, sink və aliminium) alkoksidləri suya qarşı daha aşağı elektroenergetikliyə və daha yüksək Livis turşuluğuna malikdir [9]. Sol – gel prosesində "ilkin reaksiya maddələrinin" iki ümumi tələbi aşağdakı kimidir: 1) Onlar reaksiya mühitində həll edilə bilən olmalıdır, 2) Onlar gel formasında iştirak edə bilmək üçün kifaət qədər reaktiv olmalıdır. SiO<sub>2</sub> nanohissəcikləri sintez etmək üçün ilkin reaksiya maddəsi kimi adətən TEOS götürülür. TEOS–ın konsentrasiyasının artması demək olar ki sadəcə həll olmanın qatılığını artırır [21]. Praktiki olaraq sol –gel reaksiyasında, uçucu birləşmələrin buxarlanması, aşağı qaynama temperaturuna malik alkoksidlərin istifadəsində bəzi çətinliklər yarada bilər [20].

Sol-gel üsulu ilə əldə edilən metal oksidinin mikrostrukturu həlledicidəki pH tərəfindən adətən hidroliz və sıxılma reaksiyaları ilə idarə olunur. Turşu katalizatorunun təsiri altında hidroliz kinetik sıxılmanın təsiri ilə baş verir. Belə ki, adətən hidroliz sıxılmadan sonra başlayır [22]. Qələvi kataliz reaksiyalarında isə sıxılma hidrolizdən daha sürətlidir və bunun nəticəsində çox sıxılmış yaxşı hissəciklər əldə etmək olar [22]. Keçid metalı alkoksid ilə müqaisədə, TEOS hidrolizə az həssas maddə kimi tanınır, çünki, Si daha az elektropozitivdir [23]. Beləliklə, silisiumun alkoksiddəki halının səth yükünün dəyişikliyi, turşu və qələvi katalizatorlarının pH faktorunun dəyişməsindən birbaşa asılıdır. Belə ki, bu üsulla hidroliz və sıxılma reaksiyalarını artırmaq olar.

Silisium alkoksid ümumiyyətlə su ilə çox az reaksiyaya girir, amma, biz reaksiya sürətini turş və ya əsas katalizatorunun köməyilə artıra bilərik. Məsələn, gelləşmiş TEOS–ın etalonda həllolma müddəti HCl–ın təsiri ilə 1000 saatdan 92 saata qədər azaldılmışdır [23]. pH faktoru həmçinin SiO<sub>2</sub>–nin həll olmasına və çökməsinə təsir göstərir [11]. pH–ın yüksək olması hissəciklərin solda daha çox həll olmasına və strukturda daha çox məsamələrin əmələ gəlməsinə səbəb ola bilər. Aşağı pH qiyməti isə, yaxşı məsaməli şəbəkə və sıx struktur əmələ gətirir ki, bu da öz növbəsində sistemin hərəkət xaotikliyini aşağı salır.

# NƏTİCƏ

SiO<sub>2</sub> nanohissəciklərinin sol–gel prosesində müxtəlif sintezi və emal etməyin parametrləri təqdim olundu. Nano ölçülü SiO<sub>2</sub> tozunun alınma texnologiyaları nəzərdən keçirildi. Nanohissəciklərin struktur və morfoloji xüsusiyyətlərinə kimyəvi təsir müzakirə edildi.

- 1. E.F.Vansant, P.V.D.Voort, and K.C.Vrancken, *Characterization and Chemical Modification of the Silica Surface, Elsevier Science, New York, NY, USA*, (1995).
- 2. K.J.Klabunde, Nanoscale Materials in Chemistry, Wiley-Interscience, New York, NY, USA, (2001).
- 3. E.Reverchon and R.Adami, *Nanomaterials and supercritical fluids, Journal of Supercritical Fluids*, **37** (2006) 1–22.
- 4. T.T.Y. Tan, S.Liu, Y.Zhang, M.-Y.Han, and S.T.Selvan, *Microemulsion preparative method (Overview), Comprehensive Nanoscience and Technology*, **5** (2011) 399–441.
- 5. S.Liu and M.-Y. Han, Silica-coated metal nanoparticles, Chemistry, 5.1 (2010) 36–45.
- 6. R.P.Bagwe, L.R.Hilliard, and W.Tan, *Surface modification of silica nanoparticles to reduce aggregation and nonspecific binding, Langmuir,* **22.9** (2006) 4357–4362.
- 7. I.A.Rahman, P.Vejayakumaran, Synthesis of Silica Nanoparticles by Sol-Gel: Size-Dependent Properties, Surface Modification, and Applications in Silica-Polymer Nanocomposites, Journal of Nanomaterials, **2012** (2012) 15
- 8. G.A.Silva, Introduction to nanotechnology and its applications to medicine, Surgical Neurology, **61.3** (2004) 216–220.

- 9. D.Wang, G.P.Bierwagen, Sol-Gel Coatings on Metals for Corrosion Protection, In: Progress in Organic Coatings, 64 (2009) 327-338.
- 10. T.Coradin, M.Boissière, J.Livage, Sol-Gel Chemistry in Medicinal Science, In: Current Medicinal Chemistry, 13 (2006).
- 11. J.Estella, J.C.Echeverría et al., *Effects of Aging and Drying Conditions on the Structural and Textural Properties of Silica Gels, In: Microporous and Mesoporous Materials,* **102** (2007) 274-282.
- 12. K.D.Keefer, J.M.Zeigler et al., Silicon Based Polymer Science: A Comprehensive Resource, In: ACS Advances in Chemistry Ser., 224 (1990) 227-240.
- 13. M.Prassas, L.L.Hench, Ultrastructure Processing of Ceramics, Glasses, and Composites, New York. John Wiley & Sons, (1984).
- 14. K.J.Klabunde, J.Stark, O.Koper et al., *Nanocrystals as stoichiometric reagents with unique surface chemistry, The Journal of Physical Chemistry*, **100.30** (1996) 12142–12153.
- 15. G.H.Bogush, M.A.Tracy, and C.F.Zukoski, *Preparation of monodisperse silica particles:* control of size and mass fraction, Journal of Non-Crystalline Solids, **104.1** (1988) 95–106.
- 16. G.H.Bogush and C.F.Zukoski, Studies of the kinetics of the precipitation of uniformsilica particles through the hydrolysis and condensation of silicon alkoxides, Journal of Colloid And Interface Science, **142.1** (1991) 19–34.
- 17. S.K.Park, K.D.Kim, and H.T.Kim, Preparation of silica nanoparticles: determination of the optimal synthesis conditions for small and uniform particles, Colloids and Surfaces A, **197** (2002) 7–17.
- 18. K.S.Rao, K.El-Hami, T.Kodaki, K.Matsushige, and K.Makino, A novel method for synthesis of silica nanoparticles, Journal of Colloid and Interface Science, **289.1** (2005) 125 131.
- 19. A.Rahman, P.Vejayakumaran, C.S.Sipaut et al., *Effect of anion electrolytes on the formation of silica nanoparticles via the sol-gel process, Ceramics International*, **32.6** (2006) 691–699.
- 20. H.K.Schmidt, E.Geiter, et al., *The Sol-Gel Process for Nano-Technologies: New Nanocomposites with Interesting Optical and Mechanical Properties, In: Journal of Sol-Gel Science and Tech.*, **13** (1998) 397-404.
- C.J.Barbé, D.J.Cassidy, et al., Sol-Gel Bonding Wafers Part 1: Influence of the Processing Temperature on Final Bond Morphology and Interfacial Energy, In: Thin Solid Films, 488 (2005) 153-159.
- 22. C.Chiang, C.M.Ma, et al., Preparation, Characterization, and Properties of Novolac-Type Phenolic/SiO2 Hybrid Organic-Inorganic Nanocomposite Materials by Sol-Gel Method, In: Journal of Polymer Science: Part A: Polymer Chemistry, **41** (2003) 905-913.
- 23. C.J.Brinker, G.E.Scherer, Sol-Gel Science: The Physics and Chemistry of Sol-Gel Processing, San Diego. Academic Press Inc., (1990).

# SYNTHETIC PROCEDURE OF NANO SiO<sub>2</sub> POWDER

# R.N.MEHDİYEVA, A.A.GARİBOV, E.M.HUSEYNOV

Several methods for the synthesis of nano silica particles have been examined. The results of solgel synthesis of nanoparticle based SiO<sub>2</sub> have been presented. Side effects have been explained on the parameters of the nano silica particles. The technology of nano silica powder has been also considered. **МЕТОД СИНТЕЗА НАНОРАЗМЕРНЫХ ПЫЛИНОК SiO<sub>2</sub>** 

# Р.Н.МЕХТИЕВА, А.А.ГАРИБОВ, Э.М.ГУСЕЙНОВ

Рассмотрено несколько методов синтеза наноразмерных частиц SiO<sub>2</sub>. Представлены выводы посредством золь-гел синтеза на основе наночастиц SiO<sub>2</sub>. Были объяснены побочные действия на параметры наночастиц SiO<sub>2</sub>. Также рассмотрены технологии получение наночастиц SiO<sub>2</sub>.

Редактор: Р.Мадатов

## УДК.535.621.373.375

# ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ ДИАМЕТРА ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

# З.К.НУРУБЕЙЛИ, К.З.НУРИЕВ, А.М.ГАШИМОВ, К.Б.ГУРБАНОВ, Т.К.НУРУБЕЙЛИ, А.А.ХАЛАФЛЫ

Институт физики НАН Азербайджана AZ 1143, Баку, пр, Г.Джавида, 33 nurubeyli@physics.ab.az

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати: 20.08.2012	Рассмотрены процессы. протекающие в плазменном
	сгустке при лазерной масс-спектрометрии,
	использован кинетический подход, который позволил
	определить условия воздействия лазерного излучения
	на твердую мишень. В частности, показано, что
	начальный размер плазменного сгустка является
	важным условием для получения примесных ионов
	заданного заряда. Установлена корреляция между
	максимальным выходом одно – многозарядных ионов
	матрицы и элементов примесей и параметром
	лазерного излучения, которую можно использовать в
	качестве прогноза условий, при которых
	регистрируются ионы элементов – примесей того или
	иного заряда. Установлено, что, в зависимости от
	условий эксперимента преобладающую роль в
	формировании ионного состава пучка играют
Ключевы слова: лазерная плазма, масс-	процессы ускорения и рекомбинации ионов в плазме.
спектрометр, ионный состав, ионы	Несмотря на кратковременность этих процессов,
элементов примесей.	именно они и влияют на относительный выход ионов
1	элементов-примесей с различными массами.

# ВВЕДЕНИЕ

Для масс-спектрометрии твердых тел (лазерной, искровой или вторичной центральной проблема получения ионной эмиссии) является надежных несмотря на количественных данных, так как ряд достоинств массспектрометрического метода измеренный состав массового спектра твердого тела не всегда соответствует истинному составу пробы. Установлено, что причинами этого несоответствия являются, с одной стороны, неодинаковый выход ионов различных элементов, связанный с особенностями атомизации и ионизации, с другой, – дискриминацией этих ионов по массе в системах их разделения и регистрации [1]. Для учета этого несоответствия обычно используют коэффициент относительной чувствительности (КОЧ) определяемого элемента по отношению к внутреннему стандарту [2]

$$\frac{J_x}{J_{\text{int.st.}}} = K_{\text{int.st.}}^x \frac{n_x}{n_{\text{int.st.}}} , \qquad (1)$$

где  $J_x$ ,  $J_{\text{int.st.}}$  - измеренные аналитические сигналы элемента x и внутреннего стандарта, соответственно;  $n_x$ ,  $n_{\text{int.st}}$  - концентрации соответствующих элементов;  $K_{\text{int.st.}}^x$  - коэффициент относительной чувствительности.

Неоднократно специалисты пытались решить проблему КОЧ на основании различных эмпирических формул, в которые входили теплофизические параметры

3.К.НУРУБЕЙЛИ, К.З.НУРИЕВ, А.М.ГАШИМОВ, К.Б.ГУРБАНОВ, Т.К.НУРУБЕЙЛИ, А.А.ХАЛАФЛЫ определяемых элементов [3] или энергия связи атомов [4]. Сопоставление результатов экспериментальных и теоретических работ позволяет заключить, что различные значения КОЧ связаны с неодинаковым поступлением атомов различных элементов из твердой фазы в плазму, образовавшуюся на поверхности образца, а также с различной степенью ионизации атомов различных элементов.

Отметим что, проблема определения КОЧ является основной на современном этапе развития масс-спектрометрических методов элементного анализа твердых тел. Несомненную пользу принесло бы ее решение теоретическим путем. Однако задача вычисления состава образца на основании состава ионного пучка и условий эксперимента сложна из-за невозможности полного учета всех процессов ионообразования или определения экспериментально большого количества необходимых для расчета параметров. Поэтому решение задачи о виде количественной связи состава ионного пучка с элементным составом сводится к определению КОЧ элементов, содержащих в анализируемой пробе.

В представленной работе на основе экспериментальных результатов предпринята попытка объяснить дискриминацию атомов примесей, поступающих в плазм, на основе ионного состава плазмы в лазерной масс-спектрометрии твердых тел.

# УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследования проводились на установке с лазерным источником ионов с времяпролетного масс-спектрометра с аксиально-симметричным помошью электрическим анализатором, подробно описанном в [5]. Общая длина дрейфа в масс-анализаторе составляло 1470мм, разрешающая способность ионов анализатора превышала 500 на уровне 0,1 интенсивности пика для ионов <sup>56</sup>Fe. Плазма создавалась излучением Nd-лазера, работающего в режиме модулированной добротности. Длительность импульса (  $\tau = 10^{-8}$  с) и энергия (400мДж) поддерживались постоянными в течение всего цикла измерений. Контроль стабильности мощности лазерного излучения осуществлялся с помощью измерителя мощности ИМО-2Н. Для этого часть лазерного излучения (до 10% мошности) с помошью светоделительных пластин отводили на ИМО-2Н. Энергию воздействующего излучения изменяли с помощью нейтральных фильтров так, что плотность потока излучения на мишени изменялась от  $1\cdot 10^8\,{\rm Bt/cm^2}$  до  $2\cdot 10^9\,{\rm Bt/cm^2}$ при диаметрах пятна фокусировки d от 0,05 до 0,4 и от  $1 \cdot 10^9$  до  $5 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup> при изменении d от 0,6 до 1,0мм путем расфокусировки лазерного излучения с таким расчетом, чтобы фокальная плоскость находилась за поверхностью образца.

В качестве исследуемого объекта использовалась нержавеющая сталь марки 08X18H13M3.

# РЕЗУЛЬТАТЫ

На Рис.1 представлены осциллограммы масс–спектров нержавеющей стали при воздействии лазерного излучения интенсивностью  $2 \cdot 10^9$  Вт/см<sup>2</sup>, диаметром фокусировки пятна d=0,2мм. На масс-спектрах отчетливо видны пики, соответствующие ионам с z=+1, +2, +3 матрицы и примеси различной зарядности.

На Рис.2 показана зависимость выхода одно- и многозарядных ионов матрицы  ${}^{56}\mathrm{Fe}^z$  (Рис.2а) и примеси  $\mathrm{Cr}^z$  (Рис.2б) от диаметра пятна лазерного излучения.

#### ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ ДИАМЕТРА ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ



#### Рис.1.

Рис.2.

Осциллограммы масс-спектров ионов нержавеющей стали с зарядом z=1(a), z=2 (б), z=3 (в). Зависимость одно, и многозарядных ионов матрицы (а) и ионов примеси хрома (б) от диаметра d лазерного излучения q=5·10<sup>9</sup> W/cm<sup>2</sup>.

При диаметрах пятна фокусировки до 0,2мм (Рис.2а) регистрируются ионы с зарядом z=+1, +2, при переходе к начальным размерам плазмы d=0,4; 0,6; 0,8мм начинают регистрироваться ионы с z=+3, +4 и +5. При этом количество ионов Fe<sup>+</sup> и Fe<sup>++</sup> в диапазоне диаметра пятна фокусировки излучения с  $d=0,1\div0,2$ мм достигает максимальных значений при d=0,2мм, а максимумы выхода Fe<sup>+3</sup>, Fe<sup>+4</sup> и Fe<sup>+5</sup> приходятся на d=0,4 и d=0,6мм. Отметим, что в ряде дополнительных исследований нами установлено, что уменьшение количества ионов с увеличением начального диаметра плазмы в условиях нашего эксперимента не является следствием расплывания пучка за счет собственного объемного заряда ионнов в пучке. На Рис.2б дано формирование зарядового спектра одного из примесных ионов нержавеющей стали – хрома, с увеличением начального радиуса плазмы. В интервале значений d от 0,05 до 0,2мм также регистрируются только одно- и

двухзарядные ионы. Максимумы N(d) высокозарядных ионов смещаются в область больших d. При этом с ростом z наблюдается уменьшение скорости нарастания функции N(d) в левой от максимума части (тангенс угла кривой N(d) на Puc.2). Так что отношение максимального и минимального значений для однозарядных ионов ( $N_{max}^{Z} / N_{min}^{Z}$ ) изменяется более чем на порядок, а для высокозарядных ионов примерно в 2÷3 раза. Такая же динамика формирования зарядового состава характерна и для примесных ионов. Как видно из рисунка, появление примесных ионов с более высоким z обусловлено увеличением d, что свидетельствует о том, что начальный размер плазменного сгустка является важным экспериментальным условием для получения пучков примесных ионов заданного заряда.

Появление в составе лазерной плазмы ионов с z=3,4 и более объясняется следующим образом. Известно [17], что для эффективного процесса ионизации в лазерной плазме необходимо два условия: наличие электронов с энергией, превышающй потенциал ионизации (z=3,4,5),И длительность процесса взаимодействия, т.е. время разлета плазменного сгустка. При постоянном с можно многократно увеличивать выход многозарядных ионов за счет подбора оптимальных размеров пятна фокусировки. Поэтому, увеличивая d. нам приходилось увеличивать и мощность лазерного излучения, что приводило увеличению энергии электронов. Увеличение же д приводит к росту многозарядных ионов быстрее, чем однозарядных.

На Рис.3 представлена зависимость выхода однозарядных ионов нормированного на соответствующие концентрации атомов n в матрице однозарядных ионов элементов примесей  $Mn^+$ ,  $Ni^+$ ,  $Cr^+$ ,  $Mo^+$  от диаметра пятна фокусировки. Характер выхода примесных ионов аналогичен изменению выхода ионов матрицы: быстро возрастает на 2-3 порядка величины при изменении d в 4 раза от 0,05 до 0,2мм, достигает максимума и далее убывает с увеличением d. При этом положение максимума N(d) для примесных ионов малых и средних масс Cr,



Ni и Mn приходится на d=0,2, а для тяжелых примесей (Mo) максимум смещен в область  $d\approx0,4$ мм. Видно, что относительный выход ионов различных элементов в максимумах интенсивности может различаться в 10-15 раз.

# Рис.3.

Нормированный выход однозарядных ионов элементов - примесей в матрице от диаметра фокусировки пятна *d* при q=5·10<sup>9</sup> W/cm<sup>2</sup>

Изучение выхода ионов различных элементов при фиксированном d и изменении плотности потока лазерного излучения проводилось во многих работах [6-9]. Рассмотрим зависимость N(d) для ионов примеси Cr<sup>+</sup>, входящей в состав нержавеющей стали, при различных значениях q (Puc.4(a,b,c)). Как видно из рисунка, для ионов всех зарядов в диапазоне d=0,05÷0,2мм с ростом q возрастает и N. При этом для всех значений q положение максимумов для ионов с z=+1,+2 сохраняется (d=0,2мм). Рассмотрим часть зарядовых распределений, расположенную слева от максимума. С увеличением q в области диаметра плазмы 0,05÷0,2мм возрастает крутизна N(d). Правая часть распределений N(d) описывается ниспадающей кривой для ионов с z=+1,+2 в области диаметра

#### ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ ДИАМЕТРА ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

d>0,2мм, и для ионов с z=+1 и +2 уменьшается примерно в 3 и 30 раз, соответственно.







Рис.4. Зависимость выхода одно (а), двух (б) и трёхзарядных (в) ионов примеси хрома в железной матрице от d при различных значениях плотностях излучения q, W/cm<sup>2</sup>; 1 –  $5\cdot10^9$ , 2 –  $1\cdot10^9$ , 3 –  $5\cdot10^8$ .



**Рис.5.** Зависимость выхода одно-, двух- и трёхзарядных ионов молибдена (*Mo*) от *d* при различных плотностях излучения q, W/cm<sup>2</sup>; 1 –  $5\cdot10^9$ , 2 –  $1\cdot10^9$ , 3 –  $5\cdot10^8$ , 4- $1\cdot10^8$ .

Отличительной особенностью одно- и двухзарядной функции N(d) является наличие ярко выраженного второго максимума интенсивности частиц в области  $d\sim0.6$  мм при  $q=(2\div5)\cdot10^8$  Вт/см<sup>2</sup>, что наглядно иллюстрирует Рис.5(a,b,c) на примере молибдена. Амплитуда этого максимума с ростом d увеличивается и, начиная с  $q=10^8$  Вт/см<sup>2</sup> функция N(d) сглаживается: основной максимум приходится, попрежнему на d=0,2. Такое поведение однозарядной функции наблюдается для ионов всех примесных элементов.

Для изучения зарядового состава ионов введем величину  $N^z / \sum N^i$ 

характеризующую нормированный выход ионов с зарядом z, в таблице приведены данные по нормированному выходу ионов элементов - примесей нержавеющей стали с зарядом z=+1,+2,+3, при  $q=2\cdot10^9$ BT/см<sup>2</sup> и d=0,2мм. Отметим, что значение d оптимально для выхода одно- и двухзарядных ионов, а ионы с z=+4 при этом значении d для примеси не зарегистрированы.

# Таблица.

Нормированный выход  $N^z / \sum_{i=1}^z N^i$  многозарядных примесных ионов при  $q = 2 \cdot 10^9 \text{Br/cm}^2$  и d = 0,2мм.

z	С	Р	S	Si	Cr	Mn	Ni	Мо	Молибденовая матрица	Примесь никеля в молибдене
+1	0,79	0,93	0,90	0,90	0,45	0,48	0,49	0,29	0,79	0,73
+2	0,21	0,04	0,05	0,06	0,52	0,50	0,47	0,65	0,19	0,21
+3	-	0,03	0,03	0,03	0,02	0,02	0,05	0,06	0,02	0,05

Как видно из таблицы, выход двух- и трехзарядных ионов для большинства элементов достаточно высок (при данных условиях воздействия) и для различных элементов составляет соответственно 6÷65 и 2÷6% от полного числа извлеченных

ионов всех зарядностей  $\sum_{i=1}^{z} N^{i}$ . При этом относительный выход двухзарядных

ионов легких элементов с A $\leq$ 30 на уровне 4 $\div$ 6%, а для ионов элементов средних (30<A<60) и тяжелых (A $\sim$ 100) он выше. Для тяжелых элементов максимум зарядового распределения приходится на ионы z=2, и их доля составляет более 60%. Наименьшая доля двухзарядных ионов при данных условиях наблюдается для P [10]. В этой таблице приведены также относительный выход ионов с z=+2,+3 молибденовой лазерной плазмы для тех же параметров лазерного излучения. В качестве образца использован молибден марки M4 (фольга) ГОСТ ТУ 48-19-245-77. Видно, что относительный выход ионов с z=+2,+3 для примесного молибдена в нержавеющей стали выше в 3 $\div$ 5 раза по сравнению с выходом ионов из чистого молибдена. Это свидетельствует о том, что в лазерной плазме происходит своеобразная закалка степени ионизации многозарядных ионов тяжелой примеси в плазменном сгустке более легкой матрицы, которая наблюдалась также в работе [11].

# ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При рассмотрении динамики развития и формирования плазменного сгустка мы использовали подход, обсужденный в [11,12], где отмечается, что часть кривой зависимости N(d) формируется, в основном, под влиянием ионизационных процессов. Тангенс угла наклона кривой зависимости N<sub>i</sub>(d) характеризует скорость нарастания количества ионов данного заряда. Это значит, что по результатам эксперимента (Puc.1) можно определить времена ионизации соответствующих атомов с соответствующими зарядами. Согласно [12], время ионизации можно определить

$$\tau^{-1} = \left[ -\ln \frac{N_i}{N_0} \right] \cdot \frac{U}{R}, \qquad (3)$$

где  $N_i-$  количество и<br/>онов,  $N_0-$  количество нейтральных атомов, превратившихся в <br/>ионы за время  $\tau_2-\tau_1,$ где  $\tau_2$  и <br/>  $\tau_1$  соответствуют диаметрам лазерного излучения<br/>  $d_2$  и

ЗАВИСИМОСТЬ ЗАРЯДОВОГО СОСТАВА ИОНОВ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ ОТ ДИАМЕТРА ФОКУСИРОВКИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКОМ АНАЛИЗЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ

d<sub>1</sub>; U – скорость движения плазменного сгустка, равная скорости звука; R=d/2. Подставляя соответствующие значения U, R, N<sub>i</sub> и N<sub>0</sub>, определяемые из эксперимента для z=1, получим среднее значение времени ионизации элементов примесей  $\tau_i$ =10<sup>-8</sup>с, что удовлетворительно согласуется с теоретическими оценками [13]. Следует отметить, что времена ионизации для различных элементов различны.

Зависимость времени ионизации от потенциала ионизации исследованных элементов примеси стали в двойном логарифмическом масштабе представлена на Рис.6. Она носит квадратичный характер. С другой стороны, согласно газодинамической теории плазмы [14] отношение времени ионизации атома одного элемента ко времени ионизации другого элемента определяется по формуле

$$\frac{\tau_i^x(z)}{\tau_i^y(z)} = \left[\frac{\varphi_i^x(z)}{\varphi_i^y(z)}\right]^2 \cdot ex \, p\left[\frac{\varphi_i^x(z) - \varphi_i^y(z)}{T_e}\right],\tag{4}$$

где T<sub>e</sub> – электронная температура плазменного сгустка.



Вычислив T<sub>e</sub>, можно определить относительные времена ионизации, т.е. тангенсы углов наклона кривых N<sup>2</sup>(d) (Рис.2). Это означает, что при одинаковой температуре плазменного сгустка T<sub>e</sub> (при постоянной q и d) и времени разлета одинаковом выход примесей ионов элементов должен временем определяться ионизации атомов этих элементов.

#### Рис.6.

Зависимость экспериментально определённых времён ионизации  $\tau_i$  атомов элементовпримеси от потенциалов ионизации (z=1,2,3) при  $q=10^9$ W/cm<sup>2</sup>.

Зависимость нормированного выхода ионов примесей нержавеющей стали с z=+1,+2,+3 от экспериментальных значений относительного времени ионизации атомов элементов-примесей показывает, что с увеличением времени ионизации элементов примесей выход ионов с увеличением заряда уменьшается. Следовательно, относительный выход ионов с зарядом  $N_i^{z+1}/N_i^z$  будет определяться величиной  $\tau_i(z)/\tau_i(z+1)$ , что позволяет понять данные, представленные в Таблице. Чем больше время ионизации атома данного элемента до иона с заданным зарядом, т.е. чем дольше будет ионизоваться атом до заряда z, тем меньшим будет зарегистрированное интегральное число ионов с данными z в плазме, эмитированных с единицы площади.

Известно, что плазма, образованная лазерным излучением с линейным размером R<sub>0</sub>, разлетается за время порядка времени жизни сгустка [15]

$$\tau_0 \sim R_0 / U \,. \tag{5}$$

Под временем жизни плазменного сгустка понимается время, за которое проходят все основные процессы. Необходимым требованием для ионизации атома

з.к.нурубейли, к.з.нуриев, а.м.гашимов, к.б.гурбанов, т.к.нурубейли, а.а.халафлы является превышение значения  $\tau_0$  над временем, необходимым для ионизации атома до иона с заданным зарядом  $\tau_i(z)$ , т.е.  $\tau_i(z) \le \tau_0$ .

Зная, что

$$U = \sqrt{\frac{zT_e}{M}},\tag{6}$$

где М – масса атома матрицы, и подставляя (6) в (5), можно получить, что при фиксированных q и d время жизни плазмы и, следовательно, время для полной ионизации атомов примеси определяется средней массой атомов матрицы и соответсвующими значениями  $\tau_i(z)$  элементов примесей, которые можно рассчитать по формуле (4).

Согласно динамике развития плазменного сгустка после ионизации идет процесс ускорения ионов как за счет градиента плотности в системе плазмавакуум, так и в двойном электрическом поле, возникающем в плазме за счет разделения зарядов [16]. Несмотря на относительную кратковременность этого процесса ( $10^{-10} \div 10^{-11}$ с) по сравнению с ионизацией и рекомбинацией, ускорение ионов приводит к значительной перестройке зарядовых отношений, сформированных в процессе ионизации. Эффективность процесса ускорения пропорциональна отношению z/M, что существенно отражается на относительном выходе ионов элементов-примесей с различными М. Влияние ускорения на выход ионов приводит к значительной плазмы состоит из двух конкурирующих процессов: вытяжки ионов из зоны рекомбинации на границу плазма-вакуум, приводящей к «закалке» ионизационного состояния, и процесса дополнительного ускорения ионов по сравнению с нейтральными атомами. Именно это создает условие для эффективной перезарядки ионов. Как отмечено выше убывающая часть зависимости N<sup>Z</sup>(d) определяет средние времена рекомбинации ионов  $\tau_p(3)$ 

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена динамика развития лазерно-плазменного сгустка, определены влияния параметров эксперимента (q и d) на процессы ионизации, ускорения и рекомбинации ионов, которые определяют выход одно- и многозарядных ионов матрицы и элементов примесей. Показано, что начальный размер сгустка является важным условием для получения примесных ионов заданного заряда. Обнаружена корреляция между максимальным выходом ионов матрицы и примесей и параметрами лазерного излучения (плотность и диаметр пятна фокусировки). Это позволит прогнозировать условия, при которых регистрируются ионы элементов примесей различной зарядности при наличии аналогичных зарядов матриц, спектр которых получается за более короткое время.

- 1. А.Р.Губаль, А.А.Ганеев, С.В.Потапов, Р.В.Тюкальцев, Дискриминация газовых компонентов и кластеров во времяпролетной масс-спектрометрии с импульсным тлеющим разрядом, Масс-спектрометрия, **6** №1 (2009) 67-76.
- 2. Г.И.Рамендик, Б.М.Манзон, Д.А.Тюрин, Квазиравновесная модель образования ионов в искровой и лазерной масс-спектрометрии, Журнал аналитической химии, **54** (1989) 996-1007.
- 3. Г.И.Рамендик, Связь воспроизводимости результатов массспектрометрического анализа со стабильностью выходной мощности лазерного излучения, Журнал аналитической химии, **38** (1983) 2036-2041.
- 4. И.Р.Щельпакова, А.И.Сапрыкина, О.И.Герасимова, Исследование процессов при облучении поверхности проводящих веществ мощным лазерным излучением, Журнал аналитической химии, **35** (1980) 629-634.

- 5. А.М.Гашимов, К.З.Нуриев, Салман Манучар, К.Б.Гурбанов, З.К.Нурубейли, Коэффициенты относительных чувствительностей для безэталонного анализа твердых веществ методом масс-спектрометрии вторичных ионов, Электронная обработка материалов, № 2 (2008) 98-104.
- 6. Ю.А.Быковский, В.Н.Неволин, Лазерная масс-спектрометрия, М., Энергоатомиздат, (1995) 141.
- 7. Н.Г.Басов, О.Н.Крохин, *Нагревание плазмы, образованной воздействием лазерного излучения на твердую мишень,* ЖЭТФ, **66** (1984) 171.
- 8. Ю.А.Быковский, С.М.Сильков, Ионизация атомов лазерной плазмы, М., Препринт МИФИ, № 004-86 (1986) 24.
- 9. С.М.Борискин, Лазерная плазма на поздних стадиях распространения, Докторская диссертация на соискание степени доктора физ.-мат. наук, М., МИФИ, (1988) 288.
- 10. П.П. Пресняков, В.П.Шевелько, Р.И.Янев, Элементарные процессы с участием многозарядных ионов, М., Энергоатомиздат, (1986) 200.
- 11. М.Р.Бедилов, Ю.А.Быковский, Д.Курматов, Квантовая электроника, **24** №8 (1997) 117-125.
- 12. Ю.А.Быковский, В.Т.Тимошин, И.Д.Лаптев, Высокочистые вещества, №2 (1998) 15-21.
- 13. Ю.В.Афанасьев, Н.Г.Басов, О.Н.Крохи, Взаимодействие мощного лазерного излучения с плазмой, М., Радиотехника, (1998) 253.
- 14. Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзе, Физика ударных волн и высокотемпературных явлений, М., Наука, (1966) 686.
- 15. Ю.А.Быковский, С.М.Сильков, *Рекомбинация ионов в лазерной плазме, М.* Препринт МИФИ, № 008-87 24.
- 16. А.М.Гашимов, К.З.Нуриев, К.Б.Гурбанов, З.К.Нурубейли, Т.К.Нурубейли, *Компенсация объемного заряда ионов во времяпролетном масс-анализаторе, ЖТФ*, **77** № 11 (2007) 123-127.
- 17.С.М.Сильнов, Лазерная плазма на поздних стадиях разлета, М. Наука, (2007) 226.

#### LAZER KÜTLƏ SPEKTROMETRİK ÖLÇMƏLƏRDƏ LAZER PLAZMASININ İON TƏRKİBİNƏ LAZER ŞÜASININ FOKUSLANMA DİAMETRİNİN TƏSİRİ

#### Z.K.NURUBƏYLİ, K.Z.NURİYEV, A.M.HƏŞİMOV, K.B.QURBANOV, T.K.NURUBƏYLİ, A.A.XƏLƏFLİ

İşdə lazer kütlə spektrometrlərində plazma kütləsində gedən prosseslərə baxılmış, kinetik yaxınlaşma üsulu lazer şüasına bərk maddəyə təsirinin şərtlərini təyin etməyə imkan verirmişdir. Göstərilmişdir ki, yaranan lazer plazmasının ilkin radiusu qarışıq ionların ionlaşma dərəcəsini təyin edir. Məlum olmuşdur ki, plazmanın ion tərkibinin formalaşmasında ionların sürətlənməsi və rekombinasiyası böyük rol oynayır.

# DEPENDENCE OF THE CHARGE COMPOSITION OF IONS IN LASER PLASMA ON THE RADIATION FOCUSING DIAMETER IN THE MASS-SPECTROMETRIC ANALYSIS OF SOLIDS

#### Z.K.NURUBEYLI, K.Z.NURIYEV, A.M.GASHIMOV, K.B.GURBANOV, T.K.NURUBEYLI, A.A.HALAFLI

The processes occurring in the plasma bunch in laser mass spectrometry, used a kinetic approach, which allowed us to determine the conditions of laser irradiation on a solid target. In particular, we show that the initial size of the plasmoid is an important condition for a given charge of the impurity ions. Found that, depending on experimental conditions, the predominant role in the formation of the ion beam composition played by the processes of recombination and the acceleration of ions in the plasma.

Редактор: И.Гасанов

# УДК 621.315.592

# ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНСИЯ ИОНОВ Тb<sup>3+</sup> В НАНОПЛЁНКАХ Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>

# Н.М.АБДУЛЛАЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ-1143, г. Баку, пр. Джавида, 33 nadir abdulla@physics.ab.az

поступила 20.08.2012		РЕФЕРАТ
принята к печати 12.09.2012		Исследована фотолюминесценция пленок Bi <sub>2</sub> Te <sub>2,7</sub> Se <sub>0,3</sub> <tb>,</tb>
		легированных тербием, полученных термическим
		напылением на стекло, отожженных при 200°С.
		Наблюдалась фотолюминесценция трехвалентных ионов
		тербия с интенсивной полосой 543нм при 77К.
Ключевые слова. тероии,	напыление,	Обсуждается возможность формирования оптически
безызлучательные переходы,	спектр	
возбуждения.	-	чувствительных тонкопленочных структур.

#### ВВЕДЕНИЕ

Исследование люминесценции, лежит в основе научно-технического направления квантовой электроники, конкретно находящее своё применение в усилителях света и генераторах стимулированного излучения. Важной особенностью люминесценции является то, что она способна проявляться при значительно низких температурах, так как не использует тепловую энергию излучающей системы, и, в сущности, состоит из излучательных переходов электронов атомов или молекул из возбуждённого состояния в основное. Независимо от способа возбуждения и длины волны возбуждающего света спектр люминесценции остается неизменным при данной температуре. Под влиянием температуры способность молекулы деформироваться растёт, и, как следствие, растёт вероятность безызлучательных переходов [1]. В работе [2] исследована фотолюминесценция высокотемпературных кремневых пленок, легированных эрбием с полосой 890нм, и наблюдаемые особенности интерпретированы как результат переходов в дефектах матрицы. Актуальность примеси ионов тербия Tb<sup>3+</sup>, как оптически активного материала, дается в [3,4], приводятся спектры фотолюминесценции в пленках. В [5,6] нанокристаллические тонкие пленки Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0.3</sub><Tb> и Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, выращенные на стеклянной подложке методом испарения вспышкой, отжига при 250С в водороде, обладают средним размером зерна 60нм и диаметром 40нм. В [7] пленки Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0.3</sub>, полученные на слюде лазерным методом напыления, оказались дефектными с плохой адгезией и с растрескиванием, пленки же на AlN/Si подложках сохраняются, имеют более высокую подвижность носителей и коэффициента Зеебека.

Целесообразность введения тербия в матрицу Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub> обусловлена возможностью получения оптически активных пленочных структур.

# МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ИЗГОТОВЛЕНИЕ ОБРАЗЦОВ

Нанопленки Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb> были получены методом «горячей стенки»: термическим испарением синтезированного вещества в вакууме 10<sup>-5</sup>мм рт. ст. на стеклянные подложки. Температура подложки поддерживалась при T=300 C Структура тонких пленок исследована с помощью атомно-силовой микроскопии. Толщина полученных наноплёнок варьировала в пределах 80÷120нм [8].

Термический отжиг полученных плёнок  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3} < Tb >$  проводился в вакууме, при температуре T=200 С в течении одного часа. Отжиг при температуре T=300 С может привести к проявлению нежелательного состава  $Bi_2Te_2Se$  в системе  $Bi_2Te_3$ - $Bi_2Se_3$  [9].

# ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНСИЯ ИОНОВ ТЬ<sup>3+</sup> В НАНОПЛЁНКАХ Ві<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb

Структурные исследования плёнок проводились на рентгеновском дифрактометре Bruker D8 Advance, а исследования рельефа поверхности плёнок Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb> - на атомно-силовом микроскопе марки AIST-NT (Tokyo Instr., Japan), которые свидетельствовали о значительной кристаллизации плёнок в результате отжига при температуре 200 С

Спектральные исследования проводились на 3D конфокальном рамановском микроскопе Nanofinder 30 (Tokyo Instr.) в геометрии обратного рассеяния. Длина волны возбуждения лазера составлял λ=400нм. Радиус падающего на плёнку лазерного луча был около 4мкм. Приёмником излучения служила охлаждаемая ССD камера (T~-70 C), работающая в режиме счёта фотонов, время экспозиции обычно составляло около 1 минуты. Мощность лазерного излучения менялась в пределах 0,01÷10мВт.

# РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В отличие от работы [10], где тонкие нанопленки теллурида висмута были получены осаждением, и в спектрах комбинационного рассеяния которых наблюдается распад состава на элементарные Bi и Te, нами термическим методом получены нанопленки  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ <Tb> однородного состава. Согласие между PCA, результатами комбинационного рассеяния и наблюдение рельефа поверхности атомно-силовой микроскопией пленок, полученных термическим испарением, позволяет считать, что система  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ <Tb> вполне стехиометрична [11, 12].

Ha Рис.1 приводим дифрактограмму тербием легированных пленок  $Bi_2Te_{2.7}Se_{0.3}$ <Tb>, сформированных на стекле до и после термообработки при T=200°C. В спектрах рентгеновской дифракции до термической обработки для образца (1) наблюдаются кристаллические фазы. Структура образца (2), подвергнутого термообработке при T=200°Схорошо индуцируется с гексагональной решеткой структуры поликристалла Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> (a=0,43835, c=3,0487нм; пр.гр.D<sup>5</sup><sub>3d</sub>, R<sub>3m</sub>, Z=3) и согласуется с данными [13]. На рентгенограмме наблюдаются абсолютно все рефлексы, обладающие сильной и средней интенсивностями, характерными для данной структуры. Можно полагать. анализируемая пленка представляет собой твердый раствор поликристаллической структуры Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0.3</sub><Tb>. В работе [14] по краю поглощения Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub> определены энергетические щели, соответствующие Е1=0,18эВ и Е2=0,38эВ. Из оптических исследований видно, что тип перехода является непрямым



Рис.1.

Дифрактограмма легированных тербием пленок Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>, сформированных на стекле до (1) и после термообработки (2) при T=200 °C.

#### Н.М.АБДУЛЛАЕВ

Нами исследована температурная зависимость фотолюминесценции отожженных плёнок  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3} < Tb >$ , сформированных на аморфной стеклянной подложке. Изучалась зависимость максимума интенсивности на границе видимого ближнего и инфракрасного излучения ( $\lambda$ =710нм) от температуры пленочного образца, при температурах (77К,150К, 220К,300К). Результаты исследований спектров фотолюминесценции плёнок  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3} < Tb >$ , отожжённых при температуре T=200°C, приведены на Рис.2. Как видно из рисунка, при температуре 300К в видимой области спектра наблюдается широкополосная фотолюминесценция с двумя максимумами примерно при 543нм и 710нм.



Величина интенсивности в максимуме в спектре фотолюминесценции при 710нм по интенсивности при T=300К значительно больше, чем в максимуме при 543нм. Хорошо заметно, что по мере уменьшения температуры величина интенсивности фотолюминесценции в максимуме при 710нм уменьшается, а интенсивность фотолюминесценции в максимуме при 543нм возрастает.

#### Рис. 2.

Спектры люминесценции легированных тербием пленок Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>, отожженных при T=200°C, измеренные при T=77K, T=150K, T=220K, T=300K.

В спектре люминесценции (ФЛ) при 300К пленок, сформированных на стеклянных подложках, после отжига при температуре T=200°С обнаружены широкие полосы в области длин волн 550, 720нм, излучательные переходы соответствующие 710, 770, 800нм, связанные с переходами в дефектах матрицы Bi<sub>2</sub>Te<sub>2.7</sub>Se<sub>0.3</sub><Tb>.

В спектре возбуждения люминесценции в области 250÷400нм, где есть вероятность наблюдения пиков, соответствующих возбуждению тербия через дефекты в аморфной матрице [4], при температуре 77К разрешенных полос нами не наблюдалось.

С понижением температуры пленок с 300К до 77К в спектрах появляются более четкие полосы безызлучательных переходов, соответствующих оптическим переходам трехвалентных ионов тербия в пленках  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3} < Tb >$ . В исследуемых пленках выявлен ряд полос люминесценции  ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_j$  (j=3,4,5,6); 453нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_6$ ); 460нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_6$ ); 488нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_6$ ); 522нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 525нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 543нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 552нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 552нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 552нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 525нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 543нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 552нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 575нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_4$ ); 592нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_4$ ); 624нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_5$ ); 645нм ( ${}^5D_4 \rightarrow {}^7F_3$ ). Такой ход зависимости объясняется тем, что одновременно с излучательными переходами происходят безызлучательные переходы. При уменьшении температуры количество фононов уменьшается и, как следствие, растёт вероятность безызлучательных переходов. Безызлучательные переходы наблюдаются в интервале энергий E=0,2÷1,8eV. При температуре 300К интенсивность излучательных переходов возрастает, достигает максимума как в [15].

Проведенные эксперименты позволяют предположить, что полученные термическим напылением, легированные тербием нанопленки  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ <Tb>, сформированные на аморфной стеклянной подложке и отожженные при T=200°C, могут способствовать фор-

### ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНСИЯ ИОНОВ ТЬ<sup>3+</sup> В НАНОПЛЁНКАХ Ві<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb

мированию люминесцентных структур.

Эти пики в пленках Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb> выявлены впервые и интерпретированы в силу ее особенностей как результат переходов в дефектах матрицы Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>.

# ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что для нанопленок Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb> значение полуширины спектров люминесценции характеризуется распределением размеров кристаллов в большом диапазоне.

Показано, что ионы тербия успешно внедрены в нанопленки Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>. Полученная таким образом люминесценция структуры при 77К характеризуется зеленым излучением 543нм, где высокая интенсивность достигается при возбуждении через низкоспиновые 5d переходы, характерные для примеси ионов Tb<sup>3+</sup>.

Автор выражает благодарность за помощь в измерениях Н.А.Абдуллаеву по фотолюминесценции и сотрудникам лаборатории «Структура и структурные изменения», «Физика неравновесных электронных процессов в полупроводниках».

- 1. D.Harvey, Modern Analytical Chemistry, Boston, (2000) 798.
- 2. Н.А.Власенко, Н.В.Сопинский, Е.Г.Гуле, В.В.Стрельчук, П.Ф.Олексенко, Л.И.Велигура, А.С.Николенко, Влияние легирования фторидом эрбия на фотолюминесценцию пленок SiOx, ФТП, **46** (2012) 38-43.
- 3. A.Podhorodeckia, N.V.Gaponenkob, M.Banska, M.V.Rudenkob, L.S.Khoroshkob, A.Sieradzkia, J.Misiewicza, *Green emission from barium–strontium titanate matrix introducedinto nano-porous anodic alumina, Optical Materials*, **34** (2012) 1570–1574.
- 4. Т.Ким, Н.В.Гапоненко, Е.А.Степанова, Г.К.Маляревич, А.В.Мудрый, Фотолюминесценция ионов Tb<sup>3+</sup>в ксерогелях титаната бария-стронция-кальция, Журнал Прикладной Спектроскопии, **76** (2009) 542-546.
- 5. M.Takashiri, M.Takiishi, S.Tanaka, K.Miyazaki, H.Tsukamoto, *Thermoelectric properties* of n-type nanocrystalline bismuth-telluride-based thin films deposited by flash evaporation. J. Appl. Phys, **101** (2007) 074301-5.
- 6. D.A.Borca-Tasciuc, G.Chen, A.Prieto, M.S.Martín-González, A.Stacy, T.Sands, M.A.Ryan, and J.P.Fleurial, *Thermal properties of electrodeposited bismuth telluride nanowires embedded in amorphous alumina, Appl. Phys. Lett.*, **85** (2004) 6001-6004.
- 7. S.Makala, K.Jagannadham, and B.C.Sales, *Pulsed laser deposition of Bi*<sub>2</sub>*Te*<sub>3</sub> based thermoelectric thin films, J. Appl. Phys., **94** (2003) 3907-3919.
- 8. С.И.Мехтиева, Н.М.Абдуллаев, Н.Р.Меммедов, М.А.Рамазанов, А.М.Керимова, Исследование влияния отжига на структуру пленок Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub>, ФТП, 44 (2010) 853-856.
- 9. Б.М.Гольцман, В.А.Кудинов, И.А.Смирнов, Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>, M., Hayka, (1972) 25.
- 10. V.Russo, A.Bailini, M.Zamboni, M.Passoni, C.Conti, A.Li Bassi', C.E.Bottani, *Raman spectroscopy of Bi-Te thin films, Journal of Raman Spectroscopy*, **39** (2008) 205–210.
- 11. Anabela G.Rolo, Luís M.Gonçalves, Pedro Alpuim, *First order Raman scattering in Bi*<sub>2</sub>*Te*<sub>3</sub> *thin films on flexible substrate The Conference Engen*<sup>TM</sup> *science 24 Conference*, **12** (2008) 20.
- 12. А.М.Керимова Н.А.Абдуллаев, Н.М.Абдуллаев, Н.Т.Мамедов, Особенности комбинационного рассеяния света в тонких плёнках Bi<sub>2</sub>(Te<sub>0,9</sub>Se<sub>0,1</sub>)<sub>3</sub>, Azerbaijan Nationali Akademy of Scienses, Transactions, XXXII 2 (2012) 81-88.
- 13. Н.М.Абдуллаев, Рентгенографическое исследование плёнок Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> <Tb> и Bi<sub>2</sub>Te<sub>3</sub>-Bi<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> <Cl>, Azerbaijan Nationali Akademy of Scienses, Physics, XIV 4 (2008) 43.

- 14. F.S.Bahabri, Investigation of the Structural and Optical Properties of Bismuth Telluride (Bi2Te3) Thin Films, Life Science Journal, 9 №1 (2012) 290-294.
- 15. А.М.Магеррамов, М.Б.Мурадов, Я.М.Елчиев, Н.Г.Дарвишов, *Наночастицы GaSe,* сформированные в объеме стеклянной матрицы, *Нанотехника*, **1** (2006) 73-75.

# Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb> NANOTƏBƏQƏLƏRİNDƏ Tb<sup>3+</sup> İONLARININ FOTOLYUMİNESTSENSİYASI

#### N.M.ABDULLAYEV

Termik buxarlandirma üsulu ilə şüşə üzərinə çökdürülmüş, terbiumla aşgarlanmış, 200°C də tavlı, 77K də 543 m intensivlikli zolağı ilə  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ <br/>Tb> nanotəbəqələrində üçvalentli terbium ionlarının fotolyuminessensiyası müşahidə edilmuşdur. Nanotəbəqəli, optik həssas qurqluşların formalaşdırılması imkanı araşdırılır.

# PHOTOLUMINESCENCE OF Tb<sup>3+</sup> IONS IN NANOFILMS Bi<sub>2</sub>Te<sub>2,7</sub>Se<sub>0,3</sub><Tb>

#### N.M.ABDULLAEV

Photoluminescence  $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3}$ <Tb> films, doped terbium, obtained by thermal evaporation on glass, annealed at 200°C, has been observed in the photoluminescence of trivalent terbium ions with an intense band of 543nm at 77K. The possibility of the formation of optically sensitive nano-film structures has been discussed.

Редактор: О.Тагиев

# УДК 621.315.592

# ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ InP<Fe> , ОБЛУЧЕННЫХ γ-КВАНТАМИ В ИК ОБЛАСТИ

# М.И.АЛИЕВ, Ш.Ш.РАШИДОВА, М.А.ГУСЕЙНЛИ, И.М.АЛИЕВ

Институт Физики НАН Азербайджана AZ1143, Баку, пр. Г.Джавида, 33 sh.sh.rashidova@gmail.com

поступила 20.08.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати 12.09.2012	Исследованы спектры пропускания монокристаллов
	InP <fe>, облученных гамма-квантами дозами 10 и 35кГр.</fe>
	Обнаружено, что при облучении происходит подавление
Ключевые слова: InP <fe> гамма кванты</fe>	дефектов E=0.42 и E=0.26эВ, что приводит к образованию
антиструктурные дефекты, межузельный атом	комплексов, содержащих атомы железа и вакансии фосфора, и антиструктурные дефекты In <sub>P</sub> .

В последние годы легированный железом фосфид индия является объектом исследования различными методами спектроскопии, включая ИК-оптического поглощения, оптическую спектроскопии глубоких уровней, и т.д. Цель этих исследований определить физические характеристики примесных центров железа и определить энергии глубоких акцепторных уровней железа в запрещенной зоне InP. Несмотря на то, что электронная структура центров железа изучена достаточно хорошо, природа взаимодействия таких центров с природными дефектами остается невыясненной. Эта проблема имеет важное прикладное значение, так как легированный железом полуизолирующей InP является наиболее перспективным материалом для изготовления подложек различных приборов, которые подвергаются тепловым воздействиям.

Поскольку InP-полупроводниковое соединение, имеется большая вероятность того, что различные виды точечных дефектов будут образовываться во время теплового воздействия. При определенных условиях концентрация природных дефектов может превышать содержания дефектов железа на величину двух порядков [1-2].

В данной работе представлены результаты экспериментальных исследований по дефектообразованию в облученных гамма квантами кристаллах InP<Fe>. Измерены спектры пропускания кристаллов InP, легированных железом до и после гамма облучения на изотопном источнике <sup>60</sup>Со мощностью дозой 1.03 Гр/с при комнатной температуре.ИК спектры пропускания измерялись на спектрофотометре Specord 71-IR (Carl Zeiss) в области частот 4600-6500 см<sup>-1</sup> при 300 К с помощью разработанной ячейки окнами из GaF<sub>2</sub>, позволяющей получать спектры гамма облученных образцов.

Как видно из Рис.1 и Таблицы, с увеличением дозы гамма-облучения до  $35\kappa\Gamma p$  в исследуемых кристаллов происходит ухудшение оптических свойств и пропускание уменьшается в два раза. При этом наиболее устойчивым к воздействию гамма-радиации является уровень  $E_3=0.28\text{eV}$ . Наблюдается уширение радиационных дефектов  $E_9=0.37\text{eV}$  и  $E_{10}=0.24\text{eV}$ , которые соответствуют комплексам, содержащим антиструктурные дефекты  $\ln_P$  и атомы железа [4], исчезают уровни  $E_2$ ,  $E_4$ - $E_7$ .

В работе [3] методом фотолюминесценции и фотоиндуцированной спектроскопии (PLTCS) изучалась диффузия примеси железа в полуизолирующем InP<Fe> при высокой температуре. По сравнению с отожженными нелегированными кристаллами InP было найдено, что число дефектов в InP<Fe> уменьшается и образуются антиструктурные дефекты In<sub>P</sub>.

По результатом исследования методом PLTCS диффузированных железом и нелегированных полуизолирущих InP видны явные различия: в Fe диффузионном полупроводников InP наблюдается только два дефекта вблизи энергии активации (уровней)



0.20 и 0.64эВ. Это сильно отличается от 5-ти дефектов, обнаруженных в нелегированном InP (0.22, 0.25, 0.37, 0.51, 0.63эВ).

Методом оптического поглощения в легированном железом образцах InP были обнаружены уровни  $E_1$ - $E_8$  (0.1, 0.12, 0.15, 0.2, 0.26, 0.28, 0.44, 0.53эB) (кр.1 на Рис.1) [4].

# Рис.1.

Спектры пропускания кристаллов InP<Fe> до облучения (кривая1) и после облучения дозой 10кГр (кривая2) и дозой 35кГр (кривая3).

# Таблица.

Уровни энергии активации в кристаллах InP<Fe>, облученных гамма-квантами.

Образцы	E <sub>1</sub>	E <sub>2</sub>	E <sub>3</sub>	E <sub>4</sub>	E <sub>5</sub>	E <sub>6</sub>	E <sub>7</sub>	E <sub>8</sub>	E9	E <sub>10</sub>	E <sub>11</sub>
До	0.51	0.42	0.28	0.26	0.2	0.15	0.12	0.1			
После											
Д=10кГр	0.51	0.42	0.28		0.2			0,1	0.37	0.24	
Д=30кГр	0.51	0.42	0.28					0.1	0.37	0.24	

Кристаллы InP обычно выращивают с избытком индия [5], причем кристаллы содержат вакансии индия  $V_{In}$  и межузельные атомы In<sub>i</sub>, образующиеся при осаждении нестехиометрических кристаллов за счет распада твердого раствора. При облучении кристаллов быстрыми нейтронами образуются дефекты Френкеля за счет столкновения нейтронов с атомами [6-7].

Как известно, простейшими собственными точечными дефектами в кристаллической решетки соединений  $A^3B^5$  являются вакансии, межузельные атомы и антиструктурные дефекты. Эти дефекты могут образовывать комплексы между собой, а также с атомами легирующих и остаточных примесей [8]. Как видно из рисунка, после облучения образуется уровень с энергией активации  $E_9$ =0.37эВ. Уширение и смешение с увеличением дозы облучения можно объяснить первичными дефектами, (связанными с решеткой атома индия), так как минимальная энергия гамма квантов, необходимая для образования дефектов в подрешетке индия больше соответствующего значения для подрешетки фосфора [9].

С увеличением дозы облучении до 35кГр уровни  $E_1$ ,  $E_3$ ,  $E_9$  и  $E_{10}$  сохраняются, уровень  $E_3$ =0.289В не изменяется, происходит сужение уровня  $E_1$ =0.539В, а уровни  $E_9$  и  $E_{10}$  уширяются. После облучения дозой 10 кГр (кр.2) наблюдается подавление дефектов  $E_6$  и  $E_7$ , затем с дальнейшим увеличением дозы облучения уровень с энергией активации  $E_5$ =0.29B (кр.3) также исчезает.

Отметим, что в недиффузионном легированном железом образце после облучения имеет место диффузия железа, при этом диффузия и подавление дефектов коррелирует между собой. Этот факт показывает, что железо замещает индий в кристаллах решетки фосфида индия и действует на эффективный глубокий центр компенсации в InP<Fe> [4].

Примесь железа при облучении кристаллов гамма-квантами занимает положение индия. Отметим, что при выращивании InP могут появляться комплексы, содержащие вакансии водорода [10-11]. Экспериментальные исследования показывают что, эти комплексы уничтожаются после облучения и в InP образуются вакансия индия [12]. Это объясняет тот факт, что дефектов в легированных железом кристаллах InP больше, чем в диффундированном железом Fe(D) кристаллах.

Как известно, в процессе облучения идет ионизация, а также образуются вакансии и внедрения атомов. После облучение монокристаллов InP < Fe > наблюдается уровень с энергией  $E_{10}=0.24$  в и с дальнейшем увеличением дозы облучения происходит уширение полосы поглощения. В виде слабого плеча этот уровень ранее наблюдалось методом НЕСГУ при облучения n-InP электронами с энергией E=1MэВ при 25К [13] и протонами с E=100кэВ при 4 и 77К [14].

В диодных структурах Fe-p-InP исследовался механизм токопрохождения и его зависимость от освещения и магнитного поля; по температурной зависимости прямого тока структуры Fe-p-InP определена энергия активации E=0.24эВ при 130К, соответствующей положению глубокого компенсированного примесного уровня. Утверждалось, что уровень E=0.24эВ является электрически активным дефектом, вызванным облучением. Поперечное сечение захвата для электронов ловушки при E=0.24эВ было 3·10<sup>-20</sup> см<sup>2</sup> [2, 15].

Уровень E<sub>4</sub> с энергией 0.26эВ, как видно из рис.1, после облучения почти исчезает. Авторы работы [16] предполагают, что этот дефект является дырочной ловушкой, связанной с вакансии индия, так как он был обнаружен только в полуизолирующих InP образцах, но не в п-типа полупроводниках InP. Уровень 0.24 не являются первичным дефектом, т.е. он не вызван непосредственно атомными смешениями, но вторичным дефектам, обусловленными взаимодействие первичных дефектов между собой и примесью. Уширения уровней E=0.37 и E=0.24эВ связаны с исчезновением уровней с энергиями E=0.42 и E=0.26эВ, соответственно, что позволяет заключить что подавление уровней E<sub>2</sub> и E<sub>4</sub> с увеличением дозы облучения приводит к образованию комплексов FeV<sub>P</sub>. Уширения и смещения уровней E<sub>9</sub> и E<sub>10</sub> связаны с образованием комплексов, состоящих из атома железа и вакансии фосфора. Можно заключить, что с увеличением дозы облучения гамма-квантами кристаллов InP<Fe>, примеси железа, диффундируя, коррелируют между диффузией железа и подавлением дефектов.

# выводы

- С увеличением дозы облучения γ-квантами до 35кГр в кристаллах InP<Fe> наблюдается ухудшения прозрачности приблизительно в два раза по сравнению с необлученными.
- Установлено, что дефект с уровнем E<sub>3</sub>=0.28эВ остается как и при облучении более слабой дозой 10кГр также радиационно-стойким.
- Уширения уровней E=0.37 и E=0.24эВ связаны практически с исчезновением уровней E=0.42 и E=0.26эВ, соответственно, что позволяет заключить, что подавление этих уровней приводит к образованию комплексов, содержащих атомы железа и вакансии фосфора, FeV<sub>P</sub>.
- V.P.Saveliev, M.A.Pogarsky, V.N.Romanov, A.E.Vasiliev, A.S.Starovoitov, Influence of native defects on formation absorption spectra of InP<Fe> crystals, SPIE, 4627 (2002) 99-101.
- 2. С.В.Слободчиков, Х.М.Салихов, Б.Е.Саморуков, Токоперенос в диодных структурах *Fe-p-InP*, ФТП, **37** (2003) 192-195.
- 3. Y.W.Zhao, H.W.Dong, Creation and suppression of point defects through kick-out

substitution process of Fe in InP, Applied Physics Letters, 80 (2002) 2878-2882.

- 4. М.И.Алиев, Ш.Ш.Рашидова, М.А.Гусейнли, И.М.Алиев, Н.Н.Гаджиева, Дефектообразование в гамма-облученных кристаллах InP<Fe>, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences Physics and Astronomy, XXX №5 (2010) 49-51.
- 5. L.A.Charnig, K.D.Scherbatchev, V.T.Bublic, *Microdefects density determination by x-ray normalized over thermal diffuse scattering, Physics Status Solidi,* **128** (1991) 303-306.
- 6. Н.Г.Колин, Д.И.Меркурисов, С.П.Соловьев, Электрофизические свойства ядернолегированного фосфида индия, ФТП, **34** (2000) 157-163.
- 7. Н.Г.Колин, Д.И.Меркурисов, С.П.Соловьев, Электрофизические свойства InP, облученного быстрыми нейтронами реактора, ФТП, **34** (2000) 153-156.
- 8. М.Г.Мильвидский, В.В.Освенский, Структурные дефекты в полупроводников, Москва, «Металлургия», (1984) 256.
- 9. A.Sibille, J.Suski, G.le Roux, Energy and orientation dependence of electron-irradiationinduced defects in InP, Phys. Rev., **B 30** (1984) 1119-1123.
- Y.W.Zhao, X.L.Xu, M.Gong, Radiation defects introduction in InP, Appliied Physics Letters, 72 (1998) 2126-2130.R.Darwich, B.Pajot, B.Rose, Interstitial and substitutional Fe in InP, Physics Review B, 48 (1993) 17790-17793.
- 12. C.P.Ewels, Vacancy and acceptor-H complexes in InP, Semiconductor Science Technology, **11** (1996) 302-306.
- 13. J.Suski, A.Sibille, I.Bourgoin, *Defects in low temperature electron irradiated InP, Solid State Communication*, **49** (1984) 875-878.
- 14. S.Loualiche, P.Rojo, G.Guylot, A.Nouailhat, Infrared study and characterization of Zn diffused InP, Physics Review. 1984.v.19 №3 p.241-244
- 15. J.Suski, I.C.Bourqoin, H.Lim, *Defects induced by electron irradiation in InP, Journal of Appllied Physics*, **54** (1983) 2852-2856.
- 16. Y.W.Zhao, Z.Y.Dong, Annihilation of deep level defects in InP through high temperature annealing, Journal of Physics and Chemistry of Solids, **69** (2008) 551-554.

# γ- KVANTLARLA ŞÜALANDIRILMIŞ InP<FE> MONOKRİSTALLARININ OPTİK XASSƏLƏRİ

# M.İ.ƏLİYEV, Ş.Ş.RƏŞİDOVA, M.A.HÜSEYNLİ, İ.M.ƏLİYEV

10 və 35kGr dozada qamma kvantlarla şüalandırılmış InP<Fe> monokristallarının buraxma spektrləri tədqiq edilmişdir. Müəyyən olunmuşdur ki, şualanma zamani E=0.42 və E=0.26eV səviyyələrinin praktiki olaraq yox olması FeV<sub>p</sub> komplekslərinin və In<sub>P</sub> antistruktur defektlərinin əmələ gəlməsinə səbəb olur.

# OPTICAL PROPERTIES OF γ-IRRADIATED InP<FE> SINGLE CRYSTALS IN IR REGION

# M.I.ALIEV, Sh.SH.RASHIDOVA, M.A.GUSEYNLI, I.M.ALIEV

The transmission spectra of InP<Fe> single crystals, irradiated with doses of gamma-quanta of 10 and 35kGr have been investigated. It has been revealed that under irradiation E=0.42 and E=0.26eV defects suppression have obtained, which have led to formation of FeV<sub>P</sub> complex and In<sub>P</sub> antisite defects.

# УДК 541.15

# РАДИАЦИОННО-ГЕТЕРОГЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СМЕСИ ВОДА-ГЕКСАН

#### Т.Н. АГАЕВ, И.А.МАМЕДЪЯРОВА

Институт Радиационных Проблем НАН Азербайджана AZ 1143, г.Баку, пр.Б.Вахабзаде, 9 agayevteymur@rambler.ru

поступила: 20.08.2012 принята к печати: 12.09.2012	РЕФЕРАТ Приведены результаты гетерогенного радиолиза гексана и смеси вода-гексан в присутствии γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> при различных
Ключевые слова: термолиз, терморадиолиз, у-излучение	выход молекулярного водорода G(H <sub>2</sub> ) увеличивается с повышением содержания гексана.

# ВВЕДЕНИЕ

С целью повышения скорости получения энергоносителя из смеси вода-н-гексан использованы катализаторы радиолитических процессов разложения. Известно, что среди оксидных катализаторов радиолитических процессов разложения воды и углеводородов по каталитической активности и радиационной стойкости выделяется  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> [1,2]. Для дальнейшей практической реализации гетерогенно-радиолитических процессов катализаторы должны быть дешевыми и доступными.  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> является классическим катализатором для изучения закономерностей радиационно-каталитических процессов. Учитывая это, в работе в качестве катализатора для процессов получения энергоносителей из смеси вода-н-гексан использовался  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. Представленная работа посвящена исследованию кинетики накопления молекулярного водорода при радиолизе вода-н-гексан в присутствии  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> при различных температурах.

### МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Радиолиз системы вода-н-гексан проводился в статических условиях в запаянных ампулах под действием γ- излучения. Заполнение ампул компонентами системы проводилось из их парообразного состояния на вакуумно-адсорбционной установке. Точность заполнения ампул составляет примерно ±0,001. Запаивание ампул проведено при замораживании компонентов до 77К. Экспериментально подтверждено, что при запаивание ампул с образцами превращения углеводородов не происходит.

Ампулы с образцами облучали на изотопном источнике  $\gamma$ - квантов <sup>60</sup>Со. Дозиметрия источника проводилась химическими методами: ферросулфатным, гексановым [3]. Поглощенную дозу в исследуемых системах рассчитывали путем сравнения электронных плотностей исследуемых и дозиметрических систем [3,5]. При расчете мощности поглощенной дозы облучения системой вода-н-гексан учитывали содержание каждого компонента. Значение мощности поглощенной дозы облучения, определяемое ферросулфатным методом, составляло  $D_{до3}=1,42\Gamma p/c$ . Для компонентов исследуемых систем это значение определялось из выражения  $D_{вода}=0,98D_{до3}$  для воды и  $D_{гексан}=0,66D_{до3}$  для гексана. Для всех систем рассчитанные значения поглощенной дозы определены с учетом состава и электронной плотности.

Ампулы вскрывали в специальной ячейке, откуда продукты радиолиза поступали в колонку хроматографа. Анализ H<sub>2</sub>, CO, O<sub>2</sub> проведен на газоанализаторе «Газохром-3101». Использовали дистиллированную воду, н-гексан марки «х.ч.». Чистоту н-гексана проверяли хроматографическим методом.

# Т.Н.АГАЕВ, И.А.МАМЕДЪЯРОВА РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Изучена кинетика накопления молекулярного водорода при гетерогенном радиолизе н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и смеси H<sub>2</sub>O-н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> при T=300К. В стационарном режиме проводился радиолиз отдельных компонентов системы в присутствии катализатора. Количество катализатора в ячейке составляло 0,4г. Соотношение масс катализатора и смеси вода-н-гексан выбиралось равным 1:1. В Таблице 1 приведены значения мощности поглощенной дозы облучения при различных соотношениях воды и гексана.

# Таблица 1.

Значение мощности поглощенной дозы облучения при различных соотношениях воды и гексана

Система	Поглощенная мощность лозы общей системы Гр/с	Поглощенная мощность дозы алсорбированной фазой
γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +н-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	0,85	0,27
γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +88,5%н-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> +11,5%H <sub>2</sub> O	0,87	0,33
γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +50% н-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> +50% H <sub>2</sub> O	0,92	0,38
γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +11,5%н-C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> +88,5%H <sub>2</sub> O	0,96	0,28

Для γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> поглощенная доза излучения составляет D<sub>погл.</sub>=0,96D<sub>доз</sub>. Для сравнения с характеристиками радиационно-каталитической активности гомогенных систем рассчитаны радиационно-химические выходы H<sub>2</sub> с учетом энергии, поглощенной веществом, подвергающимся радиолизу. На Puc.1. приведены кинетические кривые накопления молекулярного водорода при радиационно-каталитическом разложении гексана и системы



вода-н-гексан. На основе начальных линейных участков кинетических кривых определены значения скорости накопления и радиационно-химического выхода молекулярного водорода.

# Рис.1.

Кинетика накопления молекулярного водорода при гетерогенном радиолизе н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и смеси н-

 $C_6H_{14}$ +H<sub>2</sub>O при T=300К и D=1.01 Гр/с: 1. γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + H-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>; 2. 88,5% H-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> + 11,5% H<sub>2</sub>O; 3. 50% H-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> + 50% H<sub>2</sub>O; 4. 11,5% H-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> + 88,5% H<sub>2</sub>O.

Для выявления вклада катализатора в процесс радиолитического разложения веществ определены значения радиационно-химического выхода водорода, рассчитанные по энергии ионизирующего излучения, поглощенной адсорбированной фазой G<sub>алс</sub>(H<sub>2</sub>).

# Таблица 2.

Значения радиационно-химического выхода водорода при различных соотношении углеводородов.

Система	γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +88,5% C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> + 11,5% H <sub>2</sub> O	$\begin{array}{c} \gamma \text{-} Al_2 O_3 \text{+} 50\% \ C_6 H_{14} \\ \text{+} 50\% \ H_2 O \end{array}$	γ-Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> +11,5%C <sub>6</sub> H <sub>14</sub> + 88,5% H <sub>2</sub> O
G <sub>адс</sub> (H <sub>2</sub> ),молек/100эВ	22,25	13,5	8	4,4

Как видно значение выхода водорода уменьшается при переходе от гексана к системе вода-н-гексан, причем это уменьшение пропорционально уменьшению гексана в смеси. Сравнение значений G<sub>адс</sub>(H<sub>2</sub>)=22,25мол./100эВ при гетерогенном радиолизе н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> со значением G(H<sub>2</sub>)=5,5мол./100эВ при гомогенном радиолизе н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> в идентичных
условиях свидетельствует о том, что γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> обладает радиационно-каталитической активностью в процессе разложения н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>.



Также изучена кинетика накопления продуктов при углеводородных радиолизе  $\gamma - Al_2O_3 + 50\%$ н-С<sub>6</sub>Н<sub>14</sub>+50% системы  $H_2O$ . Кинетические кривые накопления углеводородов приведены на Рис.2, а значения радиационнохимических выходов, определенных на основе этих кривых приведены в Таблице 3.

#### Рис. 2.

Кинетика накопления углеводородов при радиолизе системы  $\gamma\text{-}Al_2O_3\text{+}n\text{-}C_6H_{14}\text{+}H_2O$  при T=300K и мощности

дозы D = 0,9 Гр/сек.:1-Пентан, 2-Бутан, 3-Метан, 4-Этан, 5-Пропан.

**Таблица 3.** Значения радиационно-химических выходов для различных углеводородов.

Углеводороды	метан	этан	пропан	бутан	пентан	Гексен
G <sub>адс,</sub> молек/100эВ	4,5	5,2	6,7	3,7	2,7	9

Влияние температуры на скорость накопления и значение радиационно-химических выходов продуктов при радиационно-каталитическом разложении воды и системы вода-нгексан в присутствии у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> изучено в интервале температур 300-673К. При этом выявлено, что увеличение температуры от 300К до 673К по-разному влияет на выход молекулярного водорода при гетерогенном радиолизе различных систем. Эффект температуры растет с увеличением содержания н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> в смеси. При С<sub>20кс</sub>=0, что соответствует выходу водорода при радиолизе чистой воды, выход равен 0,45мол./100эВ и зависимость при этом носит линейный характер. В частности, зависимость может быть описана функцией G(H<sub>2</sub>)=0,28C<sub>гекс</sub>+0,45. При гетерогенном радиолизе чистой воды обратные рекомбинационные процессы первичных продуктов радиолиза преобладают над процессами образования H<sub>2</sub> по реакции H+H→H<sub>2</sub>. Поэтому выход H<sub>2</sub> при T=673K составляет G(H<sub>2</sub>)=1,5мол./100эВ. При полной трансформации промежуточных атомов водорода, образовавшихся при радиационно-каталитическом разложении H<sub>2</sub>O и н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>, в молекулы H<sub>2</sub> выход водорода достигает G(H<sub>2</sub>)=3,5мол./100эВ. Наблюдаемые выходы молекулярного водорода при радиационно-каталитическом разложении смеси H<sub>2</sub>O+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> при большом содержании C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> превышают эти значения. Это свидетельствует о том, что в углеводородсодержащих смесях происходят вторичные процессы трансформации первичных продуктов радиолиза в молекулярный водород:

$$H + H_2O \rightarrow H_2 + OH, \tag{1}$$

$$OH + H - C_6 H_{14} \to H_2 O + H - C_6 H_{13}, \qquad (2)$$

$$H + H - C_6 H_{14} \rightarrow H_2 + H - C_6 H_{13}$$
 (3)

Процессы (1) – (3) требуют определенной энергии активации ( $E_{akt}$ ), причем  $E_{akt}$  процесса (3) меньше, чем (2) [3], поэтому с увеличением содержания н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и температуры процесса в смеси выход водорода растет. Наблюдаемый выход молекулярного водорода при радиационно-каталитическом разложении H<sub>2</sub>O+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> при T=673K и содержаниях C<sub>гексан</sub> $\geq$ 50 вес.% составляет G(H<sub>2</sub>) $\geq$ 15 мол./100эB, а в случае чистого н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> - G(H<sub>2</sub>)=28мол./100эB. Такие значения свидетельствует о том, что в этих условиях имеет

место цепной режим трансформации первичных продуктов разложения  $H_2O+H-C_6H_{14}$  в молекулярный водород. На Рис.3. приведена кинетика накопления водорода



при радиолизе и термолизе системы  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> при T=673K и мощности дозы  $\dot{D}$  =1,01Гр/с. Видно, что радиация увеличивает выход водорода в 4 раза по сравнению с термолизом при одинаковых временах воздействия.

#### **Рис.3.** Кинетика накопления молекулярного водорода при терморадиолизе (2) и термолизе (1) системы γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> +

#### $C_6H_{14}$ при T=673К и мощности дозы D=1,01 Гр/с.

Для учета доли радиации при радиационно-термическом воздействии на систему были найдены скорости накопления водорода при терморадиолизе и термолизе, а затем вычислена их разница  $\Delta W$ , которая и служит показателем роли облучения. При вычислении радиационно-химического выхода по формуле G=W $\cdot 10^2/D_{oбщ}$  использовано значение  $\Delta W$ . Учитывая вышесказанное, а также то, что доза, поглощенная адсорбированными молекулами гексана  $D_{adc}$ =0,27 Гр/с, находим

Данное значение в 4,5 раза больше  $G_{a,c}(H_2)$  при T=300K и в 4 раза больше  $G_{a,c}(H_2)$  при T=473K. Такие цифры говорят в пользу того, что при T=673K происходит цепной процесс трансформации молекул гексана в молекулярный водород. Также Рис.3. показывает, что при одном о том же времени крекинга радиационно-термический процесс в 4 раза эффективнее термического, что немаловажно с экономической точки зрения.



Ha Рис.4. представлены кинетические кривые накопления углеводородов при радиолизе системы у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+50% C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> при Т=673К. На основе этих данных и с учетом поглощенной дозы излучения молекулами гексана составлена Таблица 4.



# Кинетика накопления углеводородов при гетерогенном радиолизе гексана при $\overset{\bullet}{D}$ =1,01 Гр/с; 1-пентан, 2- бутан, 3-метан, 4- этан, 5-пропан.

#### Таблица 4.

Углеводороды	метан	этан	пропан	Бутан	Пентан
Gмолек/100эB	13	50	70	8,4	5

110

#### РАДИАЦИОННО-ГЕТЕРОГЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СМЕСИ ВОДА-ГЕКСАН

Как видно из этих данных, выходы этана и пропана достигают наиболее высоких значений, что подтверждает вышеприведенные рассуждения о распаде крупных радикалов на мелкие с низшими молекулярными весами. В пользу этих предположений говорит и тот факт, что при терморадиолизе не обнаружено углеводородов с количеством атомов углерода >5.

Также изучена кинетика накопления водорода при высокотемпературном (T=673K) радиолизе смеси  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+50% н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>+50% H<sub>2</sub>O. Как и раньше, с целью выявления доли радиации в этом процессе были вычислены скорости образования водорода при терморадиолизе и термолизе, найдена их разница  $W_p(H_2)=W_{pT}(H_2)-W_T(H_2)$  и по ней вычислен радиационно-химический выход

#### G(H<sub>2</sub>)=22молек/100эВ.

Данное значение почти в 3 раза больше  $G(H_2)$  при T=300K, что также является признаком цепного процесса. Однако цепь развиается гораздо медленнее, чем в случае системы  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>. Это связано прежде всего с бурным образованием молекулярного кислорода, образующегося при распаде молекул воды, а кислород является эффективным акцепторном атомов водорода.



При радиолизе Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+50%C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>+50%H<sub>2</sub>O при T=673К образуется в малых количествах окись углерода). С учетом кинетических кривых на Рис.5 представлены скорости накопления CO при радиолизе и термолизе, найдена их разница и затем вычислен радиационно-химической выход окиси: GCO)=0,04молек/100эВ.

#### Рис.5.

Кинетика накопления СО при терморадиолизе (1) и термолизе (2) системы  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+n-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>+H<sub>2</sub>O

при T=673К и D=1,01Гр/с.

Окись углерода может образоваться при глубоком окислении гексана по реакции:  $2C+O_2 \rightarrow 2CO$ .

Это значит, что происходит разрыв всех С-С и С-Н связей. Вычислено, что выход СО при воздействии излучения в 2 раза больше, чем без излучения, т.е. облучение стимулирует процесс глубокого окисления.

Ha основе температурной зависимости радиационно-химического выхода молекулярного водорода определены значения энергий активации для радиационнокаталитического разложения гексана и смеси гексан-вода. На Рис.5. и Рис.6. приведены зависимости логарифма скорости реакции от обратной температуры при радиационном разложении систем у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>+H<sub>2</sub>O, соответственно. Используя их, можно найти энергии активации. Они равны E<sub>a</sub>=3,5кДж/моль и E<sub>a</sub>=3,74кДж/моль, соответственно. Как видно, катализатор понижает энергию активацию, что согласно уравнению Аррениуса, приводит к повышению константы скорости, а, следовательно, и скорость реакции. Если сравнить эти значения с E<sub>a</sub>=43,9кДж/моль для воды, то можно заметить резкое понижение энергии активации. Этим можно объяснить протекание цепных реакций при высокотемпературном радиолизе систем у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> и у-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+н-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub>+ H<sub>2</sub>O.



Рис.6.

Зависимость логарифма скорости химических реакций от обратной температуры при радиолизе системы  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> (a), и  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> + C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> + H<sub>2</sub>O (б).

Предложенная система n-C<sub>6</sub>H<sub>14</sub> + H<sub>2</sub>O является модельной, т.е. процессы, изученные в этой системе, служат для выявления механизмов, происходящих при радиолизе воды с примесями органических веществ. В реальной среде вода бывает загрязненной многими классами углеводородов: парафинами, олефинами, ароматическими соединениями и т.д.

Таким образом установлено, что увеличение температуры процесса от 300К до 673К вызывает увеличение выхода продуктов радиационно-каталитического разложения гексана и смеси вода-гексан. При Т=673К происходит цепной режим трансформации первичных радиолиза компонентов смеси молекулярные продукты. Значения продуктов В длина цепи радиационно-химических выходов И соответственно трансформации промежуточных активных продуктов разложения веществ в конечные увеличиваются с повышением температуры и содержания гексана в смеси. Определены значения энергий активации процессов получения молекулярного водорода при радиационно-каталитическом превращении в системах Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+гексан и Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>+вода+гексан.

- 1. Т.Н.Агаев, Роль алюминиевых акцепторных центров при радиационнокаталитическом действии оксидных катализаторов в процесс разложения воды. Автореферат дис. на соиск. ученой степени канд. хим. Наук, Баку, (1993) 27.
- 2. Б.Г.Дзантиев, А.Н.Ермаков, Исследование кинетики образования водорода при терморадиолизе водяного пара, Химия высоких энергий, **16** (1982) 373-378.
- 3. А.К.Пикаев, Современная радиационная химия, Основные положения экспериментальная техника и методы, М. Наука, (1985) 289.
- 4. А.А.Гарибов, Г.З.Велибекова, Р.Н.Руфуллаев, Т.Н.Агае, *Радиационно*термокаталитические процессы получения водорода из смеси CH<sub>4</sub>+H<sub>2</sub>O, Вопросы атомной науки и техники, Сер: Ядерная техника и технология, **2** (1989) 29-31.
- 5. А.А.Гарибов, Г.З.Велибекова, М.Я.Бакиров, Я.Д.Джафаров, Радиационнокаталитические разложения воды, Вопросы атомной науки и техники, Сер: Атомно-водородная энергетика и технология, **3** (1985) 57-59.
- 6. А.А.Гарибов, К.Т.Эюбов, Т.Н.Агаев, Жидкофазный радиолиз систем вода-н-гексан, Химия высоких энергий, **38** (2004) 334-336.
- 7. А.А.Гарибов, К.Т.Эюбов, Т.Н.Агаев, С.М.Алиев, Р.Д.Касумов, Г.З.Велибекова, Радиационно-каталитические процессы получения водорода из смеси вода-н-гексан в присутствии окиси алюминия, Азер. Химический журнал, №4 (2004) 35-41.

#### РАДИАЦИОННО-ГЕТЕРОГЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ В СМЕСИ ВОДА-ГЕКСАН

8. Т.Н.Агаев, Гетерогенный радиолиз метана и смеси CH<sub>4</sub>+H<sub>2</sub>O в присутствии γ-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Материалы научной конференции аспирантов AH Asep., (1990) 20.

#### SU-HEKSAN QARIŞIĞINDA RADİASİYA-HETEROGEN PROSESLƏRİ

#### T.H.AĞAYEV, İ.A.MƏMMƏDYAROVA

Müxtəlif nisbətlərdə heksan və heksan-su qarışığının  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-ün iştirakı ilə heterogen radiolizinin nəticələri təqqiq edilmişdir. Müəyyən edilmişdir ki, heksanın miqdarı artdıqca molekulyar hidrogenin G(H<sub>2</sub>) radiasiyan-kimyəvi çıxımı artır.

#### RADIATION-HETEROGENEOUS PROCESSES IN WATER-HEXANE MIXTURES

#### T.N.AGAEV, I.A.MAMEDYAROVA

The results of the heterogeneous radiolysis of hexane and a mixture of water-hexane in the presence of  $\gamma$ -Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> at different ratios have been presented. It has been found that the radiation-chemical yield of molecular hydrogen G (H<sub>2</sub>) has been increased with increasing content of hexane.

Редактор: А.Гарибов

#### УДК 541.183, 541.54, 543.70

#### ABŞERON YARIMADASI ƏRAZİSİNİN TORPAQLARINDA RADİOEKOLOJİ TƏDQİQATLAR

#### Q.Q.MƏMMƏDOV, M.Ə.RAMAZANOV, V.H.BƏDƏLOV, C.Ə.NAĞIYEV\*

Bakı Dövlət Universiteti, Fizika Problemləri Elmi Tədqiqat İnstitutu\* AZ1148, Bakı, Z. Xəlilov, 23 Azərbaycan MEA-nın Radiasiya Problemləri İnstitutu AZ 1143, Bakı şəh., B.Vahabzadə 9 badalovvatan@yahoo.com calalnaghiyev@mail.ru

daxil olub: 20.08.2012	REFERAT
çapa verilib: 12.09.2012	İşdə dozimetrik və spektrometrik üsullarla Abşeron
	yarımadasının torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar
	aparılmışdır. Tədqiq olunan ərazilərdə ekspozisiya dozasının
	gücü (EDG) ölçülmüş, yüksək radiasiya fonu olan ərazilər üçün
	EDG-nin ölçü nöqtələrinin sayından asılılıq qrafikləri
	verilmişdir. Yüksək radiyasiya dozası yaradan nüvələrin
	radionüklid tərkibləri, aktivlikləri və enerjiləri təyin edilmişdir.
Açar sözlər: radionuklid, qamma dozimetr,	Həmçinin bəzi radionüklidlərin Yerin torpaq qatında dərinliyə
ekspozisiya doza gücü, xususi və effektiv aktivlik	ğörə paylanmasi müəyyən olunmuşdur.

Bir əsr yarımdan artıqdır ki, Abşeron yarımadası (AY) torpaqlarından neft və qaz çıxarılır. Hazırda neft və qaz ehtiyatlarına görə Azərbaycan Respublikası dünyada qabaqcıl yerlərdən birini tutur, enerji təhlükəsizliyinin təminatında qonşu dövlətlərə köməklik göstərir, öz neftini dünya bazarlarına çıxarir.

Birinci Dünya müharibəsi dövründə Azərbaycan dünyada hasil olunan neftin 50%-ni, İkinci Dünya müharibəsi zamanı isə (1940-1945-ci illər) keçmiş SSRİ-nin hasil etdiyi neftin 70,4%-ni hasil etmişdir. SSRİ-dövründə (1920-1992-ci illər) Azərbaycanda neft və qaz istehsalı ilə məşğul olan 100-lərlə müxtəlif təyinatlı zavodlar fəaliyət göstərirdi. Bu zavodlar sırasında 1930-1990 illərdə fəaliyyət ğöstərən Suraxanı və Ramanı Bakı yod istehsalı zavodları da var idi. Bu zavodlar işlədiı dövrlərdə ətraf ərazilərin təbii və süni radioaktiv maddələrlə çirklənməsinə səbəb olmuş, AY-na uzun müddətli çox böyük fəsadlar gətirmişdir.

1996-cı ildə Bakı şəhərində Azərbaycan Dövlət Neft Kampaniyası ilə ABŞ, Böyük Birtaniya, Fransa, Norveç və s. dövlətlərin iri neft kompaniyaları ilə neft və qazın çıxarılması və pay bölğüsünə dair "Əsrin Müqaviləsi" adlandırılan müqavilə bağlanmışdır. Bu müqavilə AP-də neft və qazın çıxarılması və email sahəsində yeni perspektivlər açmışdır.

Neft və qazın kəşfiyyatı, çıxarılması, daşınması və emalı ilə bağlı AY torpaqları neft və qaz tullantıları ilə son dərəcə çirklənmişdir. AY ərazisində neftlə çirklənmiş su hövzələri ilə əhatə olunmuş çoxlu sayda işləməyən köhnə və fəaliyyətdə olan quyular vardır. Neft şlamlarının dərinliyi bir çox hallarda hətta 9-10 m-ə çatır. Məlumdur ki, neft və qaz tullantılarının tərkibində təbii  $\binom{235}{92}U$ ,  $\frac{232}{92}U$ ,  $\frac{232}{90}Th$ ,  $\frac{226}{88}Ra$ ,  $\frac{228}{88}Ra$ ,  $\frac{40}{19}K$  və s.) radioaktiv maddələr mövcuddur. Belə ki, təbii radioaktiv maddələr Yerin dərin qatlarından neftin çıxarılması ilə bağlı olan sular vasitəsi ilə torpağın üst qatlarına çıxırlar. Süni radioaktiv maddələr isə müxtəlif texnoloji proseslərin, atom elektrik stansiyalarında (AES) baş verən qəzaların, vaxtı ilə (1950-1960 –cı illərdə) keçirilmiş atom bombaları partlayışlarının və s. bu kimi proseslərin nəticəsində yaranir. Bəzi hallarda radioaktiv maddələr müxztəlif coğrafi məkanlarda yaranan radioaktiv hava cərəyanları və çaylar vasitəsi ilə də yayılyr. Buna misal olaraq, Çernobılda və Yaponiyada baş verən AES qəzalarının nəticələrini göstərmək olar.

#### ABŞERON YARIMADASI ƏRAZİSİNİN TORPAQLARINDA RADİOEKOLOJİ TƏDQİQATLAR

Neft və qaz tullantılarında olan radioaktiv maddələr  $\alpha$ ,  $\beta$  və  $\gamma$  şüalanma mənbələri olaraq bir çox hallarda ətraf mühitdə yüksək radiasiya fonu yaradırlar. Radiasiya fonu normal radiasiya fonundan - dozadan (5-10 mkR/saat/) azacıq artıq olduqda belə radionüklidlər canlı orqanizmlərdə genetic dəyişikliklər və ankoloji xəstəliklərin yaranmasına səbəb olurlar.

Yuxarıda deyilənləri nəzərə alaraq Bakı Dövlət Universitetində üç il ərzində (01.01.2009-31.01.2012-ci illər) 3998 saylı qrant layihəsi yerinə yetirilmişdir. Qrant layihəsində AY-nın Bakıətrafi ərazi torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar aparılmışdir. Qrant STCU (Ukrayna,Kiyev ş.) tərəfindən idarə olunmuş və Kanada dövləti tərəfindən maliyyələşdirilmişdir (Qrantın maliyyə dəyəri 240000 ABŞ dolları olmuşdur). Dozimetrik və spektrometrik üsullarla aparılan tədqiqatlar nəticəsində AY-sı ərazilərinin torpaqlarında aşkar olunan radionuklidlərin radioekoloji baxımdan son dərəcə vacib olan parametrləri: ekspozisiya dozasının gücünün (EDG) coğrafi koordinatlardan asılılığl, radionuklid tərkibi, aktivlikləri və enerjiləri təyin olunmuşdur. Dozimetrik ölçmələr çöl şəraitində NaJ(\*TI) detektoru MKC-AT 1125A tipli dozimetrlə (Belarus istehsallı), coğrafi koordinatlar GPS cihazı ilə (ABŞ istehsalı) ölçülmüşdür. Dozimetrik ölçmələr zamanı radiasiya fonu yüksək olan yerlərdən laboratoriya şəraitində spektrometrik ölçmələr aparmaq üçün torpaq nümunələr götürülmüşdür. Spektrometrik ölçmələr NaJ(TI) detektorlu "PROGRESS" - Gamma spektrometri vasitəsi ilə aparılmışdır (Bütün cihazlar qrant pulları hesabına alınmışdır).

Qrant layihəsində qoyulan məsələlərə əsasən Bakıətrafında seçilmiş 10 marşrut üzrə radioekoloji tədqiqatlar aparılmışdır [1-4]. Bu marşurutlar - Bakı-Lökbatan, Bakı-Qurd Qapısı, Bakı-Şamaxı, Bakı-Quba, Bakı-Binəqədi, Bakı-Balaxanı, Bakı-Maştağa, Bakı-Əzizbəyov, Bakı-Suraxanı, Bakı-Pirallahı Abşeron yarımadasının xəritəsində göstərilmişdir (şəkil 1).



Tədqiq olunan ərazilərdə dozimetrik ölçmələrin coğrafi koordinatlardan asılılığı

Dozimetrik üsulla çöl şəraitində radiasiya dozası yüksək olan coğrafi koordinatlarda enerji spektri (EDG-nin şüalanma verən hissəciklərin sayınından asılılıq qrafikləri) çəkilmişdir. Nümunə üçün bu asıllıqlar səkil 2.-də Bakı –Balaxanı və Bakı-Maştağa marşurutları üzrə verilmişdir. Bu asıllıqlar tədqiq olunan nümunələrdə mövcüd olan radionuklidləri və onların enerjilərini (tezliklərini) təyin etməyə imkan verir.

Qeyd edek ki, analoji asılılıqlar tədqiq olunan digər marşurutlar (Bakı-Əzizbəyov, Bakı-Suraxanı) üzrə də alınır.

Ölçmə nəticələri göstərdi ki, tədqiq olunan marşrutlar üzrə EDG-nin nöqtələrin sayından asılı olaraq paylanması Qaus xarakterlidir:

$$N(x) = A e^{-\frac{(x_i - \mu)^2}{2\sigma^2}},$$
 (1)

burada A - ən çox təkrar olunan nöqtələrin sayı;  $x_i$  - i nöqtəsində EDG-nin qyməti;  $\mu$  - EDG-

#### Q.Q.MƏMMƏDOV, M.Ə.RAMAZANOV, V.H.BƏDƏLOV, C.Ə.NAĞIYEV

nin orta qiyməti;  $\sigma$  - EDG –nin orta qiymətdən kənara çıxmasının kvadratik orta qiymətidir.



#### Şəkil 2.

Bakı-Balaxanı, Bakı-Maştağa marşrutları üzrə a) Nöqtələrin sayının (N) (rastgəlmə tezliyinin) EDG-dən asılılığı; b) EDG-nin nöqtənin yerindən asılılığı.

#### Cədvəl 1.

10 marşrut üzrə dozimetrik ölçmələrdən alınan parametrlərin qiymətləri.

Marşurutların adları	Tədqiqat	Ölçmə	EDG-nin qiyməti, mkR/saat				
	aparılan	nöqtələrin			1		
	marşurutun	maksimal sayi,	minimal	maksimal	orta,	Ortakvadratik	
	uzunluğu, km	A			μ	kənaraçıxma,	
						$\sigma$	
Bakı – Lökbatan	101,0	694	1,7	187,0	5,7	2,5	
Bakı – Qurd qapısı	24,6	136	2,2	7,8	3,8	1,3	
Bakı – Şamaxı	36,9	249	2,5	14,5	5,1	1,5	
Bakı – Quba	79,2	377	2,7	5,8	4,2	0,6	
Bakı – Binəqədi	35,3	308	2,5	15,0	3,7	1,1	
Bakı – Balaxanı	41,5	430	2,5	8,8	3,8	0,7	
Bakı – Maştağa	78,9	711	2,9	8,5	4,4	0,9	
Bakı – Əzizbəyov	75	574	2,4	37,5	7,5	4,9	
Bakı – Suraxanı	70	570	31	825	74,8	85,5	
Bakı – Piralahhı	23,4	110	2,0	4,7	3,1	0,6	

#### ABŞERON YARIMADASI ƏRAZİSİNİN TORPAQLARINDA RADİOEKOLOJİ TƏDQİQATLAR

Qeyd edək ki, EDG-nin maksimal olan nöqtələrdəki qiymətləri Bakı-Suraxanı, Bakı-Əzizbəyov marşurutların bəzi lokal ərazilərində normadan (2÷7mkR/saat) 10-100 dəfələrlə



(2÷7mkR/saat) 10-100 dəfələrlə yüksəkdır. Bakı-Suraxanı marşurutı üzrə N 40 25 13,2 E 50 01 05,9 coğrafi koordinatları yerdən götürülmüş torpaq nümunəsinin radionuklid sayının enerjisindən asılılığı - qammaspektri verilmişdir (Şəkil 3). Qeyd edək ki, analoji asılılıqlar tədqiq olunan digər marşurutların torpaq nümunələri üçün də alınmışdır.

#### Şəkil 3.

Bakı-Suraxanı marşurutı üzrə torpaq nümunəsinin qamma-spektri

#### Cədvəl 2.

Radionüklidlər və onların xüsusi aktivliyi.

No	Nümunənin	Coğrafi	EDG	Xüsusi aktivlik, Bk/kq			
JN⊡	adı	koordinatlar	mkR/saat	K-40	Ra-226	Ra-228	
1	B-Lb017	N40 18 59,3 E49 49 09,5	3,1	$657 \pm 67$	18,9 ± 1,8	23,8 ± 1,6	
2	B-Lb174	N40 17 40,9 E49 44 44,2	14,0	$498 \pm 54$	$48,9 \pm 5,4$	52,4 ± 2,1	
3	B-Lb177	N40 17 29,8 E49 44 27,0	10,3	$768 \pm 75$	32,9±4,5	34,8 ± 1,8	
4	B-Lb205	N40 16 10,5 E49 39 59,1	11,7	$468\pm52$	26,3 ± 1,3	33,5 ± 1,9	
5	B-Lb210	N40 15 50,8 E49 39 00,4	10,8	$523 \pm 62$	22,4 ± 1,6	34,6 ± 1,8	
6	B-Lb017	N40 18 59,3 E49 49 09,5	3,1	$548 \pm 75$	$457 \pm 53$	45,5 ± 6,2	
7	B-Lb675	N40 19 45,9 E49 50 19,1	54	$425\pm74$	$1591 \pm 20$	$733 \pm 21$	
8	B-Lb676	N40 19 48,1 E49 50 21,6	47	$489 \pm 59$	75,8 ± 2,5	78,8 ± 2,6	
9	B-Lb679	N40 19 20,9 E49 50 11,7	29	$468 \pm 61$	$6476 \pm 57$	$937 \pm 47$	
10	B-Lb680	N40 19 22,3 E49 49 57,9	187	$658 \pm 73$	1165,9 ± 12,9	155,8 ± 2,9	
11	B-Lb684	N40 18 50,1 E49 49 44,2	91	$535 \pm 66$	7310,1 ± 68,2	197,8 ± 37,5	
12	B-Lb685	N40 19 05,2 E49 49 35,6	140	$548 \pm 75$	45,5 ± 6,2	$457 \pm 53$	
13	B-Bal308	N40 27 27,6 E49 55 04,2	26,0	$468 \pm 61$	64,6 ± 5,7	29,7 ± 4,7	
14	B-Bal317	N40 27 12,1 E49 55 02,5	5,8	$6\overline{58 \pm 73}$	$11,9 \pm 1,9$	15,8 ± 2,9	
15	B-Bin217	N40 27 81,0 E49 48 09,3	23,5	$535 \pm 63$	73,1 ± 6,2	19,8 ± 3,5	
16	B-Bin248	N40 27 81,8 E49 48 08,6	3,6	$425 \pm 64$	22,1 ± 1,5	33,2 ± 1,6	
17	B-Sur220	N 40 25 13.2 E 50 01 05.9	490	$70,5 \pm 3,2$	25,7 ± 0,5	4,7±0,2	

Bakıətrafında seçilmiş 10 marşrut üzrə radiasiya dozası yüksək olan coğrafi koordinatlarda götürülmüş torpaq nümunələrinin qamma spektrindən istifadə edərək onların radionuklid tərkibi və xüsusi aktivlikləri təyin edilmişdir. Belə ki, tədqiq olunan bu marşurutlar üzrə bəzi torpaq nümunələrinin radionuklid tərkibi və onların xüsusi aktivlikləri Cədvəl 2. verilmişdir.

Effektiv xüsusi aktivlik ( $A_{eff}$ ) və kvadratik orta kənaraçıxma ( $\sigma_{eff}$ ) aşağıdakı düsturlarla hesablanmışdır [5-7]:

$$A_{eff} = A_{Ra226} + 1.3 \, 1A_{Th232} + 0.085 A_{K40}, \tag{2}$$

$$\sigma_{eff} = \sqrt{\sigma_{A_{Ra226}}^2 + 1.7\sigma_{A_{Th232}}^2 + 0.007\sigma_{A_{K40}}^2}, \qquad (3)$$

burada  $A_{Ra}$  və  $A_{Th}$  - uran və torium ailəsinin digər nuklidlərlə radioaktiv tarazlıqda olan Ra-226 və Th-232 nuklidlərin xüsusi aktivlikləri,  $A_K$  isə K-40 –ın xüsusi aktivliyidir. (2) və (3) düsturlarından istifadə edərək, cədvəl 3.-ə əsasən B-Sur220 torpaq nümunəsinin müxtəlif dərinliklərdəki effektiv xüsusi aktivlikləri hesablanmışdır.

#### Cədvəl 3.

EDG-nin qiyməti 490 mkR/saat olan N 40 25 13,2 E 50 01 05,9 coğrafi koordinatları yerdən götürülmüş nümunədə radionuklidlərin müxtəlif dərinliklərdə xüsusi aktivlikləri.

Nümunənin					
götürüldüyü	K-40	Ra-226	Ra-228	U-235	$A_{eff}$
dərinlik, mm	Bk/kq	Bk/kq	Bk/kq	Bk/kq	Bk/kq
0-83	$70,5 \pm 3,2$	$25,7 \pm 0,5$	$4,7 \pm 0,2$	~	$37,9 \pm 0,6$
83-166	$1034,3 \pm 41,9$	$339,3 \pm 5,8$	$66,6 \pm 2,6$	$31,9 \pm 3,1$	514 ± 8
166-249	$185,6 \pm 17,7$	$649,5 \pm 7,4$	$12,4 \pm 1,3$	~	$682 \pm 8$
249-332	$187,3 \pm 10,9$	$186,8 \pm 2,8$	$7,5 \pm 0,7$	$16,7 \pm 1,1$	$212,7 \pm 3,1$
332-415	$508,1 \pm 16,9$	$41,7 \pm 1,4$	$30,3 \pm 1,4$	$6,9 \pm 0,9$	$124,6 \pm 2,7$
415-498	$516,4 \pm 15,5$	$74,2 \pm 1,3$	$34,0 \pm 0,8$	$8,1 \pm 0,7$	$162,9 \pm 2,1$



Qeyd edək ki, Cədvəl 3 və Şəkil 4-ə əsasən torpağın səthində təbii radionuklidlərin xüsusi aktivlivin böyük olmasına səbəb, lay sularının tərkibindəki radionuklidlərin əsasən verin səthində akkumuliyasiya prosesinin baş verməsi və habelə bu radionuklidlərin torpağın dərin qatlarına miqrasiya etməməsidir.

#### Şəkil 4.

Doza gücü 490mkR/saat olan N 40 25 13.2 E 50 01 05.9 coğrafi koordinatları yerdən götürülmüş kerndə radionuklidlərin xüsusi aktivliklərinin dərinlikdən asılılığı.

- Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov, C. Ə.Nağiyev, A.Ə.Mehdiyeva, M.M.Bəkirova, Abşeron yarımadasında təbii və antropogen radionuklidlərlə çirklənmiş ərazilərin tədqiqi, Fizikanın Müasir Problemləri, III Respublika konfransı, Məqalələr, Bakı, 17-18 dekabr (2009) 11-13.
- G.G.Mamedov, M.A.Ramazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, M.M.Bakirova, T.T.Vandergraaf, Investigation into Natural and Anthropogenic Radionuclide Contamination on the Absheron Peninsula Azerbaijan-10208, WM2010 Conference, USA,

Phoenix, Arizona, March, 7-11 (2010) 10.

- Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov, M.Ə.Nuriev, C.Ə.Nağiyev, Abşeron yarımadasının Bakıətrafi ərazilərində radioekoloji çirkləmmələrin tədqiqi, Fizikanın Müasir Problemləri, IV Respublika konfransı, Məqalələr, Bakı, 24-25 dekabr, (2010) 11-13.
- 4. T.T.Vandergraaf, G.G.Mamedov, R M.A.amazanov, J.A.Naghiyev, A.A.Mehdiyeva, N.A.Huseynov, Determination of the radionuclide contamination on the Absheron peninsula in Azerbaijan, Proceedings of the 14th International Conference on Environmental Remediation and Radioactive Waste Management ICEM2011, France, Reims, September 25-29, (2011) 9.
- 5. International Basic Safety Standards for Protection Against Snoozing Radiation and for the Safety of Radiation Sources Safety Standards Series No 115-Vienna IAEA, (1996).
- 6. *Нормы радиационной безопасности HPБ-76/87*, http://bestpravo.ru/sssr/eh-akty/v3n.htm
- 7. Нормырадиационнойбезопасности,НРБ-99/2009,России,www.fumc.ru/rules/31265.html

RADIOLOGICAL INVESTIGATION OF SOIL TERRITORY ON THE APSHERON PENINSULA

#### G.G.MAMEDOV, R M.A.AMAZANOV, V.H.BADALOV, J.A.NAGHIYEV

By the dosimetric and spectrometric methods the radioecological investigations of the soil in the Apsheron Peninsula have been studied. The dose rate (DR) has measured in the investigated areas. The radionuclide composition, activity, energy radiation and the distribution of detected special activity of radionuclids on depth of soil cover have been determined.

#### РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЧВ ТЕРРИТОРИЙ АПШЕРОНСКОГО ПОЛУОСТРОВА

#### К. К.МАМЕДОВ, М.А.РАМАЗАНОВ, В. Г.БАДАЛОВ, Дж.А.НАГИЕВ

Методом дозиметрических и спектрометрических исследований изучено радиоэкологическое состояние почв Апшеронского полуострова. На исследованных территориях измерена мощность экспозиционной дозы (МЭД). На участках, где радиационные дозы оказались высокими, определены зависимости МЭД. Определены радионуклидный состав, активность, энергия излучения, также распределения обнаруженных радиоактивных элементов в зависимости от глубины почвенного покрова.

#### Редактор: А.Гарибов

#### UOT 621.039.7.539.16.07

#### RADİOAKTİV MƏNBƏLƏRİN NAXÇIVAN MR-Sİ ƏRAZİSİNƏ TƏSİRLƏRİNİN QİYMƏTLƏNDİRİLMƏSİ

# N.S.BABABƏYLİ, X.Ə.ƏSƏDOV, M.M.BƏKİROVA, S.S.İSMAYİLOVA, A.S.HƏSRƏTOVA

Milli Aerokosmik Agentliyi Ekologiya İnstitutu AZ 1115, Bakı şəh., 8 m/r, məh.3123, S.S.Axundov küç.1, kor.2 ms.masiva@ mail.ru

daxil olub: 20.08.2012	REFERAT
çapa verilib: 12.09.2012	Metzamor AES-də baş verə biləcək qəza hadisəsi zamanı
	relyef, iqlim amillərinin təsiri nəticəsində radioaktiv
	maddələrin yayılma istiqaməti və arealı
	müəyyənləşdirilmişdir. Bu gün dünyada təhlükə mənbəyi
	sayılan 166 AES içərisində Metzamorun ön sırada yer
	tutduğunu nəzərə alaraq, stansiyanın yarada biləcəyi
	ekoloji təhlükəni araşdırmaq üçün Naxçıvan Muxtar
Açar sözlər: radionuklidlər, Metzamor AES,	Respublikası ərazisində müvafiq müşahidə məntəqəsinin
iqlim amilləri	yaradılması məqsədəuyğun sayılmışdır.

Elmi-tədqiqat işinin məqsədi dörd dövlətin – Azərbaycan, İran, Türkiyə və Ermənistanın dövlət sərhədləri yaxınlığında, eləcə də 8 ballıq aktiv seysmik zonada yerləşən Metzamor Atom Elektrik Stansiyasında (MAES) mütəmadi baş verən radioaktiv sızmaların atmosferdə diffuziya, həmçinin hava sirkulyasiyası vasitəsi ilə ətrafa, eləcə də Naxçıvan Muxtar Respublikası ərazisinə təsirini tədqiq etməklə ətrafa yayılan radionuklidlərin aşkara çıxarılması, onların müəyyən temperatur, təzyiq, inversiya, rütubətlənmə şəraitində hakim küləklərin və əraziyə daxil olan hava kütlələrinin təsiri ilə hərəkət istiqamətini proqnozlaşdırmaqdır.

AES-də baş verə biləcək hər hansı qəza özünün mənfi təsirini ilk növbədə Orta Araz təbii vilayətinə (Naxçıvan – İqdir çökəyinə) göstərəcəkdir. Xatırlatmaq lazımdır ki, Ermənistanla Azərbaycan Respublikaları arasındakı münaqişənin kəskinləşdiyi zaman AES-dən Azərbaycan və Türkiyə Respublikalarına qarşı istifadə oluna bilər. Digər tərəfdən AES-in reaktorları, mühafizə və soyutma sistemləri köhnəlmişdir və qəza vəziyyətindədir. Eləcə də qeyd olunduğu kimi stansiya aktiv zəlzələ zonasında yerləşir.

Radioaktiv maddələrin yayılmasında aparıcı coğrafi faktor kimi relyef və iqlim mühüm əhəmiyyət kəsb edir. Buna görə də bu amillərin ayrılıqda səciyyələndirilməsi zəruridir.

*Relyef*. Naxçıvan MR-nın ərazisində radionuklidlərin yayılması prosesində relyef həlledici amillərdən biri kimi çıxış edir. O, radioaktiv maddələrin hava axınları və ya diffuzion yayılmasında özünü aşağıdakı vəziyyətlərdən asılı olaraq göstərir.

- Ərazinin dəniz səviyyəsindən yüksəkliyi –bu amil temperatur və təzyiq inversiyasının formalaşmasına, onlar isə öz növbəsində radionuklidlərin atmosfer və yer səthindəki mövqeyinə təsir etmiş olur;
- Yamacların AES-ə görə ekspozisiyası;
- Ərazinin konfiqurasiyası;
- Tədqiqat obyekti dağlıq ərazidir. Ərazinin dəniz səviyyəsindən orta yüksəkliyi 1500 m-dir. Maksimal yüksəkliyi isə 3904 m-dir. Ümumiyyətlə, Naxçıvan MR ərazisinin dəniz səviyyəsindən orta yüksəkliyi 1412 m-dir. Qeyd edək ki, Azərbaycan ərazisində bu göstərici 657 m-ə bərabərdir. Tədqiqat ərazisi Kiçik

Qafqazın Zəngəzur və Dərələyəz silsiləsi və onların Araz vadisinə doğru uzanan orta dağ qollarıdır. Zəngəzur silsiləsi Kiçik Qafqazın ən hündür silsilələrindəndir. Relyef xüsisiyyətlərinə görə Muxtar Respublika ərazisinin dağlıq zonası üç

hissəyə bölünür :

- Mutləq hündürlüyü 2200-2400 m-dən yuxarı yüksək zona isti dövrdə yüksək, soyuq dövrdə alçaq təzyiq sahəsi zonası;
- Mütləq hündürlüyü 1200-2400 m-dən artıq olan orta dağlıq keçid zona;
- Mütləq hündürlüyü 1200-1400 m-dən aşağı olan dağətəyi zona soyuq dövrdə yüksək, isti dövrdə alçaq atmosfer təzyiqi sahəsi zonası.

Muxtar Respublikanın dağlıq zonasında çılpaq qaya çıxıntılarının səthə çıxdığı meylli və qırıntılı yamaclar hakim mövqe tutur. Yamacların meylliyi artdıqca denudasiya prosesləri də intensivləşir. Bu hadisə özünü ən çox cənub, şərq və cənub-şərq yamaclı ekspozisiyada göstərir. Radioaktiv maddələrin yayılma prosesində relyefin rolu yamacların ekspozisiyasında özünü birbaşa göstərir. Bu göstərici özünü ən çox iqlim faktoru vasitəsilə biruzə verir.

Zəngəzur dağlarının yüksək dağlıq zonası Dəmirlidağdan başlayaraq, cənub-şərq istiqamətində Araz çayına doğru yamacların meylliyi 20-30°-dir. Ordubad şəhərindən şimalda yamacların meylliyi 30-45° təşkil edir. Naxçıvançay hövzəsinin şimal hissəsində, Biçənək-Küküdağ rayonunda və Şərurun Axura kəndinin şimal hissəsində, Ordubadın Biləv kəndi yaxınlığında yamacların meylliyi 10-15° arası dəyişir. Orta dağlıq zonada böyük bir ərazidə yamacların meyilliyi 5-10°-yə bərabərdir. Bəzi ərazilərdə, xüsusilə dağarası çökəkliklərdə relyefin hamar olması ilə əlaqədar səthin meylliyi 1-3°-dən artıq deyil.

Ərazinin konfiqurasiyası əslində özündən əvvəlki üç komponentin təsirini özündə əks etdirərək əmələ gəlmiş ümumi görünüşü xarakterizə edir. Yamacların meyilliyindən, ekspozisiyasından və mütləq yüksəkliyindən asılı olaraq yaranan dağlıq ərazidə birbirindən fərqli iqlimə, bitki örtüyünə, hidroloji xüsusiyyətlərə malik ərazi vahidləri mürəkkəb relyef kompleksi əmələ gətirir.

*İqlim.* Radioaktiv maddələrin atmosferdə yayılmasında iqlim ünsürləri müstəsna rol oynamaqdadır.Ərazinin iqliminin formalaşmasına onun coğrafi mövqeyi, hər tərəfdən dağ sistemləri ilə əhatələnməsi, iri su hövzələrindən uzaqda yerləşməsi çox böyük təsir göstərir.Azərbaycan ərazisində rast gəlinən doqquz iqlim tipindən beşi Naxçıvan MR ərazisinə aiddir.

*Yağıntı*. Yağıntılar radioaktiv maddələri neytrallaşdıran ən birinci təbii faktordur. Onun miqdarı, növü, intensivliyi və hansı dövrdə düşməsi apardığımız araşdırmalarda xüsusi əhəmiyyət daşıyır. Yağıntı eyni zamanda radioaktiv elementlərin havadakı diffuzion yayılmasına da təsir etmiş olur.

Mürəkkəb relyef quruluşuna malik Ermənistan ərazisində yağıntıların paylanması xeyli müxtəlifdir. Bir qayda olaraq yağıntılar hündürlüyün artması ilə əlaqədar artır. Ən az yağıtı AES-in yerləşdiyi Arazboyu düzənlikdədir.(220 mm).

Sürməli (Ararat) çökəyindən Şərqə doğru kəskin kontinental iqlim üstünlük təşkil etməyə başlayır, qərbə doğru isə iqlim nisbətən humidləşir. Okean mənşəli hava kütlələrinin zəifləməsi hesabına yağıntıların illik miqdarı çökəkliyin qərbində 310 mm təşkil edir.

AES-i əhatə edən yüksək dağlıqda, Kars-Ərzurum yaylasında və Qarasu – Araz dağlarında onun miqdarı 500-550 mm təşkil edir və bəzən 1000 mm-i keçir. [1,2]

Oktyabrın əvvəllərindən etibarən soyuq hava kütlələrinin daxil olması ilə əlaqədar havanın temperaturu aşağı düşür və bəzən vaxtından əvvəl qar yağması müşahidə edilir.

#### N.S.BABABƏYLİ, X.Ə.ƏSƏDOV, M.M.BƏKİROVA, S.S.İSMAYİLOVA, A.S.HƏSRƏTOVA

*Qar örtüyü*. Qar örtüyü havadakı radioaktivliyə məruz qalmış aerozolların, tozların və digər mexaniki birləşmələrin konservasiyasında mühüm rol oynayır və bu baxımdan onun öyrənilməsi əsas məsələlərdən biridir.

Qar örtüyünün əmələgəlmə və yerimə vaxtları hündürlük üzrə dəyişir. AES zonasında ən az qar örtüyü yaranması noyabr ayının əvvəllərinə təsadüf etdiyi halda, ən tez ərimə fevralın sonunda baş verir. Qar örtüklü günlər Yerevan şəhərində 56, Metzamorda 58, Alagözdə (Araqats) isə 269 gündür.

Qar örtüyünün yaranma vaxtı Alagözdə sentyabrın əvvəllərinə təsadüf edir və 270 gün çəkir.

Arazboyu düzənlikdə və AES rayonunda davamiyyətli qar örtüyü dekabrın sonu və yanvarın əvvəllərində yaranır. Bununla əlaqədar qarın maksimum qalınlığı da dəyişir. Qar örtüyünün qalınlığı Bingöldə (Türkiyə) 213 cm olduğu halda, Metzamorda 47 smdir.[3]

Radionuklidləri neytrallaşdıran əsas iqlim amili kimi hakim küləklərə nəzər salaq. Kontinental və dəniz arktika hava kütlələri əraziyə gəlib çatana qədər uzun bir məsafə qət etməsinə baxmayaraq havanı kəskin soyudur, buludluluğu artırır. Dağlarla əhatə olunan Naxçıvan MR ərazisinə daxil olduqdan sonra onlar əvvəlki xüsusiyyətlərini bir az da itirir və həm də soyuyur. Atmosfer təzyiqi yüksəlir və bəzi illərdə temperatur anomaliyası baş verir.



#### Şəkil 1.

#### Şəkil 2.

Dəniz mənşəli Azor maksimumu və Tropik hava kütlələri Naxçıvan ərazisinə Ermənistandan daxil olur. Bu zaman buludluluq, yağıntı, küləyin sürəti və bəzən havanın tempraturu artır. Yüksək təzyiqli Arktik hava kütlələri Muxtar Respublikanın hava sahəsini radioaktiv maddələrin təsirindən qoruma xüsusiyyətinə malik olduğu halda Azor maksimumu və Tropik hava tamamilə əksinə çıxış edir.

*Radiasiya rejimi*. Tədqiqat obyektinin radiasiya rejimi mart-oktyabr ayları arası nisbətən sabitydir və başlıca olaraq oroqrafik şəraitdən, eyni zamanda buludluluqdan asılı olaraq 130÷160kkal/sm<sup>2</sup>/il arasında dəyişir. P.F.Soxrinə görə Qafqazın bir çox düzənliklərində günəşli saatların illik miqdarı

2100-2300 arasında dəyişdiyi halda. Arazboyu zonada, eləcə də metzamorda il ərzində günəşli vaxtın miqdarı 2700 saatı keçir. [4,5]

P.S.Mirzəyevə görə bu göstərici Arazboyu düzənliklərdə 2840 saatdır. [3]

Tədqiqatçılara görə summar günəş radiasiyasının illik miqdarı Araz çayının yuxarı hövzəsində 120÷165kkal/sm<sup>2</sup> arasında dəyişir. Qalıq radiasiyanın miqdarı isə 45÷60kkal/sm<sup>2</sup> il təşkil edir və bu miqdar təbii kompleksin bir çox komponentlərinə. Xüsusilə havanın termik rejiminə, rütubətlənmə miqdarına buxarlanmaya, bitki örtüyünə və s. əsaslı təsir göstərə bilir (Şəkil2.).

*Atmosfer dövranı.* AES-də hər hansı bir katostrafik hal olarsa ətraf mühitdə ekoloji gərginliyi yaradan birinci səbəb atmosfer dövranı, eləcə də hakim küləklərin gücü, istiqaməti və sürətidir. Bu baxımdan atmosfer dövranının tədqiqi olduqca əhəmiyyətlidir. Regionda və onu əhatə edən rayonlarda atmosfer dövranına başlıca səkkiz tip hava kütləsi təsir göstərir və bu təsir ilin müxtəlif vaxtlarında oroqrafik şəraitində asılı olaraq müxtəlif olur.

Arktik dəniz və arktik kontinental hava kütlələri Böyük Qafqazın gərb və sərq qanadlarından aşaraq Qara dəniz, Kolxida ovalığı, Xəzər dənizi və Kür-Araz ovalığı üzərindən keçərək hövzəyə daxil olur. Yol boyu hava kütlələri əsaslı səkildə uğrayır. Qərb qanaddan daxil olan hava kütlələri bir-birlərinin transformasivava arxasında yerləşən Şərqi Qaradəniz, Giresun, Məsjid, Yalnızjam, Soğanlı, Qarğabazarı sıra dağlarını keçərkən həm temperaturunu və həm də rütubətini itirir. Şərq qanaddan daxil olan hava kütləsi isə yağıntını əsasən Qarabağ vulkanik yaylasında itirmiş olur. Bütün bunlara baxmavaraq, bu iki hava kütləsi Araz hövzəsində havanı kəskin sovudur, buludluğu artırır və yağıntı verir. Dekabr-fevral aylarında kəskin soyuqlar məhz bu növ hava kütlələrinin təsiri ilə yaranır. AES-in yerləşdiyi dağlararası çökəkliyə dolan soyuq hava daha da soyumağa başlayır. Ermənistan ərazisində mütləq minimumlar məhz Araz çayı hövzəsində və yüksək dağlıqda müşahidə edilir. Soyuq hava kötlələrinin tez-tez daxil olduğu bəzi illərdə anomaliya baş verir və qar örtüyü çoxillik normadan 20÷30sm artıq olur, çay və göllər demək olar ki, tamamilə donur, çayların su sərfi aşağı düşür.

Mülayim qurşağın kontinental havası hövzəyə Avropa və Sibir üzərində yaranan antisiklonların təsiri ilə daxil olur. Havalar isti, quru keçir və yerli hava dövranı aktivləşir. İsti dövrdə tez-tez qısa müddətli yağışlar baş verir, qışda isə hava aydın və yağmursuz olur.

Mikrosirkulyasiyanın zəiflədiyi dövrlərdə hövzədə zəif qradiyentli barik sahələr yaranır ki, bu da Kars-Metzamor, Alagüz-Metzamor, Ağrı-Metzamor istiqamətli dağ-dərə sirkulyasiyasının inkişafına şərait yaradır.

*Temperatur rejimi*. Ərazinin mürəkkəb relyef şəraiti və coğrafi müvqeyi sutqalıq , ayliq və illik temperatur rejiminin formalaşmasına səbəb olmuşdur. Temperatur rejimi birbaşa və dolayı olaraq havadakı radionuklidlərin tutumuna səbəb, eləcə də yaratdığı təzyiq fərqi nəticəsində baş verən hava axınlarının gücünə , istiqamətinə təsir etmiş olur. Şaxta bəzən mənfi 40<sup>o</sup>C-dən aşağı düşə bilir.Bəzi yerlərdə (Martiros , Alagöz dağında) temperaturun aşağı düşməsi ilə əlaqədar ətrafa doğru soyuq küləklər əsməyə başlayır.Müxtəlif illərdə Gümrü çökəyində yerləşən Şurabadda – 42<sup>o</sup>, Ağrıda – 46<sup>o</sup> C mütləq minimum temperatur qeydə alınmışdır.İyul ayında Alagözdə (Araqats)+18<sup>o</sup>, Metzamorda +36<sup>o</sup>, İqdirdə isə +39<sup>o</sup>C mütləq maksimum müşahidə edilmişdir. Bu dövrdə orta aylıq temperatur müvafiq olaraq

 $+8,3^{\circ}, +28,6^{\circ}$  və  $+24,4^{\circ}$ C-dir. [5,6]

Yaz dövrü Arazboyu düzənlikdə yerləşən Naxçıvan, Kağızman, Metzamor və İqdırda martdan başlayaraq mayın ortasına kimi davam edir.Adətən şaxtasız günlərin N.S.BABABƏYLİ, X.Ə.ƏSƏDOV, M.M.BƏKİROVA, S.S.İSMAYİLOVA, A.S.HƏSRƏTOVA

təkrarlanması artır, günəşli saatlar çoxalır.Hava cəbhələri yaranması hesabına temperatur dəyişir, yağıntılar artır, tək-tək hallarda qısa müddətli qar yağması müşahidə olunur [7] (Şəkil 3.).



Şəkil 3.

Ermənistan Atom Elektrik Stansiyası MDB məkanında ən köhnə enerji sisteminə malikdir və dünyanın 136 AES-i içərisində ən təhlükəlisi sayılmaqdadır. BBER – 440 tipli reaktorlara malikdir və hər blokun istilik gücü 1375 Mvt, elektrik gücü isə 440 Mvtdır. 2003-cü ilin sentyabr ayından Rusiya Federasiyasının "İnter RAO EES" müəssisəsi tərəfindən idarə olunur. Stansiyada tez-tez baş verən sızıntılara görə AB tərəfindən 200 milyon evro təzminat verilməklə bağlanması təklif olunub. Ermənistan isə yeni daha təhlükəsiz AES-nın tikintisini başa çatdırmaq niyyətindədir və buna görə AB-dən 2 milyard dollar istəməkdədir. AES-in tikintisi 1967-ci ildə "Atom teploelektroproyekt" İnstitutunun Qorki şöbəsi tərəfindən hazırlanmış köhnə və bu günün tələbatını ödəyə bilməyən layihə əsasında yerinə yetirilmişdir. Tikintinin başa çatdırılmasında təxminən 50-yə qədər layihə-konstruksiya elmi tədqiqat müəssisəsi birbaşa, 100-dən artıq zavod isə avadanlıqların hazırlanmasında yardımçı müəssisə kimi iştirak etmişlər. İ.V. Kurçatov adına Atom Enerjisi İnstitutu tikintiyə elmi rəhbərlik etmiş, sistem və qovşaqlar Leninqrad (San-Peterburq) "Teploelektroproyekt"i tərəfindən hazırlanmışdır.

Birinci blok 1976-cı ilin dekabrında, ikinci blok 1980-ci ilin yanvarında işə salınmış və 1983-cü ildə üç və dördüncü blokların fəaliyyəti başlamışdır.

Stansiyada ilk qəza texniki qüsur nəticəsində 15 oktyabr 1982-ci ildə maşın salonunda yanğınla əlaqədar baş vermiş, 7 saat ərzində təxminən 1,2 milyon dollar həcmdə maddi ziyan yaranmış, yanğını söndürməklə məşğul olan 110 nəfər müəyyən dərəcədə xəsarət almışdır. Növbəti qəza 7 dekabr 1988-ci il, yerli vaxtla saat 11:41-də 6,2 ballıq zəlzələdən sonra müşahidə olunmuşdur. Lakin hər iki hadisə "tam məxfi" qriflə gizli saxlanılmışdır. İkinci hadisə zamanı yerli personal stansiyadan və sanitar zonadan çıxarılmış və təhlükəsizlik tədbirləri enerji təminatı daha təcrübəli Rusiya Federasiyasının Kola AES-in işçiləri tərəfindən həyata keçirilmişdir. Stansiyanın işçiləri, hətta mühafizə

əməkdaşları, eləcə də yerli əhali xaotik şəkildə bölgəni tərk etmiş və məhz buna görə də SSRİ Nazirlər Soveti stansiyanın işinin dayandırılması ilə əlaqədar müvafiq sərəncam vermişdir. Birinci blokun buxar generatorları sıradan çıxmış və bir il keçməmiş buxar generatorları bərpa olunmadığından gizli olaraq qonşu dövlətlərdən birinə satılmışdır. Yalnız altı ildən sonra blok təkrar işə düşmüşdür. 20 aprel 2011-ci ildə tropik hava kütləsinin gətirdiyi səhra tozları stansiya rayonunda, eləcə də Yerevan şəhərində növbəti panika yaratmış və yerli əhali bunu AES-də baş vermiş qəzanın nəticəsi kimi anlamışlar.

Yaponiyanın Fukusima hadisəsindən sonra stansiyada ciddi səkildə nəzarətyoxlamaya rəhbərlik voxlama isləri aparılmıs və edən Ermənistan Atom Elektrostansiyalarının İstismarı Elmi Tədqiqat İnstitutu onun zəlzələ olsa belə is ücün yararlı olduğunu bəyan etmişdir. Lakin MAQATE tərəfindən 16 may-2 iyun 2011-ci il tarixdə Qabor Vamoşun rəhbərliyi ilə aparılan yoxlamalar stansiyanın hər zaman region üçün təhlükə mənbəyi olduğunu göstərmişdir. Səkkiz ölkənin təmsilçilərinin və iki beynəlxalq təşkilatın ekspertlərinin fikrincə stansiyada ekstremal təhlükə olmasa da, onun hər an reallasması mövcuddur. Komissiya 30-a yaxın irad bildirmiş və müvafiq tövsiyələr vermişlər.

Stansiyadan radioaktiv tullantılar bir neçə mənbədən ayrılmaqdadır və bunların əsasını texniki qurğular təşkil edir. Qeyd etmək lazımdır ki, müxtəlif kateqoriyalar üzrə radionuklidlərin yayılması 106 dəfə müşahidə olunmuşdur və bunların təhlükəsizlik dərəcəsi regionun təbii-iqlim və oroqrafik şəraiti ilə səciyyələnməkdədir. Stansiyanın reaktorlarının ilkin mühafizə təbəqəsi yoxdur. Müasir reaktorlarda qurğuşun-nikel təbəqəsindən hazırlanmış mühafizə örtüyü izotopları neytrallaşdırmaqla yanaşı, onların atmosfer diffuziyasını önləyir.

- Digər çoxluq təşkil edən stansiyalarda reaksiyanın sürətini azaltmaq üçün sərt qrafitdən istifadə edildiyi halda Metzamorda bu funksiyanı sıxılımış su yerinə yetirir və bu qrafitə nisbətən daha təhlükəli sayılır.
- Texniki qurğuları, xüsusi ilə soyutma sistemləri zəlzələyə qarşı dayanıqlı deyil. Bu fikri Gürcüstan Texniki Universitetinin Energetika və Telekomunikasiya fakultəsinin dekanı, professor Qiya Arabidze elmi əsaslarla təsdiq etmişdir.
- Soyuducu sistemlərdən xaric olan radioaktiv elementlər əsasən tullantı suları, qismən də atmosfer yolu ilə ətrafa yayılır.
- Təmizləmə məqsədi ilə istifadə edilən yuyucu maddələr Araz çayında müşahidə edilən yuyucu maddələrin əsas tərkibini anion tipli fəallaşmış yuyucular, natrium heksametafosfat təşkil edir.
- Vintilyasiya qurğularından 200 km-ə qədər radiusda ətraf mühitdə diffuzion radiasiya sahəsi yaradır və hakim küləklərin fəaliyyəti zamanı aktivliyi az olan tullantılar daha uzaq məsafələrə yayıla bilir. Türkiyənin İqdır vilayətində son zamanlar anormal heyvan və uşaqların doğulmasının artımı bununla izah olunur.
- Tullantıların dezaktivitasiyası zamanı texniki qaydalar pozulur və bu zaman ətraf mühitə radioaktiv maddələrin təkrar yayılması baş verir. Qeyd etmək lazımdır ki, Metzamorda dezaktivizasiya qurğuları bu günün tələblərinə cavab vermir.
- Yanacağın regenerasiyası zamanı stansiyada işlədilən radioaktiv yanacaq təkrar emal olunur və yenidən reaktorlara göndərilir. Bu prosesdə həm tullantı küldən və həm də yanacaqdan radionuklidlərin dağılması özünü göstərir.
- Texniki tullantıların konservizasiyası (basdırılması) əməliyyatı bir çox hallarda düzgün yerinə yetirilmir. Tullantı adətən qurğuşun-sink bankalarda dərin quyulara gömülür. Əlimizdə əsaslı dəlillər olmasa da bunların Qarabağın işğal olunmuş düzən ərazilərində (Arazboyunda) basdırılması güman edilir.

- Birinci konturdan çıxan yüksək temperatura malik tullantı radioaktiv suları Araza axıdılır. Yüksək temperaturlu sular həll olmuş oksigenin miqdarını azaldaraq suda ekoloji gərginliyin artmasına şərait yaratmış olur. Digər tərəfdən bu suların tərkibindəki radionuklidlər plankton və nektonlarda akkumulyasiya olunur.
- Aqreqat halında olan şüalanmaya məruz qalmış komponentlər radioaktiv fon yaradan mənbələrdən biri hesab olunur.
- Stansiyada reaktorların təmizlənməsi zamanı istifadə olunan SBO-1 və SBO-4 qurğularından ayrılan tullantılar ətraf mühitə ziyan verən əsas qurğulardan sayılmaqdadır. Göstərilən qurğular stansiyanın tələblərini ödəmir və bu səbəbdən zaman-zaman şüalanma dozası norma həddini keçmiş olur.

#### NƏTİCƏ

Metzamor AES-də baş verə biləcək qəza hadisəsi zamanı relyef, iqlim amillərinin təsiri nəticəsində radioaktiv maddələrin yayılma istiqaməti və arealı müəyyənləşdirilmişdir. [1,2,3]. Bu gün dünyada təhlükə mənbəyi sayılan 166 AES içərisində Metzamorun ön sırada yer tutduğunu nəzərə alaraq, stansiyanın yarada biləcəyi ekoloji təhlükəni araşdırmaq üçün Naxçıvan Muxtar Respublikası ərazisində müvafiq müşahidə məntəqəsinin yaradılması məqsədəuyğun sayılmışdır.

- 1. И.П.Герасимова, Кавказ, Москва, «Наука», (1966) 482.
- 2. N.S.Bababəyli, İ.M.Fatih, Araz çay sisteminin yuxarı hissisinin ekoloji şəraiti. Naxçıvan, (2009) 212.
- 3. Böyük Dünya atlası, İstanbul, (1993) 304.
- 4. R. İzbırak, Türkiye, I cild. Milli Eğitim Basımevi, İstanbul, (1996) 450.
- 5. M.Özgür, Türkiye coğrafiyası, Ankara, (2001) 205.
- 6. P.S.Mirzəyev, Naxçıvan MSSR-in aqroiqlim səciyyəsi, Bakı, (1972) 148.

# THE ESTIMATION OF INFLUENCE OF RADIOACTIVE SOURCES IN THE TERRITORY OF NAKHICHIVAN AUTONOMOUS REPUBLIC

#### N.S.BABABEYLI, X.A.ASADOV, M.M.BEKIROVA, S.S.İSMAYILOVA, A.S.HASRATOVA

Directions and areas of distribution of radioactive substances depending on a lay of land and climatic factors in case of failure occurrence on the Metsamor nuclear power plant have been defined. According to the experts Metsamor nuclear power plant has been the one of the most dangerous among 166 such objects functioning all over the world. With the purpose of comprehensive investigation of ecological threats from the Metsamor nuclear power plant the creation of measuring supervision point in the territory of Nakhchivan Autonomous Republic has been offered.

#### ОЦЕНКА ВЛИЯНИЯ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ НА ТЕРРИТОРИЮ НАХИЧЕВАНСКОЙ АР

#### Н.С.БАБАБАЙЛИ, Х.А.АСАДОВ, М.М.БАКИРОВА, С.С.ИСМАЙЫЛОВА, А.С.ХАСРАТОВА

Определены направления и ареал распространения радиоактивных веществ в зависимости от рельефа местности и климатических факторов в случае возникновения аварии на Мецаморской АЭС. Мецаморская АЭС является одним из самых опасных среди функционирующих 166 такого рода объектов в мире. Считаем, что с целью всестороннего исследования экологических угроз от Мецаморской АЭС необходимо создать измерительный пункт наблюдения на территории Нахичеванской АР. Произведена оценка результатов возможных воздействий на территорию Нахичеванской АР.

Редактор:Дж.Абдинов

#### УДК 534.338

#### ДИФФУЗНЫЕ МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ПОЛОСЫ В СПЕКТРЕ IL Сер

#### Г.Р.БАХАДДИНОВА, Н.З.ИСМАИЛОВ

Шамахинская астрофизическая обсерватория НАН Азербайджана AZ 5624, г. Шамаха, пос. Ю. Мамедалиева ismailovn@vahoo.com

поступила: 12.05.2	012			РЕФЕРАТ			
принята к печати:20.	08.2012			Приведены результаты исследований межзвездных линий			
				$D_1, D_2$ Nal Fel, Sil $\lambda\lambda$ 5780, 5798ÅÅ наблюдаемые в спектре			
				звезды типа Ae/Be Хербига IL Сер. Результаты 6 летних			
				спектральных наблюдений свидетельствуют об			
				изменении за это время лучевых скоростей в этих			
				полосах со средней амплитудой около 20км/с±3км/с.			
				Максимальное отклонение значений лучевых скоростей			
				от среднего наблюдалось в 2008-2009гг. Значения			
				эквивалентных ширин этих полос также показывают			
				синхронное изменение с лучевыми скоростями.			
				Наблюдаемая переменность в этих полосах			
Ключевые слова:	звезды	Ae/Be	Хербига,	свидетельствует о существовании протяженной			
околозвездные	диски,	спе	ктральная	околозвездной газопылевой оболочки, переменность			
переменность.				которой вызвана динамикой центральных частей диска			

#### ВВЕДЕНИЕ

Звезды типа Ae/Be Хербига являются более массивными (2-15M<sub>☉</sub>) звездами, находящиеся на стадии эволюции до ГП [1-3]. Эти звезды мы видим сразу на стадии эволюции, когда впервые начинается их оптическое излучение после «рождения» звезды. Следовательно, эти звезды являются промежуточным звеном между звездами типа Т Тельца и более массивными звездами. В отличие от звезд типа Т Тельца, у которых фотометрическая и спектральная активность часто объясняется в модели магнитосферной аккреции (МА) [4], у звезд типа Ае/Ве Хербига этот механизм активности не может быть решающим (см. например, [5-7]). Это связано с тем, что у более массивных молодых звезд должна быть слабо развита конвективная зона. Это приводит к ослаблению магнитного поля звезды, которое является необходимым атрибутом модели МА. Недавно магнитные поля порядка 10<sup>2</sup>Гс были измерены спектрополяриметрическим методом у большой выборки Ае звезд Хербига [8, 9]. Это означает, что магнитные поля Ае/Ве звезд Хербига, по-видимому, почти на порядок меньше, чем у звезд типа Т Тельца, и, соответственно, радиусы их магнитосфер при тех же значениях темпа аккреции оказываются существенно меньше. Вопрос о применимости классической модели МА к таким звездам до сих пор остается открытым. Следовательно, изучение структуры атмосферы звезд типа Ае/Ве Хербига может пролить свет на проблему образования более массивных звезд, которая к настоящему времени не разрешена [10].

Звезда HD216629 = IL Cep ( $\alpha_{2000}$  = 22<sup>h</sup> 53<sup>m</sup>16<sup>s</sup>,  $\delta_{2000}$  = +62° 08' 45") известна как член молодой ассоциации Cep OB3 [11]. В работе Гармани [11] по результатам измерений 6 спектрограмм в области от Нү до H<sub>13</sub> была определена скорость вращения звезды 270 км/с, спектральный класс определен как B2IV-V, лучевая скорость звезды Vr=-39.4км/с, а по линии межзвездного поглощения CaII Vr= -11.1км/с. Объект числится в списке звезд типа Ae/Be Хербига Финкензеллера и Мундта [12], где приведены также результаты измерений из работы [13]. Показано, что в спектре звезды линия На имеет однокомпонентную эмиссию, а эквивалентная ширина равна около -10Å. По фотометрическим наблюдениям Хилл [14] заподозрил периодическую переменность блеска звезды с периодом 1.401<sup>d</sup>, что по мнению автора, могло бы вызвано затмениями в двойной системе. Поэтому звезда была

#### Г.Р.БАХАДДИНОВА, Н.З.ИСМАИЛОВ

включена в ОКПЗ как затменная типа ЕА. Позже периодичность не была подтверждена, хотя переменность звезды не вызывала сомнений [15]. В работе [16] по спектральным наблюдениям показано, что у этой звезды лучевые скорости по линиям водорода и гелия не проявляют значительной переменности. На расстоянии около 6" от звезды в оптическом диапазоне наблюдается визуальный компонент, что затрудняло получить высокую точность фотометрических наблюдений.

По данным Шевченко и Витриченко [17], измеренная скорость вращения по линии гелия составляет 180±40км/с, а эмиссия в линии На - удвоенная, но с широкой эмиссией каждый, из-за чего трудно разрешить отдельные компоненты линии. Согласно данным разных авторов, лучевые скорости звезды IL Сер по отдельным измерениям не выявили переменности. Согласно [17], звезда, вероятно, является затменной двойной системой. Из-за небольшой амплитуды первичного затмения авторам не представилось возможным считать этот результат достоверным. По результатам фотометрических данных звезда отнесена к молодым затменным системам, которые были названы квазиалголами [17]. По анализу 600 фотометрических измерений авторы [17] выявили периодическую переменность блеска с периодом 50.9<sup>d</sup> и амплитудой 0.10<sup>m</sup>.

В работе [18] было установлено существование одного еще более тесного оптического компонента звезды на угловом расстоянии 0.4" при позиционном угле 54.3° и с разницей блеска  $\Delta B=3.5^{m}$ . Несмотря на то, что звезда является одним из относительно ярких представителей звезд типа Ae/Be Хербига, к настоящему времени она не была подробно исследована. В настоящей работе изучена переменность спектра звезды по межзвездным полосам дублета NaI D1, D2, FeI+SiI  $\lambda\lambda$  5780 и 5798ÅÅ.

#### НАБЛЮДЕНИЯ И РЕЗУЛЬТАТЫ

Спектральные наблюдения были выполнены в 2006-2011 гг. на кассегреновском фокусе 2 м телескопа ШАО НАН Азербайджана. Применялся спектрометр, собранный на базе спектрографа UAGS [19, 20]. В качестве приемника был использован ПЗС размерами 530х580 пикселов. Спектральное разрешение составило R=14000, соотношение сигнала к шуму в области линии Hα S/N=80-100. Журнал наблюдений приводится в табл.1. Всего было получено 40 пар спектрограмм звезды, которые были усреднены за каждую ночь наблюдений. В некоторые ночи были получены 2-3 пар спектрограмм звезды, которые также были усреднены за ночь по измеренным параметрам. В каждую ночь для контроля системы наблюдений были получены спектры стандартных звезд, плоское поле и спектр сравнения. Для редукции длин волн был использован спектр дневного спектра. Вся обработка изображений и перевод их к стандартному \*.100 формату и дальнейшее измерение спектрограмм выполнялась по программе DECH20T и его приложений, которое было разработано в САО РАН [21].

Нами были измерены спектральные параметры – эквивалентные ширины  $W_{\lambda}$ , полуширины *FWHM*, центральные глубины  $R_{\lambda}$  и гелиоцентрические лучевые скорости *Vr* дублета D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub> NaI и блендированных полос Fe I+Si I 5780 Å и Fe I + Si I 5798 Å. Ошибки измерений эквивалентных ширин составили около 5%, а центральные интенсивности около 1%. Ошибка в позиционных измерениях по спектрам звезд-стандартов составила 2-3 км/с.

В табл.2 приведены средние за ночь лучевые скорости и эквивалентные ширины отдельных полос. В конце табл.2 в последних строках приведено среднее значение по всем наблюдениям по соответствующим значениям, а также их среднеквадратичное стандартное отклонение. Это значение полезно для выявления достоверных изменений соответствующего параметра при сравнении ее значения с трехкратным уровнем ошибки измерений 3<sub>о</sub>.

В табл.3 приведены значения полуширин *FWHM* и центральных глубин  $R_{\lambda}$  указанных спектральных линий. Аналогично табл.2 здесь также приведено среднее значение и стандартное отклонение от среднего для каждого параметра.

### Таблица1.

#### Информация о наблюдательном материале

Лата	UT	JD	№ спектра	Экспозиция
, ,	-	2450000+	I I I I I	Секунды
12.08.2006	21:20	3960.389	Ks 1709-1710	1500
16.08.2006	19:52	3964.328	Ks 1751-1752	1800
18.08.2006	18:59	3966.291	Ks 1776-1777	1200
19.08.2006	20:39	3967.360	Ks 1793-1794	1800
20.08.2007	19:01	4333.293	Ks 2163-2164	2400
04.08.2008	18:35	4683.274	Ks 2309-2310	1800
04.08.2008	19:39	4683.319	Ks 2310-2311	1800
18.08.2008	19:12	4697.317	Ks 2377-2378	1200
18.08.2008	19:35	4697.316	Ks 2378-2379	1200
22.08.2008	20:32	4701.356	Ks 2414-2415	900
24.08.2008	19:04	4703.294	Ks 2429-2430	1200
24.08.2008	20:08	4703.339	Ks 2430-2431	1800
24.08.2008	20:41	4703.362	Ks 2431-2432	1800
25.08.2008	21:35	4704.399	Ks 2444-2445	1800
08.07.2009	21:27	5021.394	Ks 2649-2650	2400
13.07.2009	20:17	5026.345	Ks 2661-2662	3600
21.07.2009	22:17	5034.428	Ks 2713-2714	3600
04.08.2009	21:09	5048.381	Ks 2757-2758	3600
01.09.2009	19:41	5076.320	Ks 2776-2777	3600
02.09.2009	19:41	5077.320	Ks 2786-2787	3600
03.09.2009	18:36	5078.275	Ks 2799-2800	3600
04.09.2009	18:35	5079.274	Ks 2807-2808	3600
04.10.2009	20:50	5109.368	Ks 2866-2867	2400
15.10.2009	20:17	5120.345	Ks 2885-2886	2400
25.10.2009	17:22	5130.224	Ks 2930-2931	2400
01.08.2010	20:11	5410.341	Ks 3408-3409	3600
03.08.2010	20:31	5412.355	Ks 3434-3435	3600
04.08.2010	20:19	5413.347	Ks 3446-3447	3600
08.08.2010	20:28	5417.353	Ks 3512-3513	3600
09.08.2010	21:04	5418.378	Ks 3525-3526	3600
28.08.2010	17:52	5419.244	Ks 3573-3574	3600
30.08.2010	19:59	5439.333	Ks 3603-3604	3600
31.08.2010	18:51	5440.285	Ks 3611-3612	3600
04.09.2010	21:11	5444.383	Ks 3666-3667	3600
07.09.2010	18:07	5447.255	Ks 3689-3690	3600
10.10.2010	20:27	5480.352	Ks 3792-3793	3600
16.11.2010	16:32	5481.189	Ks 3899-3900	3600
07.10.2011	17.52	5842.244	Ks 4380-5481	3600

#### Линии NaI D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>.

Эти линии наблюдаются практически у всех звезд типа Ae/Be Xepбига и имеют межзвездное происхождение [12, 22]. На Рис.1 приведена временная зависимость значений эквивалентных ширин и лучевых скоростей абсорбционных линий дублета NaI D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>. Эти линии в спектре звезды представляют собой узкую и глубокую абсорбцию, указывающую, что они, по-видимому, имеют, в основном, околозвездное и межзвездное происхождение. Среднее значение полуширин этих линий по всем наблюдениям равны  $1.0 \pm 0.18$ Å, причем в отдельных случаях, в течении одного сезона полуширины показывают переменность на 0.5Å.

#### Г.Р.БАХАДДИНОВА, Н.З.ИСМАИЛОВ

## Таблица 2.

#### Лучевые скорости и эквивалентные ширины межзвездных полос.

JD2450000+	Vr (км/с)				W (Å)			
Линии	NaD2	NaD1	FeI 5780	SiI 5798	NaD2	NaD1	FeI. SiI 5780	FeI. SiI 5798
3960.389	-28.8	-27.8	-47.2	-65.5	0.53	0.48	0.43	0.26
3964.328	-21.8	-21	-35	-61.6	0.52	0.52	0.6	0.17
3966.291	-19.6	-19.5	-40.2	-63	0.44	0.43	0.47	0.24
3967.36	-11.5	-10.5	-31.7	-52.1	0.49	0.47	0.56	0.26
4433.292	-23.1	-21	-35.8	-50.95	0.53	0.48	0.62	0.14
4683.274	-20.1	-18.9	-18	-25	0.46	0.33	0.43	0.12
4683.274	-14.4	-11	-13.6	-18	0.45	0.44	0.51	0.1
4697.317	-13.8	-11	-30.2	-53.4	0.5	0.51	0.7	0.13
4701.356	-16.3	-14.2	-25.3	-47.8	0.53	0.56	0.62	0.14
4703.294	-11.7	-11.9	-25	-50.3	0.46	0.45	0.57	0.1
4704.399	-17.4	-16.3	-31.6	-37	0.54	0.43	0.53	0.15
5021.394	-26	-24.9	-31	-28	0.55	0.48	0.66	0.11
5026.345	-21.1	-22.6	-35	-63	0.6	0.6	0.55	0.16
5034.428	-12.5	-13.27	-31.3	-53.7	0.64	0.72	0.7	0.21
5048.381	-11.9	-12.6	-35	-53	0.56	0.54	0.58	0.18
5076.32	-16.5	-17.8	-27.1	-63.7	0.56	0.57	0.54	0.19
5077.32	-19.4	-20.2	-51.1	-77	0.6	0.61	0.68	0.22
5078.275	-21.6	-21.4	-43.1	-67.7	0.63	0.69	0.64	0.22
5079.274	-16.4	-14.4	-44.8	-72	0.58	0.65	0.62	0.14
5109.368	-26.1	-24.6	-61	-82	0.56	0.54	0.73	0.14
5120.345	-16.6	-16.6	-46	-68	0.53	0.56	0.54	0.21
5130.224	-23	-24.5	-44.7	-75	0.53	0.52	0.8	0.14
5410.341	-10.5	-9.5	-20.7	-51	0.54	0.49	0.48	0.18
5412.355	-12.3	-11.1	-31.2	-54.3	0.54	0.55	0.51	0.14
5413.347	-22.1	-20	-32.97	-60	0.58	0.54	0.59	0.22
5417.353	-17.1	-15.8	-31	-47.8	0.52	0.58	0.6	0.2
5418.378	-8.71	-8.6	-30.4	-48.6	0.55	0.54	0.46	0.17
5419.244	-16.6	-16.2	-39.4	-68.5	0.5	0.5	0.38	0.19
5439.333	-23.4	-22.7	-34.2	-78.4	0.57	0.6	0.41	0.16
5440.285	-15.2	-15	-32.4	-60.5	0.56	0.55	0.56	0.2
5444.383	-10.4	-8.5	-27.7	-49.2	0.52	0.5	0.56	0.11
5447.255	-23.3	-22.8	-48.5	-92	0.46	0.61	0.48	0.22
5480.352	-17.7	-17.6	-32.7	-62.1	0.54	0.49	0.54	0.19
5486.189	-23.7	-21.3	-40.4	-67.3	0.484	0.614	0.48	0.19
5842.244	-23.9	-20.9	-40.8	-68.2	0.51	0.56	0.46	0.26
Средняя	-18.07	-17.3	-35.03	-58.16	0.53	0.53	0.56	0.18
Стандартное отклонение	5.26	5.23	9.64	15.66	0.05	0.08	0.10	0.05

#### ДИФФУЗНЫЕ МЕЖЗВЕЗДНЫЕ ПОЛОСЫ В СПЕКТРЕ IL Сер

#### Таблица 3.

#### Значения полуширин и центральных глубин межзвездных полос.

JD 2450000+	FWHM (Å)				R <sub>λ</sub>			
Линии	NaD2	NaD1	FeI 5780	SiI 5798	NaD2	NaD1	FeI. SiI 5780	FeI. SiI 5798
3960.389	0.83	0.8	2.47	1.4	0.52	0.46	0.24	0.13
3964.328	0.88	0.95	3.18	1.55	0.44	0.4	0.21	0.11
3966.291	0.8	0.83	2.44	2.08	0.47	0.45	0.2	0.13
3967.36	0.84	0.73	2.58	0.78	0.48	0.52	0.22	0.15
4433.292	0.92	0.89	2.43	2.08	0.49	0.45	0.29	0.19
4683.274	1.26	1.11	3.24	1	0.4	0.3	0.19	0.11
4683.274	1.1	0.94	2.52	1.69	0.4	0.38	0.2	0.08
4697.317	0.94	0.7	3.09	1.23	0.44	0.46	0.12	0.1
4701.356	1.04	1.04	3.11	2.09	0.47	0.47	0.19	0.095
4703.294	0.91	1.06	2.75	1.35	0.41	0.42	0.19	0.1
4704.399	0.73	0.82	2.75	1.13	0.6	0.42	0.22	0.11
5021.394	1.06	0.95	3.13	1.16	0.4	0.39	0.25	0.12
5026.345	1.13	0.9	2.74		0.53	0.51	0.11	
5034.428	1.03	1.05	3.28	0.96	0.51	0.48	0.22	0.17
5048.381	1.49	1.3	3.05	1.27	0.45	0.47	0.2	0.15
5076.32	0.94	1.09	3.05	1.44	0.5	0.43	0.16	0.1
5077.32	1.07	0.98	2.7	2.02	0.52	0.5	0.23	0.15
5078.275	1.11	1.06	2.82	1.91	0.52	0.5	0.2	0.125
5079.274	0.98	0.98	2.71	1.33	0.55	0.5	0.2	0.09
5109.368	1.17	0.9	3.18	1.9	0.45	0.5	0.22	0.1
5120.345	1	0.87	2.66	1.43	0.45	0.48	0.21	0.17
5130.224	1.08	0.95	3.57	1.35	0.45	0.42	0.24	0.11
5410.341	0.94	1.09	2.97	1.09	0.46	0.41	0.17	0.1
5412.355	1.23	1.12	2.9	1.47	0.45	0.42	0.2	0.125
5413.347	1.05	0.98	2.68	1.41	0.52	0.47	0.2	0.135
5417.353	1.2	1.2	2.51	1.73	0.45	0.43	0.2	0.13
5418.378	1.09	1.09	2.45	1.25	0.5	0.5	0.2	0.11
5419.244	1.32	1.24	2.69	1.31	0.4	0.37	0.17	0.11
5439.333	0.96	1.02	2.68	1.44	0.47	0.43	0.18	0.11
5440.285	0.99	0.98	2.58	1.33	0.58	0.51	0.2	0.12
5444.383	0.96	0.98	2.33	0.74	0.48	0.46	0.2	0.13
5447.255	1.47	1.64	2.62	2.58	0.33	0.3	0.22	0.14
5480.352	0.9	0.99	2.64	2.53	0.47	0.43	0.2	0.15
5486.189	0.8	0.87	2.52	2.4	0.44	0.44	0.17	0.1
5842.244	0.7	0.72	2.27	1.76	0.44	0.44	0.17	0.11
Средняя	1.04	1.00	2.80	1.46	0.5	0.44	0.20	0.12
Стандартное отклонение	0.19	0.18	0.31	0.41	0.05	0.05	0.03	0.03

Из Рис.1 видно, что лучевые скорости отдельных компонент дублета показывают переменность около среднего, а также среднегодовую переменность, которое достигают

максимума после 2008 г. Средние значения эквивалентных ширин обеих линий дублета однозначно достигли максимума в 2009 г. При этом, у эквивалентных ширин отклонение от среднего практически не превышает уровень 3σ.



#### Рис.1.

Изменение со временем эквивалентных ширин и лучевых скоростей дублета NaI D1 (справа), D2 (слева).

#### Диффузные межзвездные полосы (ДМП)

В спектре звезды нами были обнаружены полосы линий, которые образуют два бленда FeI, SiI  $\lambda$  5780 Å и FeI, SiI  $\lambda$ 5798Å. Известно, что последние линии относятся к так называемым диффузным межзвездным полосам (ДМП) и обычно образуются в межзвездном или околозвездном газопылевом поглощении, и, в основном, наблюдаются в спектрах звезд ранних спектральных классов OB с протяженными околозвездными оболочками [23].

На Рис.2 приводятся фрагменты спектрограмм звезд IL Сер (вверху), звезды стандарта HR8511 (по центру) с поздним спектральным классом K3III, сверхгиганта 55 Суд B2.5Ia, а также звезды типа Ве Хербига HD200775 со спектром B2V. Как видно, линии нейтральных элементов FeI  $\lambda$  5780.8041 Å и SiI  $\lambda$  5797.8609Å наблюдаются как у более холодных звезд позднего типа, так и у горячих звезд. Это свидетельствует об их образовании в более холодной части протяженных дисков. ДМП с  $\lambda$ 5780Å усложнена также возможным вкладом других линий, например, таких, как TiI  $\lambda$ 5780.8068Å, CrI  $\lambda$ 5781.1813Å и FeI  $\lambda$ 5780.5994Å, а вторая полоса  $\lambda$  5798Å – Cr I  $\lambda$ 5798.1769Å. Спектральные параметры этих полос были измерены по всем спектрограммам и приведены в соответствующих Таблицах 2 и 3. Так как эти полосы могут быть блендированы линиями других элементов, формально при вычислении лучевых скоростей по этим полосам нами были использованы значения длин волн наиболее интенсивных элементов FeI  $\lambda$  5780.8041Å и SiI  $\lambda$  5797.8609Å. Поэтому абсолютные значения гелиоцентрических лучевых скоростей, определенные по этих линий хорошо согласуются между собой.



Рис.2.

Фрагмент спектров звезд IL Сер (вверху), звезды стандарта HR8511 (по центру) с поздним спектральным классом K3III, а также сверхгиганта 55 Суд B2.5Ia и звезды типа Ae/Be Хербига HD 200775 со спектральным классом B2V.

На Рис.3 показана временная зависимость лучевых скоростей и эквивалентных ширин для ДМП  $\lambda\lambda$  5780 и 5798ÅÅ. Как видно, наблюдается незначительная переменность спектральных параметров этой полосы, где максимум смещений в красную часть спектра в 2009г. сопровождается также и монотонным увеличением среднегодовых значений эквивалентных ширин. Аналогичную переменность показывает также полоса  $\lambda$  5798Å. Обе полосы имеют максимальный сдвиг в 2008г. в красную часть спектра с дальнейшим возвращением на прежнее положение.



**Рис.3.** То же, что на рис.2 для ДМП 5780.

#### Г.Р.БАХАДДИНОВА, Н.З.ИСМАИЛОВ ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Еще в работе Гармани [16] было показано, что звезда IL Сер принадлежит более молодому скоплению в ассоциации Сер ОВЗ. В работе [13] предположено, что эта группы молодых ОВ звезд имеют возрасты ~ 4.10<sup>5</sup> лет, и возможно, они произошли после взрыва сверхновой.

Лучевые скорости звезды по двум спектрограммам были измерены Финкензеллером и Янковичом [22], их результаты измерений Vr по компонентам водородных линий хорошо согласуются с нашими измерениями. Также неплохо согласуются данные по смещениям линий межзвездного происхождения. Так как к настоящему времени последовательных измерений лучевых скоростей не выполнялось, переменность лучевых скоростей не была установлена. Наши систематические продолжительные измерения впервые показали, в околозвездном окружении меняются лучевые скорости отдельных внешних областей диска звезды.

Изменение спектральных параметров отдельных межзвездных линий показало, что в 2009г. мы наблюдали значительное отклонение значений лучевых скоростей и эквивалентных ширин от среднего. В этом году многие параметры спектральных линий показывают разброс, значительно превосходящий уровень ошибок измерений 3σ. Это хорошо заметно в линиях дублета D1, D2 NaI, а также по ДМП5780Å и 5798Å, амплитуда изменений у последних линий значительно меньше (ΔVr≤20км/с). Последние полосы обычно наблюдаются в спектрах звезд-гигантов и сверхгигантов [23]. Поэтому можно предположить, что у звезды существует мощнейшая протяженная околозвездная газопылевая оболочка. Монотонное изменение средних значений спектральных параметров показывает, что, по-видимому, звезда является спектрально-двойной системой

Судя по графикам, приведенным на Рис. 2-3, если звезда является двойной системой, возможно, наши наблюдения покрывают только один полный цикл периода. Ожидаемый орбитальный период системы может быть около 5-6 лет. Для точного определения спектроскопических параметров двойной системы нужны дальнейшие спектральные наблюдения. По результатам данной работы можно сделать следующие выводы:

- Впервые в спектре звезды типа Ве Хербига IL Сер обнаружены линии ДМП λλ5780, 5798ÅÅ, которые возникают в самых верхних слоях протяженных оболочек звезд сверхгигантов. Это свидетельствует о том, что в отличие от других звезд типа Ae/Be Хербига, у этой звезды существует более протяженная газо-пылевая оболочка вокруг звезды.
- Обнаружена переменность лучевых скоростей и других спектральных параметров линий ДМП D1, D2 NaI и λλ5780, 5798ÅÅ, с характерным временем 5-6 лет, показывающим существование динамических процессов в околозвездной оболочке звезды. Наблюдаемая переменность звезды может быть связана с двойственностью системы.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Фонда Развития Науки при Президенте Азербайджанской Республики (Грант № EIF-2011-1(3)-82/31/1).

- 1. G.H.Herbig, *The Spectra of Be- and Ae-TYPE Stars Associated with Nebulosity, Astroph. J. Suppl. Ser.*, **4** (1960) 337-368.
- 2. L.B.F.M.Waters, C.Waelkens, *Herbig Ae/Be Stars, Ann.Rew.Astron.Astrphys*, **36** (1998) 233-266.
- 3. J.Hern'andez, N.Calvet, C.Brice<sup>n</sup>o, L.Hartmann, & P.Berlind, *Spectral Analysis and Classification of Herbig Ae/Be Stars, Astron. J*, **127** (2004) 1682-1701.
- 4. J.Bouvier, S.H.P.Alencar, T.J.Harries, C.M.Johns-Krull, M.M.Romanova, Magnetospheric Accretion in Classical T Tauri Stars, Protostars and Planets V, ed., B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keilin. Tucson, USA, Univ. Arizona Press, (2007) 479.

- 5. J.S.Vink, J.E.Drew, T.J.Harries, R.D.Oudmaijer, Probing the circumstellar structure of Herbig Ae/Be stars, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 337 (2002) 356-368.
- 6. J.A.Eisner, B.F.Lane, L.A.Hillenbrand, R.L.Akeson, A.I.Sargent, *Resolved Inner Disks* around Herbig Ae/Be Stars, Astrophys. J, 613 (2004) 1049-1071.
- 7. J.D.Monnier et al, *The Near-Infrared Size-Luminosity Relations for Herbig Ae/Be Disks Astrophys. J*, **624** (2005) 832-840.
- 8. S.Hubrig, M.A.Pogodin, R.V.Yudin et al, *The magnetic field in the photospheric and circumstellar components of Herbig Ae stars, Astron. Astrophys.*, **463** (2007) 1039-1046.
- 9. G.A.Wade, S. Bagnulo, D.Drouin et al, A search for strong, ordered magnetic fields in Herbig Ae/Be stars, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., **376** (2007) 1145-1161.
- 10. H.Zinnecker, H.Yorke, Toward Understanding Massive Star Formation, Ann. Rew. Astron. Astrphys, 45 (2007) 481-563.
- 11. C.D.Garmany, Internal motions in the association Cep OB3, Astron. J., 78 (1973) 185-191.
- 12. U.Finkenzeller, R.Mundt, *The Herbig Ae/Be stars associated with nebulosity, Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **55** (1984) 109-141.
- 13. G.E.Assousa, W.Herbst, K.C.Turner, *Supernova-induced star formation in Cepheus OB3*, *Astrophys. J*, **218** (1977) 13-15.
- 14. G.Hill, On Beta Cephei Stars: a Search for Beta Cephei Stars, Astrophys.J, Suppl. Ser., 14 (1967) 263-300.
- 15. G.Hill, R.W.Hilditch, E.L.Pfannenschmidt et al, *Photoelectric measures of variable stars observed at Mt. Kobau, Publ. Dom. Astrophys. Observ.*, **15** (1976) 1-35.
- 16. C.D.Garmany, Seven new spectroscopic binaries in Cepheus, Astron. J., 77 (1972) 38-41.
- 17. В.С.Шевченко, Е.А.Витриченко, К.Н.Гранкин и др., *Протоалголи и квази-алголи, Письма в АЖ*, **19** (1993) 125-130.
- H.E.Wheelwright, R.D.Oudmaijer, S.P.Goodwin, The mass ratio and formation mechanisms of Herbig Ae/Be star binary systems, Mon. Notic. Roy. Astron. Soc., 401 (2009) 1199-1218.
- 19. Х.М.Микаилов, В.М.Халилов, И.А.Алекберов, Эшелле-спектрометр фокуса Кассегрена 2-м телескопа ШАО НАН Азербайджана, Циркуляр ШАО, 109 (2005) 21-29.
- 20. Н.З.Исмаилов, А.А.Алиева, Н.Я.Ахмедова, Исследование стабильности спектрометра фокуса Кассегрена 2 м телескопа ШАО, Transactions of Azerbaijan National Academy of Sciences, Series of Physical-Mathematical and Technical Sciences Physics and Astronomy, XXV, 5 (2005) 234-238.
- 21. Г.А.Галазутдинов, Обработка астрономических спектров в ОС Windows с помощью программ DECH, Препринт САО РАН, **92** (1992) 1.
- 22. U.Finkenzeller, I.Jankovics, *Line profiles and radial velocities of Herbig Ae/Be stars, Astron. Astrophys*, **57** (1984) 285-326.
- 23. V.G.Klochkova, E.L.Chentsov, *The Optical Spectrum of an LBV Candidate in the Cyg OB2 Association, Astron. Reports*, **48** (2004) 1005-1018.

#### İL CEP ULDUZUNUN SPEKTRİNDƏ DİFFUZ ULDUZLARARASI ZOLAQLAR

#### G.R.BAHƏDDİNOVA, N.Z.İSMAYİLOV

İşdə İL Cep ulduzunun spektrində müşahidə olunan D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub>, NaI, FeI, SiI  $\lambda\lambda$  5780, 5798ÅÅ ulduzlararası mühit xətlərinin tədqiqinin nəticələri verilmişdir. 6 illik müşahidələrin nəticəsi göstərdi ki, bu müddətdə həmin xətlərin şüa sürətləri 20±3km/san orta amplitudla dəyişir. Orta qiymətdən maksimal kənaraçıxma 2008-2009-cu illərdə müşahidə olunmuşdur. Bu cür ifratnəhəng örtüyünə bənzər ulduzətrafi qaz-toz örtüyü ilk dəfədir ki, Ae/Be Herbiq tipli ulduzlarda müşahidə olunur. Müşahidə olunan dəyişmələr ulduzun 5-6 illik orbital perioda malik qoşa sistem olmasını ehtimal etməyə imkan verir.

#### DIFFUSE INTERSTELLAR BANDS IN THE SPECTRUM OF IL CEP

#### G.R.BAHADDINOVA, N.Z.ISMAILOV

The results of studies of interstellar lines D1, D2, NaI, FeI, SiI  $\lambda\lambda$  5780, 5798 ÅÅ observed in the spectrum of the Ae/Be Herbig type star IL Cep have been presented. The results of six year spectral observations have been shown variation of the radial velocities in this time in these bands with an average amplitude of about 20km/s ±3km/s. The maximum standard deviation of the values of the radial velocities from the average have been observed in 2008-2009. Among the Ae/Be Herbig type stars first time the similar gas-dust envelope as supergiants has been discovered. The observed variability in the spectrum has been suggested that the star is a binary system with an orbital period about 5-6 years.

Редактор: И.Юсифов

УДК 53(091)

#### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СРЕДНЕВЕКОВОГО ВОСТОКА

#### Н.Б.СОЛТАНОВА

Институт физики НАН Азербайджана AZ 1143, Баку, пр, Г.Джавида, 33 muzeyfizika@yahoo.com

поступила: 12.05.2012	РЕФЕРАТ
принята к печати: 20.08.2012	В статье рассматривается физика Средневекового Востока.
	Указаны основные направления развития физики того
Ключевы слова: наука, исламское	времени: механика, оптика, теплота, магнетизм, акустика,
средневековье, физика.	астрономия.

В истории развития мировой науки имеется туманный период. Современному исследователю тяжело там что-то увидеть, не потому что в туманности ничего нет, а потому что там не хотели что-то видеть. Эта туманность искусственна. Мы говорим о средневековом периоде истории науки. Наша задача – очистить эту туманность и показать Ренессанс Востока – научную базу Запада. Мы стоим на плечах прошлого. Не будь «вчера», не было бы «сегодня». Мы не имеем права отрицать прошлое.

На Средневековом Востоке возникла самостоятельная, так называемая, арабская наука – это наука исламского Средневековья. Арабские завоеватели не разрушали древней цивилизации. Они оказались хранителями, спасителями древней науки и, в свою очередь, последующей ячейкой в истории развития науки. Античная наука дошла до нас в большей степени в переписанных рукопиях и переводах античной литературы. «Дом мудрости» (832 г. Багдад) ал-Ма`муна – факт сказанному. В странах ислама наряду с медресе, где кроме религии занимались предметами математики, астрономии, были созданы университеты, библотеки, академии – научные центры. Объединенные политически и экономически, связанные единством религии и языка (арабский язык стал государственным и языком науки и культуры), народы стран Ближнего и Средного Востока получили возможность свободного обмена духовными ценностями.

Средневековая физика начала развиваться с комментариев к трудам древнегреческих ученых. Но постепенно эти комментарии становились все более оригинальными и в результате из них выросли самостоятельные физические учения. Направления развития средневековой физики – это механика, оптика, теплота, магнетизм, акустика. Огромную роль в прогрессе физики в эпоху Средневековья играет математика.

Энциклопедические трактаты того времени разделялись на изложение теоретических и практических наук. Теоретические науки – это логика, физика (естествознание), математические науки и метафизика (философия и теология). К практическим же наукам относятся этика, экономика и политика. [8]

Физика включала в себя помимо физики в нашем смысле слова и химию, геологию, минералогию, метеорологию, ботанику, зоологию, медицину и психологию. Математические науки – арифметика, алгебра, геометрия, астрономия, теория музыки, оптика, гидравлика, статика (наука о весах), теория механизмов.

Изучение процесса формирования восточной механики позволяет проследить тенденцию к аксиоматизации и геометризации в духе Евклида и Архимеда (статика), к разработке качественных теорий в рамках общего философского учения о движении и падении тел в различных средах и источнике этого движения, к выделению учения о простых машинах и механизмах. В основе астрономических моделей движения небесных тел лежала система Птолемея.

Влияние восточной традиции сказалось, главным образом, на статике и

#### Н.Б.СОЛТАНОВА

кинематических методах астрономии. Это разработка численных арифметикоалгебрических методов в статике, преимущественно приемов решения практических задач, связанных с правилом рычага и вычислением удельного веса металлов и минералов. Комментирование трудов Архимеда по гидростатике послужило отправным моментом развития теории весов и взвешивания, и разработки методов определения удельных весов.

В итоге переводческой и комментаторской деятельности уже в IX в. складывается своеобразная научная тенденция, в которой греческие методы применялись к решению широкого круга теоретических и практических проблем. Далее, рождались свои учения, теории, методы, применение которых давало результаты максимального значения для того времени. Бывали и случая, когда результат мог опередить науку того времени на столетия (труды Бируни, Туси ...)

Стиль сочинений средневекового Востока был очень интересен, в определенной степени чувствуется влияние античного, но была своебазованая, уже сформулированная форма труда. Все это относится к сочинениям по механике, астрономии, статике. Серьезное значение придавалось систематическому изложению материала, его полноте, чёткости и строгости формулировок и доказательств. Эта тенденция усиливается в течение X–XIв.в..

ХІІв. можно отнести ко второму этапу развития механики Средневековья. В механических и астрономических сочинениях этого периода авторы широко использовали достижения современной им математики: вычислительно–алгоритмических, арифметических и алгебраических методов, плоской и сферической тригонометрии.

В XIII–XVв.в. меняются требования эпохи, идет развитие, необходимы новые, более точные методы для астрономических расчетов, основанных на приемах кинематикогеометрического моделирования движения небесных тел. Это требовало дальнейшего развития приближенных методов решения уравнений второй и более высоких степеней. К XIII–XVв.в. относится деятельность двух крупнейших научных школ Восточного средневековья: Марагинской, возглавляемой Насир ад-Дин ат-Туси, и Самаркандской под руководством Улугбека. [5]

В классификации наук учёных Средневекового Востока геометрическая статика часто попадает в раздел геометрии, но зато отдельно рассматривается «наука о тяжестях». Ибн Сина (Хв.) выделяет в своей классификации «науку о тяжести» и «науку о приборах». В некоторых энциклопедиях особо выделяется «наука о подъеме воды». Определенные исторические условия способствовали особому развитию статики на Средневековом Востоке[7]. Рост денежного обращения и торговли как внутренней, так и международной, требовал постоянного совершенства методов взвешивания и системы мер и весов. Это обусловило особое развитие науки о взвешивании, создание многочисленных конструкций различных видов весов и развитие теоретической основы этого – науки о равновесии в ее геометрической и кинематической формах. Развитие же науки о простых машинах и их комбинациях необходимостью было обсуловлено совершенствования техники перемещения грузов.

Понятие о центре тяжести впервые появилось в работах Архимеда и развивалось в трудах ученых Средневекового Востока. Классические результаты Архимеда, полученые в геометрической статике, обобщаются и распространяются на пространственные тела и системы тел. Используя, излагая все аксиомы Архимеда, связанные с понятием центра тяжести системы тел, однако уже в применении к реальным телам, ученые Средневековья дополняют эту систему аксиом Архимеда собственными утверждениями. В науке того времени понятие центра тяжести в значительной степени опиралось и на динамическую традицию. Ученые Средневекового Востока связывают центр тяжести с понятием центра Мира, который, согласно Аристотелю, являлся «естественным местом», стремление к которому заложено в каждом теле, совершающем «естественное» движение. Трактовка понятия центра тяжести этих учёных вытекает из понятия веса, как силы, имеющей характер тяготения.

Автор «Книги весов мудрости» (1121 г.) ал-Хазини, видный физик и астроном XII

#### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СРЕДНЕВЕКОВОГО ВОСТОКА

века, был учеником Омара Хайама и работал при дворе сельджукского султана Санджара. «Книга весов мудрости» представляет собой изложение вопросов теоретической и практической статики своего времени и построена по типу современной научной монографии. Целью трактата является теоретическое обоснование конструкции «весов мудрости», методов работы с ними, известных автору всех модификаций рычажных весов, применяющихся в различных сферах научной и практической деятельности той эпохи. Ал-Хазини пишет: «Мы утверждаем, что понимание общих идей в задачах о центре тяжести, о тяжести и легкости и свойствах (тел) в жидкости и воздухе... из того, что нам известно (от древних) очень полезно в науке о весах». Проблема удельного веса исторически оказывается тесно связанной с теорией взвешивания. Данные, полученые ал-Хазини, совпадают с современными. Интересно отметить, что удельный вес ртути был специально измерен на Западе Робертом Бройлем в 1627 г., причём его результат составляет 13,357 вместо современного 13,546 (при 20°С), между тем как ал-Хазини даёт 13,57. В книге даются также методы измерения и таблицы удельного веса 50 веществ. В Европе подобные таблицы были опубликованы в конце XVIIIв. («Курс химии» А.Л.Лавуазье). Первые измерения удельного веса в Европе были произведены А.Кирхером в XVIIв..

Проблема равновесия весов и взвешивания ставится и решается в целом цикле трактатов о «карастуне». Арабское слово «карастун», очевидно, искаженный «харистийон», которым называли римские неравноплечие рычажные весы. Существует точка зрения, что «харистийон» идентифицируется с собственным именем Харистийон или Аристон, о котором имеются сведения у Филона Византийского, посвятившего ему свое сочинение. Известны трактаты о карастуне братьев Бану Муса, Сабита ибн Корры, Косты ибн Луки, Элиса бар Шинайи. Описание карастуна приводит ал-Бируни в своей «Науке звезд».

«Книга весов мудрости» ал-Хазини и «Книга о карастуне» Сабита ибн Корры сыграли значительную роль в формировании механики стран Ислама и оказали существенное влияние на её развитие в Европе.

Вплоть до середины XVIIв. под словом «механика» понимали практику создания и использования машин и механизмов, т.е. некое «искусство», опиравшееся на элементарную теорию пяти простых машин (рычаг, блок, ворот, клин, винт), «искусство», теоретической основой которого была статика. Ученые стран Ислама называли механику «илм ал-хийал», т.е. учение о хитроумных приспособлениях, - дословный перевод греческого термина. Первоначальный смысл греческого слова μηχλνη (mechane) – машина как разновидность всевозможных «ухищрений», а первое значение слова «механик» - искуссник. В последние века Римской империи механиком называли разносторонне образованного инженера.

Механики Средневекового Востока не только проявили интерес к фундаментальным вопросам теории, но и сами получали результаты, имеющие серьезное теоретическое значение, и некоторые из них оказали существнное влияние на европейскую науку XIII – XVIIвв.

Изучение процесса формирования восточной механики позволяет проследить тенденцию к аксиоматизации и геометризации в духе Евклида и Архимеда (статика), к разработке качественных теорий в рамках общего философского учения о движении и падении тел в различных средах и источнике этого движения, к выделению учения о простых машинах и механизмах. [3]

Динамическое направление на средневековом Востоке складывалось, прежде всего, на основе перевода, и комментирования, и обработки сочинений Аристотеля. Это породило целую серию трактатов, посвященных проблемам причины, источника и сущности движения, а также специальных разделов в трактатах философского содержания. Впрочем, эти вопросы затрагивались и в чисто механических сочинениях, чаще всего в трактатах по статике. Поэтому в них не всегда можно четко отделить друг от друга проблемы статики и динамики и изучать их изолированно друг от друга. В то же время можно достаточно четко отметить круг проблем динамики того времени. Это проблемы существования пустоты и возможности движения в пустоте, проблема движения в сопротивляющей среде, механизм передачи движения, свободное падение тел и движения тел, брошенных под углом к горизонту. Именно эти вопросы были основным предметом изучения и комментирования.

На Средневековом Востоке были широко известны сочинения Ибн Сины: «Книга знания», «Книга исцеления» и «Книга спасения». Вопросам сущности движения посвящены физические разделы этих энциклопедических по своему содержанию сочинений.

Греческая оптика имела свои тенденции. Ученые Средневекового Востока анализируя, критикуя эту оптику, ставя повторные или дополненные опыты, получали свои определенные выводы и отсюда вытекали уже свои теории и учения. Крупным физиком того времени был египтянин Ибн ал-Хайсам (965 - 1039), известный в Европе под именем Альхазена. Его основные исследования относятся к оптике. Он разработал теорию зрения, описал анатомическое строение глаза и высказал предложение, что приёмником изображения является хрусталик. Его точка зрения господствовала до XVIIв., когда было выяснено, что изображение появляется на сетчатке.

Для изучения законов отражения света от различных зеркал Альхазен пользовался прибором, применяемым ещё сегодня при демонстрационных опытах. Альхазен усовершенствовал формулировку закона отражения, впервые установив, что нормаль к поверхности зеркала, падающий и отражённый лучи находятся в одной плоскости. Альхазен различал семь видов зеркал: плоское, выпуклое и вогнутое, цилиндирические и конические, выпуклое и вогнутое сферические зеркала. На них он проверял закон отражения света. Изучая отражение лучей от вогнутого зеркала, Альхазен впервые установил, что фокусировка оказывается тем лучше, чем больше диаметр зеркала. А эта заслуга ошибочно приписывается Роджеру Бэкону. Альхазен в «Сокровище оптики» описывает изготовление аппарата для изучения преломления света. [2]

Важное место среди физических вопросов, изучавшихся Ибн Синой и его учеником Бахманйаром, занимали проблемы оптики и особенности зрения. Наиболее подробно они обсуждаются в «Книге исцеления» Ибн Сины и «ат-Тахсиле» Бахманйара. Исследуется вопрос о сущности света и прозрачности, о цвете, обсуждаются различные оптические теории.

Оптика исследовалась и Марагинской школой. Об этом говорят труды Насир ад-Дин ат-Туси: «Трактат об отражении и преломлении света», «Оптика Евклида», «Трактат об изучении радуги», «Абстракция слова». Насир ад-Дин ат-Туси в «Трактате об отражении и преломлении света» пишет: «...угол падения равен углу отражения и они должны находиться на одной плоскости», «Отражения и преломления конкретны и их существование несомненно». В трактате «Абстракция слова» Насир ад-Дин ат-Туси говорит о корпускулярной теории света.

Объяснение радуги, сходное с теорией немецкого автора Теодорика, было предложено несколько раньше на мусульманском Востоке. Анонимный труд, приписываемый ал-Фариси, где излагается эта теория, представляет собой комментарий к «Сокровищу оптики» Альхазена и дошёл до нас в единственной рукописи, хранящейся в Лейдене. Автор комментария ссылается на сочинение Кутб ад-Дина аш-Ширази, которого он называет автором теории радуги.

На Средневековом Востоке создание методов кинематико-геометрического моделирования движения небесных тел можно считать основной задачей кинематики. Источником развития кинематических представлений была греческая астрономия. Развивалась «небесная кинематика» того времени. Математическим аппаратом методов кинематико-геометрического моделирования были сферическая геометрия и сферическая астрономия. В античном мире кинематика была фактически неотделима от астрономии. Эта тенденция прочно сохранилась и в науке Средневекового Востока [1].

Основатель Марагинской школы, ученый-энциклопедист Насир ад-Дин Насир ад-Дин ат-Туси кроме вопросов наблюдательной астрономии занимался и теоретическими проблемами движения планет. Это четко отмечено в «Памятке астрономии». В этом

#### НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ФИЗИКИ СРЕДНЕВЕКОВОГО ВОСТОКА

направлении имеется ряд других трудов Насир ад-Дин ат-Туси. Основная масса источников по астрономии Средневекового Востока – зиджи, т. е. собрания тригонометрических и астрономических таблиц и правил решения задач практической астрономии, которым обычно предшествует более или менее краткое теоретической введение, содержащее описание картины Мира и необходимые сведения из математики и, главным образом, тригонометрии И сферической астрономии. Правила часто сопровождаются геометрическими доказательствами. Таблицы вычислены в шестидесятеричной системе. Сферико-астрономические основы кинематико-астрономического моделирования входят как необходимый элемент в состав всех без исключения средневековых зиджей. Насир ад-Дин ат-Туси тригонометрию выделяет как самостоятельную науку.

Учёные стран Ислама (ал-Хорезми, ал-Хасиб, Абу-л-Вафа, Насир ад-Дин ат-Туси, Улугбек) внесли значительный вклад в усовершенствование математического фундамента астрономии. Они оказали большое влияние на развитие тригонометрии: ими были введены современные тригонометрические функции косинус, тангенс, котангенс, доказан ряд теорем и составлены таблицы.

«Зидж Ильхани» - астрономический каталог, составленный коллективом Марагинской обсерватории, под руководством Насир ад-Дин ат-Туси. Во всех теоретических вопросах Насир ад-Дин ат-Туси придерживался теории геоцентрической системы планет. Эти труды и в Новое время не потеряли своего значения. Известный специалист по небесной механике М.Ф.Субботин пишет о Насир ад-Дин ат-Туси: «...Насэреддин составляет знаменитые «Ильханские таблицы». Эти таблицы останутся лучшим памятником его славы. Создавая эти таблицы на основе специально поставленных наблюдений и критической переработки математических теорий Птолемея, Насирэддин блестяще выполнил ту программу, которую триста лет спустя сделал целью своей жизни Тихо Браге. Уже это показывает насколько глубоко Насирэддин понимал потребности науки и как правильно он ставил её очередные задачи» [2].

Известная «Марагинская революция» - это созданные школой Насир ад-Дин ат-Туси теории движения планет, отрицающие эквант и другие элементы теории Птоломея как фундамент математической астрономии (Насир ад-Дин ат-Туси, аш-Ширази, ал-Орди, аш-Шатир, ал-Каши, ал-Кушчи, ал-Хафри). Широко обсуждался также вопрос о возможности вращения Земли вокруг оси.

При создании своей гелиоцентрической системы мира Николай Коперник, видимо, был знаком с трудами учёных Марагинской обсерватории, создавшими «Марагинскую революцию». Для решения проблемы экванта Коперник применяет те же математические построения, что и марагинские учёные (Насир ад-Дин ат-Туси, аш-Ширази, ал-Орди), часто используя те же обозначения точек в геометрических чертежах, что и Насир ад-Дин ат-Туси. Он пользовался именно теми же терминами, говоря о вращении Земли вокруг своей оси, что и Насир ад-Дин ат-Туси.

Исследуя движение небесных тел, затрагивается и проблема формы небесных тел. Ал-Бируни высказывает мысль о том, что Земля не шарообразна, а имеет форму яйца или чечевицы (вытянутого или сплюснутого эллипсоида вращения). Это говорит о чём? Ясно, что ученые X века уже говорили о шарообразности Земли. А в Европе подобная идея появилась только XVI веке. Именно ученые стран Ислама впервые выдвинули фундаментальные требования: астрономическая теория является частью физики. Европейская астрономия вышла на уровень мусульманской только в XV веке благодаря деятельности венских астрономов Пурбаха и Регимонтана. Причина этого расцвета связана с тем, что европейским ученым стали доступны труды астрономов Марагинской и Самаркандской школ.

Наука стран Ислама плодотворно воздействовала на развитие европейской науки и обогощала ее как собственными открытиями, так и открытиями, которые перешли в мусульманскую культуру от греков, индийцев, сирийцев и т.д.

#### Н.Б.СОЛТАНОВА

- 1. А.Берри, Краткая история астрономии, Москва Ленинград, (1946) 79.
- 2. Я.Г.Дорфман, Всемирная история физики с древнейших времён до конца XVIII в., Москва, Наука, (1974) 352.
- 3. П.С.Кудрявцев, Курс истории физики, Москва, Просвещение, (1974) 312.
- 4. Б.М.Клосс, Математика в изучении средневековых повествовательных источников, Москва, Наука, (1986) 250
- 5. М.М.Рожанская, Механика на Средневековом Востоке, Москва, Наука, (1976) 200.
- 6. М.М.Рожанская, Механика и астрономия на Средневековом Востоке, Москва, (1980) 200.
- 7. А.В.Сагадеев, Ибн Сина (Авиценна), Москва, Мысль, (1980) 239.
- 8. А.П.Юшкевич, История математики в средние века, Москва, (1961) 350.

#### ORTA ƏSR ŞƏRQİNİN FİZİKASININ BƏZİ MƏQAMLARIR

#### N.B.SOLTANOVA

Məqalədə Orta əsr Şərqdə fizika elminin inkişafının araşdırılması verilir. Elmin inkişaf istiqaməti qeyd olunub: mexanika, optika, istilik, maqnetizm, akustika, astronomiya.

#### SOME QUESTIONS OF THE MEDIEVAL EAST PHYSICS

#### N.B.SOLTANOVA

The scientific research of the development of physical science of the medieval east has been persented. It has been included the direction of development of science: mechanics, optics, heat, magnetism, acoustics, astronomy.

Редактор: Б.Бархалов

#### INSTRUCTIONS TO CONTRIBUTORS

Journal "Transactions" accepts original articles and short notes in various fields of research in physics and astronomy. Contribution is open to researchers of all nationalities.

Manuscripts should be written in Azerbaijani, English and Russian. Each paper should always be preceded by an abstract in language of this work. Article submitted for publication should be typed in one interval on white paper of the standard form 210x297mm with standard margins (top - 30mm, bottom - 30mm, left - 20mm, right - 20mm) by normal type, including the name of organization, its address, telephone number, e-mail. Manuscripts should contain one original, one copy, and one CD disk with appropriate article in Microsoft Word TM (any version). Unaccepted manuscripts are not returned to the author. All manuscripts should be accompanied by a letter from the laboratory or university where the research has been carried out.

1. TITLE PAGE.

Each title page should contain:

- PACS, title of the paper, names of authors, name and address of the laboratory or university, e-mail where the research has been carried out, the abstract in language of the paper, key words.

2. REFERENCES.

- References should be listed in the order in which they appear in the text. The method of citation should be as follows:
- papers in periodicals: names of authors (A.A.Aliyev title of the paper), title of paper and periodical, volume or series number, year of publication, start and final pages;
- books and theses: names of authors, title of the paper or theses, title of the book or theses, place and year of publication, chapter number, start and final pages.

3. ABSTRACT.

Abstract should be typed on a separate sheet in other two languages and should not contain more than 70 words. 4. FIGURES.

Figures should be neatly drawn on a good white base or presented as photographs. Figures drawn larger than 125x160mm and smaller than 60x60mm will not be accepted. Captions of all figures must be typed on a separate sheet. The seamy side of each figure must have a number and title of the article. Figures should not contain explanation and inscriptions. The axis's coordinate of the graphs should contain minimum numbers. The name of the coordinate axis's must be written very clearly. Each line on the graph should be numbered and explanation given in captions. The article should not contain more than 5 figures.

5. TABLES.

Tables must be typed on separate sheets. They should be numbered and titled, the size should not exceed 125x160 mm. The article should not contain more than 5 tables.

6. ADDRESS.

The articles should be send to the following address: Azerbaijan, AZ 1143, Baku, H.Javid ave., 33, IFAN.

Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; almaz@physics.ab.az; internet: www.physics.gov.az К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Журнал «ИЗВЕСТИЯ» принимает оригинальные статьи и краткие сообщения, посвященные различным областям физики и астрономии. Статьи принимаются от исследователей всех стран.

Рукописи принимаются на азербайджанском, русском и английском языках. В начале каждой статьи должна быть напечатана аннотация на языке статьи (не более 70 слов). Статьи, направляемые в печать, должны быть напечатаны на белой бумаге на одной стороне стандартного листа 210х297мм через 1 интервал, соблюдая стандартные поля (сверху – 30мм, слева – 20мм, снизу – 30мм, справа – 20мм), шрифт в тексте нормальный, прямой 12, заголовок и авторы – жирным 12, организация, почтовый адрес, телефон, e-mail – нормальным 12, текст – спустя 2 интервала. Статьи должны быть представлены в двух экземплярах и на CD диске в формате Microsoft Word<sup>TM</sup>, любая версия, шрифт Times New Roman. К статье должно прилагаться сопроводительное письмо с места работы авторов. Статьи, не принятые к печати, авторам не возвращаются.

1. ТИТУЛЬНЫЙ ЛИСТ.

На титульном листе статьи печатается УДК, через одну строку название статьи, инициалы и фамилии авторов, место работы, адрес организации с указанием почтового индекса, e-mail исследователей, аннотация на языке статьи, ключевые слова.

2. ЛИТЕРАТУРА.

Список литературы печатается в порядке упоминания в статье и оформляется следующим образом:

- для журнальных статей: инициалы и фамилии авторов, название статьи и журнала, том или серия, номер, год издания, начальная и конечная страница;

- для книг и тезисов: полное название книги или тезисов, инициалы и фамилии авторов, место и год издания, начальная и конечная страница.

3. АННОТАЦИЯ.

На отдельном листе печатается аннотация на остальных двух языках.

4. РИСУНКИ.

Рисунки должны быть выполнены четко и представлены на СД диске в JPG формате. Размеры рисунков должны быть не более 125х160мм и не менее 60х60мм. Подписи к рисункам печатаются на отдельном листе, на обратной стороне его номер и название статьи. На рисунках должны отсутствовать разъясняющие тексты и надписи. На координатных осях графиков должно быть минимальное количество чисел, названия осей указываются крупно и четко на английском языке. Если на графике дано несколько кривых, то их следует пронумеровать, а разъяснение к нумерации дать в подписи к рисунку. Статья должна содержать не более 5 рисунков.

5. ТАБЛИЦЫ.

Таблицы представляются на отдельном листе. Они должны быть пронумерованы и озаглавлены. Размеры таблиц не должны превышать 125х160мм. Статья не должна содержать более 5 таблиц.

6. АДРЕС.

AZ 1143, Баку, пр. Г.Джавида 33, Институт Физики НАН Азербайджана.

Tel: (99412) 539-33-15, E-mail: jtransactions@physics.ab.az; almaz@physics.ab.az; internet: www.physics.gov.az

## AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2012 №5

#### MÜNDƏRİCAT

İfrat qəfəsin oxuna perpendikulyar yönələn zəif maqnit sahəsində aşqar ionlarından səpilmə halın maqnıt müqaviməti	da mənfi
B M Əsgərov S R Figarova H İ Hüsevnov	3
Güclü elektrik sahəsində ikiölcülü elektron gazinin gizmasi	
M M Bahavev	10
Sarbast relativistik kvant zarracivi gevri-stasionar kvazibircins sahada	
Sakir M Nağıyev	15
İci boş varımkeçirici nanoşilindrin şəthində verləşən elektronların eneriişi üçün relakşaşıya	
proseslari	
S.M.Sevid-Rzaveva	
Topoloji nizamsiz TlInS <sub>2</sub> kristalların terahertz spektri	
R.M.Sərdarlı, A.Z.Bədəlov, F.T.Salmanov, T.N. Musazadə, F. Garet, J.L.Coutaz	
Modernizə olunmus İBR-2 impuls reaktorunun enerii impulsunun stoxastik fluktuasiyaları	
A.A.Oəribov, Y.N.Pepelisev, R.N.Mehdiveva, L.Ə.Tavıbov	
$Bi_2(Te_0 Se_0)_3$ bərk məhlulunun nazik təbəqələrində elektrik və qalvanomaqnit hadisələr	
A.M.Kərimova, N.A.Abdullavev, N.M.Abdullavev, H.V.Əliguliveva, N.T.Mamedov	45
Si/Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub> heterokecidlərinin elektrik və fotoelektrik xassələrinə $\gamma$ -kvantlarının təsiri	
H.Mehdavi, R.S.Madatov, U.M.Mustafaev, U.F.Faracova, F.P.Abasov	
TlFeS <sub>2</sub> kristalının volt-amper xarakteristikası və Pull-Frenkel effekti	
R.M.Sərdarlı, O.Ə.Səmədov, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, S.F.Səmədov, R.S.Ağayeva	
Stexiometrivadan artıq tellura malik $Pb_1$ , $Mn_2$ Te monokristallarının elektrik xassələrinə termik ema	ılın təsiri
G.Z.Bağıveva, G.C.Abdinova, N.B.Mustafavev, S.H.Abdullaveva, C.S.Abdinov	62
Asağımolekullu PbCrO <sub>4</sub> və Cr əlavələrinin PE+PbCrO <sub>4</sub> . PE+Cr kompozitlərinin gurulusuna təsiri	
M.A.Ramazanov, A.S.Hüsevnova	67
Ərinti zolaq üsulu ilə alınan In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As kristallarında komponentlərin aksial paylanması	
P.H.Əjdərov, M.Ə.Əkbərov, Ə.İ.Ələkbərov, V.V.Mir-Bağırov.	71
(In-Ag-Au)-PbTe <te> kontaktinin elektrik xassələri</te>	
T.C. Əliyeva, G.C. Abdinova, N.M. Axundova, C.S. Abdinov.	
$(Bi-Sn)/Bi_0 rsh_1 Te_{2.03}Se_{0.07} < Dv > prime kontaktinin kontaktimüdavimetinin temperatur asılılığı$	
B S Barxalov R Y Əliyev R Ə İsmayılova	79
Nano ölcülü SiO <sub>2</sub> tozunun sintez metodları	
R.N.Mehdiveva, A.A.Oəribov, E.M.Hüsevnov.	
Lazer kütlə spektrometrik ölcmələrdə lazer plazmasının ion tərkibinə lazer süasının fokuslanma dia	metrinin
təsiri	
Z.K.Nurubəyli, K.Z.Nuriyev, A.M.Həşimov, K.B.Qurbanov, T.K.Nurubəyli, A.A.Xələfli	
$Bi_2Te_2$ , $Se_0$ , $3 < Tb >$ nanotəbəqələrində $Tb^{3+}$ ionlarının fotolyuminestsensiyası	
N.M.Abdullayev.	98
Qamma kvantlarla şüalandırılmış InP <fe> monokristallarının optik xassələri</fe>	
M.I.Əliyev, S.S.Rəşidova, M.A.Hüseynli, İ.M.Əliyev.	
Su-heksan qarışığında radiasiya-heterogen prosesləri	
T.H.Ağayev, İ.A.Məmmədyarova.	107
Abşeron yarımadası ərazisinin torpaqlarında radioekoloji tədqiqatlar	
Q.Q.Məmmədov, M.Ə.Ramazanov, V.H.Bədəlov, C.Ə.Nağıyev	114
Radioaktiv mənbələrin Naxçıvan MR-si ərazisinə təsirlərinin qiymətləndirilməsi	
N.S.Bababəyli, X.Ə.Əsədov, M.M.Bəkirova, S.S.İsmayilova, A.S.Həsrətova	120
IL CEP ulduzunun spektrində diffuz ulduzlararası zolaqlar	
G.R.Bahəddinova, N.Z.İsmayilov.	
Orta Əsr Şərqinin fizikasının bəzi məqamlarır	
N.B.Soltanova	137
## CONTENTS

Negative magnetoresistance in perpendicular of the superlattices axis weak magnetic field at scatteri	ng on
Impurity ions D.M. Askarov, S.D. Eigerova, II. I. Uvsavnov	2
D.VI.ASKEIOV, S.K.FIgalova, H.I. Huseyllov.	3
M M Dehovov	10
NI.NI. Dabayev	10
Shalin M Na since	15
	13
Relaxation processes of electrons energy on the surface of hollow nanocylindr	25
S.M.Seyid-Kzayeva	25
Terahertz spectra of topological disordered TIInS <sub>2</sub> crystals	21
R.M.Sardarly, A.Z.Badalov, F.I.Salmanov, I.N.Musazadeh, F.Garet, J.L.Coutaz.	
Impulse power stochastically fluctuations of the modernized fast pulsed reactor IBR-2	•
A.A.Qaribov, Y.N.Pepelishev, R.N.Mehdiyeva, L.E.Taibov	39
Electrical and galvanomagnetic phenomena in thin films solid solutions $Bi_2(Te_{0,9}Se_{0,1})_3$	
A.M.Kerimova, N.A.Abdullayev, N.M.Abdullayev, H.V.Aliguliyeva, N.T.Mamedov	45
$\gamma$ - quantum influence on the electrical and photoelectrical properties of heterojunctions Si/Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub>	
H.Mehdavi, R.S. Madatov, U.M. Mustafayev, U.F.Faradzhova, F.P.Abasov	52
Curent-voltage characteristics of the TlFeS <sub>2</sub> crystal and Pull-Frenkel effect	
R.M.Sardarly, O.A.Samedov, A.P.Abdullayev, F.T.Salmanov, S.F. Samedov, R.Sh.Agayeva	57
Effect of annealing on electrical properties of Pb <sub>1-x</sub> Mn <sub>x</sub> Te with extra-stoichiometric Te	
G.Z.Bagiyeva, G.D.Abdinova, N.B. Mustafayev, S.H.Abdullayeva, D.Sh.Abdinov	62
Influence of low-molecular additive PbCrO <sub>4</sub> and Cr on structure of PH+PbCrO <sub>4</sub> and PH+Cr compositi	ions
M.A.Ramazanov, A.S.Guseynova	67
Axial distribution of components in crystals In <sub>1-x</sub> Ga <sub>x</sub> As grown by zone melting method	
P.G.Azhdarov, M.A.Akperov, A.I.Alekperov, V.V.Mir-Bagirov.	71
Electric properties in contact PbTe <te>-(In-Ag-Au)</te>	
T.D.Aliyeva, G.J.Abdinova, N.M.Akhundova, J.Sh.Abdinov.	76
Temperature dependence of contact resistance of alloying contact (Bi-Sn) /Bi <sub>0.7</sub> Sb <sub>1.3</sub> Te <sub>2.93</sub> Se <sub>0.07</sub> <dy></dy>	
B.Sh.Barhalov, R.Yu.Alivev, R.A.Ismavilova.	79
Synthetic procedure of nano SiO <sub>2</sub> powder	
R.N.Mehdiyeva, A.A.Garibov, E.M.Huseynov.	83
Dependence of the charge composition of ions in laser plasma on the radiation focusing diameter	in the
mass-spectrometric analysis of solids	
Z.K.Nurubevli, K.Z.Nurivev, A.M.Gashimov, K.B.Gurbanov, T.K.Nurubevli, A.A.Halafli	89
Photoluminescence of $Tb^{3+}$ ions in nanofilms Bi <sub>2</sub> Te <sub>2.7</sub> Se <sub>0.3</sub> <tb></tb>	
N.M.Abdullaev.	98
Ontical properties of v-irradiated InP <fe> single crystals in IR region</fe>	
M I Aliev Sh Sh Rashidova M A Gusevnli I M Aliev	103
Radiation-heterogeneous processes in water-hexane mixtures	
T N Agaev I A Mamedyarova	107
Radiological investigation of soil territory of the Ansheron peninsula	
G G Mamedov, R M A Amazanov, V H Badalov, I A Nachivev	114
The estimation of influence of radioactive sources in the territory of Nakhichiyan Autonomous Repub	lic
N S Bababeyli X A Asadov M M Bekirova S S İsmavilova A S Hasratova	120
Diffuse interstellar bands in the spectrum of IL CEP	120
G R Bahaddinova N Z Ismailov	127
Some questions of the Medieval East physics	14/
N B Soltanova	127
1 <b>v.D.</b> 501ta110¥a	.13/

## СОДЕРЖАНИЕ

Отрицательное магнитосопротивление в перпендикулярном оси сверхрешетки слабом магнитном
поле при рассеянии на ионах примеси Е М Аскерер С В Филерора Г И Гуссейцер 2
D. М. Аскеров, С.Р. Фигарова, Т. И. Гуссинов.
Разогрев квазидвумерного электронного газа в сильном электрическом поле М М Бабаар
Своюдная релятивистская квантовая частица в нестационарном квазиоднородном поле
Процессы релаксации энергии электронов на поверхности полого наноцилиндра
С.М.Сеид-Рзаева
Гопологическая неупорядоченность и терагерцовые спектры кристаллов Г IInS <sub>2</sub>
Р.М.Сардарлы, А.З.Бадалов, Ф.І.Салманов, Т.Н.Мусазаде, F.Garet, J.L.Coutaz
Стохастические флуктуации энергии импульсов модернизированного реактора и в -2
А.А.І ариоов, Ю.Н.Пепелышев, Р.Н.Мехтиева, Л.А. Гайыоов
Электрические и гальваномагнитные явления в тонких пленках твердого раствора B1 <sub>2</sub> (1e <sub>0,9</sub> Se <sub>0,1</sub> ) <sub>3</sub>
А.М.Керимова, Н.А.Абдуллаев, Н.М.Абдуллаев, Х.В.Алигулиева, Н.Т.Мамедов
Влияние $\gamma$ -квантов на электрические и фотоэлектрические свойства гетеропереходов Si/Ge <sub>x</sub> Si <sub>1-x</sub>
Г.Мегдави, Р.С. Мадатов, Ю.М.Мустафаев, У.F.Фараджова, Ф.П.Абасов
Электропроводность, вольтамперные характеристики и эффект Пула-Френкеля в кристалле TIFeS <sub>2</sub>
Р.М.Сардарлы, О.А.Самедов, А.П.Абдуллаев, Ф.Т.Салманов, С.Ф.Самедов, Р.Ш.Агаева57
Влияние отжига на электрические свойства монокристаллов Pb <sub>1-x</sub> Mn <sub>x</sub> Te со сверх-
стехиометрическим Те
Г.З.Багиева, Г.Д.Абдинова, Н.Б.Мустафаев, С.И.Абдуллаева, Д.Ш.Абдинов
Влияние низкомолекулярной добавки PbCrO <sub>4</sub> и Cr на структуры композиций ПЭ+PbCrO <sub>4</sub> и ПЭ+ Cr
М.А.Рамазанов, А.С.Гусейнова67
Аксиальное распределение компонентов в кристаллах In <sub>1-х</sub> Ga <sub>x</sub> As, выращенных методом зонной
плавки
П.Г.Аждаров, М.А.Акперов, А.И.Алекперов, В.В.Мир-Багиров
Электрические свойства контактов PbTe <te>-(In-Ag-Au)</te>
Т.Д.Алиева, Г.Д. Абдинова, Н.М.Ахундова, Д.Ш. Абдинов76
Температурная зависимость контактного сопротивления сплавного контакта
$(Bi-Sn)/Bi_{0,7}Sb_{1,3}Te_{2,93}Se_{0,07} < Dy >$
Б.Ш.Бархалов, Р.Ю.Алиев, Р.А.Исмайылова
Метод синтеза наноразмерных пылинок SiO <sub>2</sub>
Р.Н.Мехтиева, А.А.Гарибов, Э.М.Гусейнов
Зависимость зарядового состава ионов лазерной плазмы от диаметра фокусировки излучения при
масс-спектрометрическом анализе твердых тел
З.К.Нурубейли, К.З.Нуриев, А.М.Гашимов, К.Б.Гурбанов, Т.К.Нурубейли, А.А.Халафлы
Фотолюминесценсия ионов $Tb^{3+}$ в наноплёнках $Bi_2Te_{2,7}Se_{0,3} < Tb >$
Н.М.Абдуллаев
Оптические свойства монокристаллов InP <fe>. облученных у-квантами в ИК области</fe>
М И Алиев III III Рашилова М А Гусейнии И М Алиев 103
Ралиационно-гетерогенные процессы в смеси вода-гексан
Т Н Агаев И А Мамелъярова 107
Радиоэкологическое исследование почв территорий Апшеронского полуострова
К К Мамелов М А Рамазанов В Г Балалов Лж А Нагиев 114
1 $1$ $1$ $1$ $1$ $1$ $1$ $1$ $1$ $1$
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР Н С Бабабайли X A Асалов M M Бакирова C С Исмайылова A C Хасратова 120
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР Н.С.Бабабайли, Х.А.Асадов, М.М.Бакирова, С.С.Исмайылова, А.С.Хасратова
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР Н.С.Бабабайли, Х.А.Асадов, М.М.Бакирова, С.С.Исмайылова, А.С.Хасратова
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР Н.С.Бабабайли, Х.А.Асадов, М.М.Бакирова, С.С.Исмайылова, А.С.Хасратова
Оценка влияния радиоактивных источников на территорию Нахичеванской АР Н.С.Бабабайли, Х.А.Асадов, М.М.Бакирова, С.С.Исмайылова, А.С.Хасратова