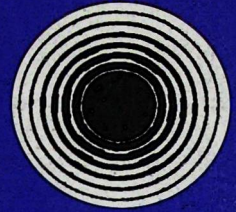


ФИЗИКА · ֆիզիկա · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

42, N6A, 2007

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

42

№ 6A

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2007

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

ԴԻՐԵԿՏՈՐ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴՐՈՒՄԻ

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ
ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
ԴԻՐԵԿՏՈՐ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴԻՐԵԿՏՈՐ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴԻՐԵԿՏՈՐ
ԴՐՈՒՄԻ
ԴՐՈՒՄԻ

Журнал издается с 1966 г.
Выходит 6 раз в год
на русском и английском языках

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

В. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
Д. Г. Саркисян
Ю. С. Чилингарян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Վ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շառոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Դ. Հ. Սարգսյան
Յու. Ս. Չիլինգարյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

V. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Ghazaryan
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
D. H. Sarkisyan
Yu. S. Chilingaryan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

Адрес редакции: Республика Армения, 375019,
Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

Editorial address: 24-g, Marshal Bagramyan Av.,
Yerevan, 375019, Republic of Armenia.

УДК 539.172

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ^{238}U и ^{232}Th

Н.А. ДЕМЕХИНА¹, Г.С. КАРАПЕТЯН²

¹Ереванский физический институт, Армения

²Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 11 июля 2007 г.)

Определены экспериментальные значения изомерных отношений осколков фотоделения ^{238}U и ^{232}Th при максимальной энергии тормозного излучения 50 и 3500 МэВ. Результаты измерений позволили оценить величины средних угловых моментов первичных фрагментов и провести сравнение с литературными данными.

1. Введение

Изучение процесса деления позволяет исследовать динамику сильно возбужденных ядер при переходе от седловой точки к точке разрыва. Измерения массовых и зарядовых распределений фрагментов деления, их энергий возбуждения и угловых моментов дают информацию о конфигурации делящейся системы, а также о механизме деления [1-3].

Сведения об угловом моменте делящейся системы и образующихся осколков могут быть получены из данных о выходах высокоспиновых состояний продуктов деления. В эксперименте обычно измеряют отношение выходов высокоспиновых и низкоспиновых состояний (изомерные отношения, ИО). Результаты измерений представляют суммарный эффект нескольких процессов. Известно, что девозбуждение тяжелого ядра, образованного в результате первичного взаимодействия, происходит путем испускания частиц, в основном, нейтронов или деления. Эти процессы протекают последовательно в несколько этапов в зависимости от энергии возбуждения, на каждой ступени остаточное ядро может разделиться или испустить нейтрон [4]. В результате первичные фрагменты деления, образующиеся из разных делящихся ядер, имеют широкий спектр угловых моментов и энергий возбуждения. Девоуждение первичных осколков происходит путем испарения нейтронов и каскада π -квантов до заселения конечных состояний с разными значениями спинов. Нейтроны и π -кванты уносят определенный угловой момент и энергию, меняя, таким образом, начальные распределения первичных фрагментов. Известно, что большинство осколков образуются в состояниях с более высокими угловыми моментами, чем спины делящихся ядер. Обычно предполагают [5-7], что деформация осколков деления за счет вращения и кручения является источником генерации высоких угловых моментов.

Измерение изомерных отношений и определение на основе этих данных угловых

моментов первичных фрагментов позволяет восстановить в рамках статистических моделей [8,9] характеристики осколков, образованных вблизи точки разрыва. В ранних работах расчет углового момента с использованием значений изомерных отношений был проведен для ядер ^{95}Nb и ^{134}Cs , полученных при делении мишеней Pb, Bi, Th и U в области энергий протонов, фотонов и α -частиц 15–157 МэВ [10,11], а также ядер $^{120,126}\text{Sb}$ при делении урана протонами с энергиями 159 МэВ – 18,2 ГэВ [12]. В более поздних работах образование изомерных пар исследовалось при делении тепловыми нейтронами [13–15], фотонами [5,16–18] и протонами низких [7,19] и высоких [9] энергий.

При делении ^{232}Th быстрыми нейтронами и α -частицами [6,15] наблюдалась зависимость ИО от энергии возбуждения делящейся системы. Влияние энергии возбуждения на вероятность образования продуктов в различных спиновых состояниях может сказаться двояким способом: во-первых, спин первичного фрагмента деления увеличивается с ростом энергии возбуждения из-за вклада более высоких степеней свободы в коллективное движение; во-вторых, различие в энергии возбуждения обуславливает различие в процессе девозбуждения: при испарении нейтронов и u -квантов более широкое спиновое распределение получается для фрагментов с большей энергией возбуждения. Но это различие может корректироваться при более детальном рассмотрении.

Цель настоящей работы – исследование изомерных состояний фрагментов фотоделения ^{238}U и ^{232}Th в области низких и промежуточных энергий фотонов методом активационного анализа, а также расчет средних угловых моментов первичных осколков и сравнение с опубликованными данными.

2. Методика измерений и расчета выходов

Облучение мишеней ^{238}U и ^{232}Th (толщиной 75 мкм и 20 мкм, соответственно) проводилось на фотонном пучке Ереванского электронного синхротрона при энергиях ускоренных электронов 50 и 3500 МэВ. Электронный пучок трансформировался в фотоны при торможении в материале вольфрама ($\sim 0,1$ рад.). Интенсивность фотонного пучка определялась квантометром Вильсона и составляла (10^{11} экв.кв./с для энергии электронов 50 МэВ и (10^9 экв.кв./с для 3500 МэВ).

Выходы радиоактивных осколков деления измерялись в режиме off-line на полупроводниковом сверхчистом Ge детекторе. Разрешение и эффективность спектрометра определялись с использованием калибровочных источников $^{57,60}\text{Co}$, ^{137}Cs и мониторинговых реакций: $\text{Al}(\gamma, 2\text{pn})^{24}\text{Na}$, $^{12}\text{C}(\gamma, \text{n})^{11}\text{C}$, $^{238}\text{U}(\gamma, \text{n})^{237}\text{U}$. Разрешение детектора составляло 0,2% для энергии E (1000 кэВ и значение абсолютной эффективности регистрации $5,3 \times 10^{-3}$ на расстоянии 2 см от детектора. Измерения γ -спектров были начаты через 10 мин после окончания облучения и продолжались в течение года. Подробности процедуры расчета выходов приведены в [20–22].

3. Обсуждение

В табл.1 и 2 представлены выходы и ИО независимых продуктов деления ядер ^{238}U и ^{232}Th при двух граничных энергиях тормозного спектра. Данные, полученные при $E_{\text{ymax}} = 50$

МэВ для изомерного отношения $^{148m,g}\text{Pm}$, хорошо согласуются с результатами ранее проведенных измерений при делении ядра ^{235}U тепловыми нейтронами [15] и с данными $^{131m,g}\text{Te}$, $^{132m,g}\text{I}$ фотоделения ^{238}U при $E_{\text{max}} = 70$ МэВ [17] и 16 МэВ [5].

Изомерные отношения фрагментов в реакциях деления быстрыми нейтронами, протонами и α -частицами сравнительно выше [6,7,15,23-25]. Авторы этих работ объясняют такой факт влиянием углового момента, вносимого падающей частицей, на спиновые распределения первичных фрагментов деления.

В области низких энергий ($E_{\text{ymax}} = 50$ МэВ) поглощение фотонов имеет дипольный характер и описывается широким резонансом, известным в литературе как гигантский резонанс. Фотопоглощение на ^{238}U и ^{232}Th приводит к образованию составных ядер с энергией возбуждения ~ 18 МэВ и спином I . При рассмотрении различных делящихся ядер, например, ^{239}Pu ($J = 1/2$), ^{235}U ($J = 7/2$), ^{233}U ($J = 5/2$), изомерные отношения меняются незначительно [5,17,25]. Полученные в настоящей работе результаты показали, что изомерные отношения при делении ядер ^{238}U и ^{232}Th мало отличаются, несмотря на то, что вероятность образования осколков в этих ядрах различна. Можно предположить, что характеристики начального ядра не играют существенной роли в процессе образования различных спиновых состояний осколков. Так как при этом спины конечных продуктов деления оказываются существенно выше, чем спины делящихся ядер, обычно в теоретических моделях [7-9,16,18] предполагается, что генерация высокоспиновых состояний происходит за счет деформации и кручения осколков при движении от точки седла до точки разрыва, а также при кулоновском отталкивании фрагментов после разделения.

Из данных, приведенных в табл.1 и 2, видно, что при увеличении выходов фрагментов деления с ростом энергии падающих фотонов ИО практически не растут, хотя все измерения указывают на относительное увеличение ИО (в пределах точности измерения (10%).

Согласно модельным расчетам [15,26,27], увеличение энергии падающих фотонов сопровождается увеличением энергии возбуждения и углового момента образующегося составного ядра. Влияние роста энергии возбуждения и углового момента делящихся ядер на величину ИО конечных продуктов исследовалось в ряде работ при энергиях 10–500 МэВ падающих протонов [7,9,11,23-25,28], нейтронов с энергией до 14 МэВ [6,8] и α -частиц с энергией 26-42 МэВ [10,15]. Результаты экспериментов противоречивы: наряду с утверждением авторов [9,23-25] о слабой зависимости ИО от энергии возбуждения есть данные, указывающие на обратный эффект [6-8,10,11,15]. В работе [9] при делении ядра ^{181}Ta протонами энергией от 100 до 500 МэВ изомерные отношения практически не зависят от падающей энергии. Авторы объясняют этот факт насыщением заселения высокоспиновых состояний осколков и конкуренцией различных каналов в предравновесной стадии процесса.

Табл.1. Выходы продуктов деления ^{238}U и ^{232}Th .

	Y (мбн/экв. кв.)			
	^{238}U		^{232}Th	
	$E_{\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$	$E_{\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$	$E_{\text{max}} = 50 \text{ МэВ}$	$E_{\text{max}} = 3500 \text{ МэВ}$
$^{85\text{g}}\text{Sr}$	≤ 0.06	0.12 ± 0.014	≤ 0.029	0.035 ± 0.007
$^{85\text{m}}\text{Sr}$	0.10 ± 0.012	0.19 ± 0.02	0.11 ± 0.011	0.12 ± 0.012
$^{91\text{g}}\text{Y}$	1.29 ± 0.19	2.16 ± 0.22	—	—
$^{91\text{m}}\text{Y}$	0.89 ± 0.13	1.56 ± 0.16	—	—
$^{95\text{g}}\text{Nb}$	0.65 ± 0.07	1.18 ± 0.12	0.26 ± 0.026	0.58 ± 0.058
$^{95\text{m}}\text{Nb}$	1.30 ± 0.20	2.41 ± 0.24	0.54 ± 0.081	1.06 ± 0.106
$^{95\text{g}}\text{Tc}$	≤ 0.14	0.34 ± 0.045	0.051 ± 0.01	0.17 ± 0.034
$^{95\text{m}}\text{Tc}$	0.18 ± 0.03	0.42 ± 0.08	0.10 ± 0.015	0.31 ± 0.062
$^{96\text{g}}\text{Tc}$	0.041 ± 0.008	0.12 ± 0.024	—	—
$^{96\text{m}}\text{Tc}$	0.11 ± 0.02	0.29 ± 0.06	—	—
$^{104\text{g}}\text{Ag}$	0.28 ± 0.042	0.31 ± 0.037	—	—
$^{104\text{m}}\text{Ag}$	0.22 ± 0.044	0.30 ± 0.05	—	—
$^{120\text{g}}\text{I}$	0.05 ± 0.007	0.06 ± 0.006	0.05 ± 0.008	0.11 ± 0.011
$^{120\text{m}}\text{I}$	0.14 ± 0.018	0.20 ± 0.04	0.08 ± 0.016	0.20 ± 0.04
$^{121\text{g}}\text{Te}$	0.14 ± 0.017	0.44 ± 0.053	0.084 ± 0.013	0.27 ± 0.04
$^{121\text{m}}\text{Te}$	0.20 ± 0.003	0.64 ± 0.096	0.087 ± 0.013	0.31 ± 0.05
$^{131\text{g}}\text{Te}$	2.32 ± 0.23	2.82 ± 0.42	0.48 ± 0.05	1.11 ± 0.13
$^{131\text{m}}\text{Te}$	3.16 ± 0.32	3.80 ± 0.38	0.62 ± 0.06	1.45 ± 0.15
$^{132\text{g}}\text{I}$	0.86 ± 0.09	1.15 ± 0.12	0.31 ± 0.06	0.70 ± 0.12
$^{132\text{m}}\text{I}$	1.04 ± 0.01	1.43 ± 0.14	0.41 ± 0.04	0.95 ± 0.10
$^{148\text{g}}\text{Pm}$	0.11 ± 0.02	0.48 ± 0.10	0.11 ± 0.02	0.33 ± 0.07
$^{148\text{m}}\text{Pm}$	0.31 ± 0.06	1.70 ± 0.34	0.25 ± 0.05	0.80 ± 0.02

Табл.2. Изомерные отношения (Y_h / Y_l) и угловые моменты (B) продуктов деления ^{238}U и ^{232}Th при энергии $E_{\text{max}} = 50$ МэВ.

		^{238}U			^{232}Th		
		$(Y_h / Y_l)_{\text{экс}}$	$(Y_h / Y_l)_{\text{расч.}}$	$B(\hbar)$	$(Y_h / Y_l)_{\text{экс}}$	$(Y_h / Y_l)_{\text{расч.}}$	$B(\hbar)$
^{85}Sr	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	0.60 ± 0.09	0.57 ± 0.20	2.4 ± 0.5	0.26 ± 0.04	0.24 ± 0.06	2.5 ± 0.4
^{91}Y	$g(1/2^-)$ $m(9/2^+)$	0.69 ± 0.15	0.72 ± 0.30	2.6 ± 0.3	—	—	—
^{95}Nb	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	0.50 ± 0.09	0.49 ± 0.15	2.3 ± 0.4	0.46 ± 0.08	0.51 ± 0.08	3.0 ± 0.5
^{95}Tc	$g(9/2^+)$ $m(1/2^-)$	0.77 ± 0.12	0.72 ± 0.30	2.6 ± 0.3	0.51 ± 0.09	0.60 ± 0.09	2.8 ± 0.4
^{96}Tc	$g(7^+)$ $m(4^+)$	0.37 ± 0.11	0.39 ± 0.10	4.9 ± 0.2	—	—	—
^{104}Ag	$g(5^+)$ $m(2^+)$	1.27 ± 0.25	1.34 ± 0.30	5.3 ± 0.2	—	—	—
^{120}I	$g(2^-)$ $m(4-8)$	2.80 ± 0.70	2.60 ± 0.39	5.8 ± 0.9	1.60 ± 0.32	1.61 ± 0.40	6.4 ± 1.3
^{121}Te	$g(1/2^+)$ $m(11/2^-)$	1.43 ± 0.30	1.35 ± 0.18	4.2 ± 0.5	1.04 ± 0.19	1.16 ± 0.23	4.3 ± 0.9
^{131}Te	$g(3/2^+)$ $m(11/2^-)$	1.36 ± 0.20	1.39 ± 0.30	4.0 ± 0.7	1.29 ± 0.23	1.31 ± 0.22	4.7 ± 0.8
		1.08 ± 0.25^a		4.1 ± 1.5^a			
		1.38 ± 0.21^b		5.1 ± 0.4^b			
^{132}I	$g(4^+)$ $m(8^-)$	1.21 ± 0.24	1.20 ± 0.14	7.2 ± 0.2	1.31 ± 0.24	1.60 ± 0.32	7.5 ± 1.5
		1.08 ± 0.13^a		6.9 ± 1.4^a			
^{148}Pm	$g(1^-)$ $m(6^-)$	2.82 ± 0.85	3.02 ± 0.60	7.5 ± 1.5	2.27 ± 0.60	2.21 ± 0.44	7.8 ± 1.6
		2.60 ± 0.9^c		10.0 ± 2.5^c			

^a— данные из работы [17]; ^b — данные из работы [5]; ^c — данные из работы [15].

При облучении мишеней фотонами тормозного спектра с гранично́й энергией 3500 МэВ образующиеся составные ядра характеризуются широким спектром по энергиям и спинам. Оценки, полученные с использованием модельных данных о сечении фотопоглощения на ядрах ^{238}U и ^{232}Th [29,30], показали, что доля высоковозбужденных составных ядер в общем наборе образованных делящихся ядерных систем не превышает одной трети и делится, в основном, симметричным образом. [31,32]. Механизм деления, рассмотренный в [18], предполагает, что при симметричном делении первичные осколки образуются с малыми угловыми моментами, и поэтому в этой массовой области можно ожидать малую вероятность образования высокоспиновых состояний, т.е. низкие изомерные отношения. На рис.1 и 2 приведена зависимость изомерных отношений от массового числа осколков при двух граничных энергиях тормозного спектра. Как видно, с увеличением массы осколков наблюдается рост ИО. Указанный эффект, отмеченный в ряде работ [5,7], авторы связывают с ростом энергии возбуждения первичного осколка.

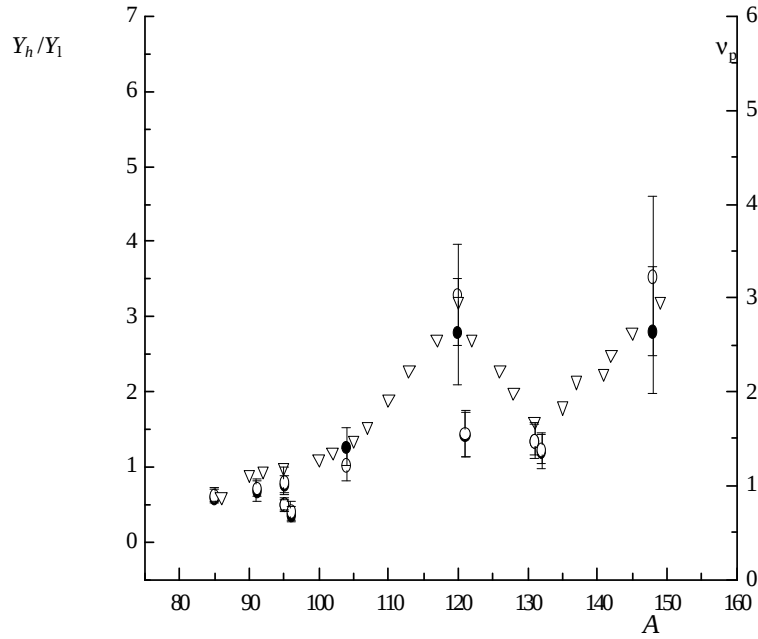


Рис.1. Зависимость изомерных отношений (Y_h / Y_l) и множественности постделительных нейтронов (ν_p) от массы фрагментов деления ^{238}U : $\bullet$ – Y_h / Y_l при энергии $E_{\text{ymax}} = 50$ МэВ, $\circ$ – Y_h / Y_l при энергии $E_{\text{ymax}} = 3500$ МэВ (левая шкала), ∇ – ν_p (правая шкала) [4,32].

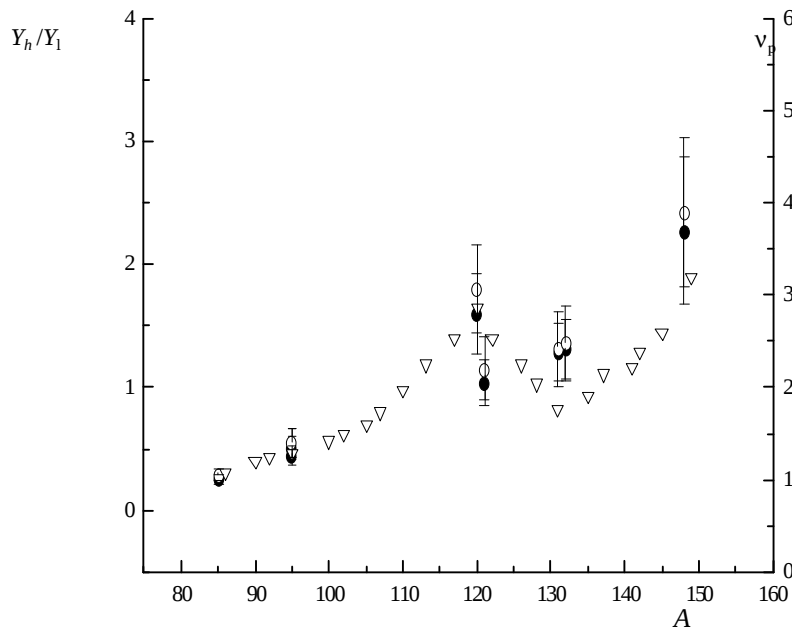


Рис.2. Зависимость изомерных отношений (Y_h / Y_l) и множественности постделительных нейтронов (ν_p) от массы фрагментов деления ^{232}Th : $\bullet$ – Y_h / Y_l при энергии $E_{\text{ymax}} = 50$ МэВ, $\circ$ – Y_h / Y_l при энергии $E_{\text{ymax}} = 3500$ МэВ (левая шкала), ∇ – ν_p (правая шкала) [4,32].

Полная энергия возбуждения первичных фрагментов деления определяется из выражения [18]

$$E_{tot}^*(A_1, A_2) = Q(A_1, A_2) - E_{KE}(A_1, A_2), \quad (1)$$

где $Q(A_1, A_2)$ – энергия реакции, $E_{KE}(A_1, A_2)$ – суммарная кинетическая энергия фрагментов, A_1, A_2 – массы сопряженных осколков. Распределение полной энергии возбуждения между осколками предполагается пропорциональным массам [5,7,15,26]:

$$E_{tot}^*(A_1, A_2) = E^*(A_1) + E^*(A_2), \quad (2)$$

$$E^*(A_1) / E^*(A_2) = A_1 / A_2. \quad (3)$$

Авторы [4-6] считают, что тяжелые осколки образуются в сильнодеформированном виде и вследствие этого обладают более высокой энергией возбуждения, что приводит к увеличению числа испарительных нейтронов. На рис.1 и 2 приведена зависимость множественности испущенных нейтронов от массового числа осколка [4,32]. Как видно, в целом наблюдается сходство в характере изменения ИО и множественности постделительных нейтронов с массой фрагмента. Рост ИО в области $A \sim 120$ и $A \sim 148$ указывает на большую вероятность заселения высокоспинового состояния, как следствие испарения нейтронов из сильнодеформированных фрагментов с высокой энергией возбуждения. Характерная форма кривой объясняется также в ряде работ [4,26,27,31] влиянием оболочечных эффектов. В частности, фрагменты, образующиеся в массовой области A (131–132, характеризуются заполнением нейтронной оболочки $N = 82$ и, следовательно, малыми деформациями, низким возбуждением, малым числом испаряющихся нейтронов и, соответственно, малой вероятностью выхода высокоспинового состояния [16].

Значения ИО, полученные в результате измерений, могут быть использованы для расчета среднего углового момента первичного осколка, который трансформируется путем испарения нейтронов и γ -квантов в конечные продукты. Статистическая модель, с помощью которой обычно проводится такого типа анализ, была предложена в работе [33]. В настоящей работе такого типа расчеты проводились для определения ИО в области низких энергий. В рамках модели рассматривался процесс последовательного испускания нейтронов и γ -квантов из первичного осколка деления, приводящий к конечному распределению в заселении высокоспинового и низкоспинового состояний. Основным элементом расчета при этом является плотность спинового распределения ядерных уровней, которая пропорциональна вероятности заселения ядерных состояний первичных осколков и задается в виде [10]

$$P(J_i) \sim (2J_i + 1) e^{-J_i(J_i+1)/B^2}, \quad (4)$$

где $P(J)$ – вероятность образования первичного фрагмента со спином J , параметр B определяет ширину этого распределения и при больших значениях равен среднеквадратичному корню $\sqrt{J^2} \approx B$. Указанное распределение модифицируется в процессе изменения энергии возбуждения и углового момента первичного осколка за счет испускания нейтронов и каскада γ -квантов. Для проведения расчетов необходимо учесть коэффициент трансмиссии, множественность и энергию испускаемых нейтронов, а также количество, энергию и

мультипольность вылетающих γ -квантов.

Для расчета заселения уровней с определенным значением спина использовалась спиновая часть формулы Бете–Блоха:

$$P(J) \sim (2J+1)e^{-(J+0.5)^2/2\sigma^2}, \quad (5)$$

где $P(J)$ – вероятность заселения уровней со спином J , σ – параметр обрезания спина, который связан с моментом инерции ядра. При рассмотрении области низких энергий фотонов нейтроны испускаются в незначительном количестве и, в основном, в S -состоянии. Учитывая это обстоятельство, начальное спиновое распределение меняется мало, в ряде работ [9,15,17] предполагается, что влиянием испускания нейтронов на распределение спиновых состояний можно пренебречь.

Изменение энергии возбуждения фрагмента после каждого испущенного нейтрона рассчитывается по формуле

$$E_{ef}^* = E^*(A) - E_n - E_{KE}(n), \quad (6)$$

где E_{ef}^* – остаточная энергия возбуждения, $E^*(A)$ – энергия возбуждения первичного фрагмента, E_n – энергия связи нейтрона в ядре, $E_{KE}(n)$ – средняя кинетическая энергия нейтрона. Согласно испарительной модели, нейтроны испускаются возбужденным ядром со средней энергией $E_{KE}(n) = 2T$ (~ 1 МэВ), где T – ядерная температура [34], которая определяется из формулы

$$aT^2 - 4T = E_{ef}^*, \quad (7)$$

a – параметр плотности уровней, непосредственно определяемый через плотность одночастичных состояний на поверхности Ферми (в наших расчетах в качестве a -параметра использовалось значение $a = A/8$). Полная энергия возбуждения первичных фрагментов деления определялась из данных работы [27] с учетом зависимости $E_{tot}^*(A_1, A_2)$ от $E_{KE}(A_1, A_2)$ для деления тяжелых ядер, для оценки $E_{KE}(A_1, A_2)$ использовались данные [27,35,36]. Энергия возбуждения первичных фрагментов рассчитывалась с помощью (2),(3). Испарение нейтронов из первичных осколков рассматривалось до образования состояния с энергией возбуждения ниже энергии связи нейтрона. Далее процесс девозбуждения происходил путем испускания Π -квантов в предположении $E1$ - или $E2$ -мультипольности. Согласно данным [6,15], доля $E2$ -фотонов не превышает 10%. Вероятность заселения промежуточных спиновых состояний рассчитывалась по формуле (5). Полная множественность γ -переходов определялась в виде [37]

$$\bar{N}_\gamma = \frac{\sqrt{aE_{ef}^*}}{2} \quad (8)$$

или из выражения для средней энергии испускаемых фотонов [15]

$$E_\gamma = 4 \left[\frac{E_{ef}^*}{a} - \frac{5}{a^2} \right]^{1/2}. \quad (9)$$

Определение остаточной энергии возбуждения E_{ef}^* и, соответственно, энергии испускаемых γ -квантов E_γ проводилось на каждой ступени расчета. Предполагается, что последний “решающий” уровень, с которого происходит заселение основного или изомерного состояния, характеризуется энергией возбуждения $E_{ef}^* \leq 2$ МэВ.

При проведении расчетов в настоящей работе в качестве начальных условий задавались средняя величина энергии возбуждения первичного осколка по данным [27], а также средняя множественность испущенных нейтронов, которая для легких осколков бралась равной 2, а для тяжелых фрагментов менялась от 2 до 3 [4,31]. Параметры обрезания спиновых распределений в выражении (5) после эмиссии нейтронов и γ -квантов, σ_n и σ_γ варьировались в пределах значений 2–5, указанных авторами [11,15,17]. Величина среднего углового момента первичного фрагмента деления вводилась как свободный параметр [5,7,15,17] и определялась из условия согласия расчетных и экспериментальных ИО. Из-за неопределенности значения спина и четности ^{120m}I значение спина для этого ядра бралось равным 5, ввиду лучшего соответствия расчетных и экспериментальных изомерных отношений.

В табл.2 приведены рассчитанные ИО и значения средних угловых моментов осколков деления ^{238}U и ^{232}Th при граничной энергии фотонов 50 МэВ. В пределах точности определения значения угловых моментов совпадают с данными, полученными при делении ^{238}U фотонами [5,17] и тепловыми нейтронами [15]. Результаты расчетов подтверждают рост угловых моментов с увеличением массового числа A осколка деления, включая область симметричного деления (высокоэнергетическое деление). Подобная тенденция роста замечена при делении протонами [7], быстрыми нейтронами [6] и γ -частицами [15], однако средние значения спинов, полученные в этих реакциях, существенно выше. Согласно заключению авторов [7], большая энергия возбуждения может быть вызвана существенной деформацией фрагментов при делении заряженными частицами, приводящей к возбуждению коллективных степеней свободы (вращению, кручению).

4. Заключение

В результате проведенных измерений впервые были получены ИО для некоторых продуктов фотоделения ^{238}U и ^{232}Th , рассчитаны угловые моменты соответствующих первичных осколков деления. Близость значений ИО, полученных в настоящей работе и приведенных в литературе для тех же продуктов деления других актинидов при близких энергиях возбуждения, указывает на идентичность каналов образования высокоспиновых состояний, несмотря на различие мишеней и сечений образования.

Энергия падающих фотонов существенно не влияет на величину ИО, т.е. можно предположить, что энергия возбуждения не коррелирует с величиной углового момента первичного фрагмента деления. Увеличение ИО в процессах деления протонами и α -частицами в области промежуточных энергий указывает на роль деформации первичного фрагмента из-за кручения или вращения, а также свойствами ядерной системы в процессе образования осколков и непосредственно после разделения. Возможно, что процесс возбуждения такого типа степеней свободы при взаимодействии с фотонами промежуточных энергий

не играет существенной роли.

ЛИТЕРАТУРА

1. F.-J.Hambsch, S.Oberstedt, G.Vladuca, A.Tudora. Nucl. Phys. A, **709**, 85 (2002).
2. V.A.Rubchenya, J. Aysto. Nucl. Phys. A, **701**, 127c (2002).
3. I.Tsekhanovich, N.Varapai, V.A.Rubchenya, et al. Phys. Rev. C, **70**, 044610 (2004).
4. V.A.Rubchenya. Phys. Rev. C, **75**, 054601 (2007).
5. О.А.Бесщейко, И.Н.Вишневский и др. Изв. РАН, серия физическая, **69**, 658 (2005).
6. И.Н.Вишневский, В.Ю.Денисов, В.А.Желтоножский. ЯФ, **61**, 1562 (1998).
7. M.Tanikawa, H.Kudo, et al. Z. Phys. A, **347**, 53 (1993).
8. N.Patronis, C.T.Papadopoulos, S.Galanopoulos, et al. Phys. Rev. C, **75**, 034607 (2007).
9. B.L.Zhuikov, M.V.Mebel, V.M.Kokhanyuk, A.S.Iljiov. Phys. Rev. C, **68**, 054611 (2003).
10. H.Warhanek, R.Vandenbosch. J. Inorg. Nucl. Chem., **30**, 669 (1964).
11. E.Hagebo. J. Inorg. Nucl. Chem., **25**, 1201 (1963).
12. E.Hagebo. J. Inorg. Nucl. Chem., **29**, 2515 (1967).
13. H.O.Denschlag et al., in Proc. of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980), vol.4II, p.153.
14. P.Bocquet et al., in Proc. of the International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission, Julich, 1979 (International Atomic Energy Agency, Vienna, 1980), vol.II, p.179.
15. D.C.Aumann, W.Guckel, E.Nirschl, H.Zeising. Phys. Rev. C, **16**, 254 (1977).
16. D.De Frenne, B.Proot, H.Thierens, et al. Phys. Rev. C, **29**, 1777 (1984).
17. E.Jacobs, H.Thierens, D.De Frenne, et al. Phys. Rev. C, **19**, 422 (1979).
18. H.Thierens, B.Proot, D.De Frenne, E. Jacobs. Phys. Rev. C, **25**, 1546 (1982).
19. M.Diksic, L.Yaffe. Can. J. Chem., **53**, 3116 (1975).
20. Г.С.Карапетян. Ученые записки ЕГУ, №3, 31 (2006).
21. H.Baba, J.Sanada, H.Araki, et al. Nucl. Instrum. Methods A, **416**, 301 (1998).
22. И.Адам, В.С.Пронских, А.Р.Балабекян и др. Препринт №10-2000-28, ОИЯИ, Дубна, 2000.
23. G.B.Saha, I.Tomita, L.Yaffe. J. Inorg. Nucl. Chem., **31**, 3731 (1969).
24. C.L.Rao, G.B.Saha, L.Yaffe. J. Inorg. Nucl. Chem., **34**, 2397 (1972).
25. C.Rudy, R.Vandenbosch, C.T.Ratcliffe. J. Inorg. Nucl. Chem., **30**, 365 (1967).
26. Ю.Гангрский, Б.Марков, В.Перелыгин. Регистрация и спектрометрия осколков деления. М., Энергоатомиздат, 1992.
27. M.Strecker, R.Wien, P.Plischke, W.Scobel. Phys. Rev. C, **41**, 2172 (1990).
28. G.B.Saha, L.Yaffe. J. Inorg. Nucl. Chem., **31**, 1891 (1969).
29. A.Deppman et al. Phys. G: Nucl. Part. Phys., **30**, 1991 (2004).
30. C.Cetina et al. Phys. Rev. C, **65**, 044622 (2002).
31. H.Kudo, H.Muramatsu, H.Nakahara, et al. Phys. Rev. C, **25**, 3011 (1982).
32. C.Chung, J.J.Hogan. Phys. Rev. C, **24**, 180 (1981).
33. J.R.Huizenga, R.Vandenbosch. Phys. Rev., **120**, 1305 (1960).
34. Дж.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. М., изд. ИЛ, 1954.
35. Y.Patin, S.Cierjacks, J.Lachkar, et al. Nucl. Instrum. Methods, **160**, 471 (1979).
36. A.Gavron. Nucl. Instrum. Methods, **115**, 93 (1974).
37. Н.А.Демёхина, А.С.Данагулян, Г.С.Карапетян. ЯФ, **65**, 390 (2002).

^{238}U եւ ^{232}Th ՖՈՏՈԲԱԺԱՆՄԱՆ ԲԵԿՈՐՆԵՐԻ
ԻԶՈՄԵՐԱՅԻՆ ՀԱՐԱԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ն.Ա. ԴԵՄՅՈՒՆԻՆԱ, Գ.Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Չափված են ^{238}U և ^{232}Th ֆոտոբաժանման բեկորների էքսպերիմենտալ իզոմերային հարաբերությունները արգելակային ճառագայթման 50 և 3500 ՄԷՎ առավելագույն էներգիաների դեպքում: Ստացված արդյունքները հնարավորություն տվեցին գնահատել առաջնային ֆրագմենտների միջին անկյունային մոմենտների արժեքները և համեմատել գրականության մեջ առկա տվյալների հետ:

ISOMERIC YIELD RATIOS OF ^{238}U AND ^{232}Th
PHOTOFISSION PRODUCTS

N.A. DEMEKHINA, G.S. KARAPETYAN

The ^{232}Th and ^{238}U experimental photofission isomeric yield ratios were determined by using bremsstrahlung at the end-point energies of 50 and 3500 MeV. From the measured results the average angular momenta of primary fission fragments are estimated and the comparison with known data is made.

УДК 535.343.4

ИЗУЧЕНИЕ АТОМНЫХ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ С ПОМОЩЬЮ НАНОЯЧЕЙКИ С ТОЛЩИНОЙ $L = \lambda$

Т.С. ВАРЖАПЕТЯН¹, Г.Т. АХУМЯН², В.В. БАБУШКИН²,
Д.Г. САРКИСЯН¹, А. АТВАРС³, М. АУЗИНЬШ³

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

²Российско-армянский государственный университет, Ереван

³Лазерный центр факультета физики и математики
Латвийского университета, Рига, Латвия

(Поступила в редакцию 16 мая 2007 г.)

Предложен метод, названный “ $L = \lambda$ зеемановский метод” (ЛЗМ), для исследования поведения переходов сверхтонкой структуры атомов щелочных металлов между зеемановскими подуровнями во внешних магнитных полях. ЛЗМ основан на применении наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом D_2 линии Rb. При лазерных интенсивностях ~ 1 мВт/см² в спектре пропускания наноячейки появляются спектрально-узкие (~ 30 МГц) резонансы-пики уменьшенного поглощения, расположенные точно на атомных переходах. В магнитных полях эти пики расщепляются и их амплитуда и частотное положение зависят от величины магнитного поля. Теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

1. Введение

Целый ряд оптических и магнитооптических процессов, которые реализуются при взаимодействии узкополосного лазерного излучения с атомарными парами, нашли применение в лазерной технике, метрологии, при создании высокочувствительных магнитометров, в задачах квантовой коммуникации, записи информации и т.п. [1].

В работе [2] было показано, что при использовании наноячейки с толщиной столба паров атомов $L \sim 150\div 300$ нм, в поле излучения лазерного диода возможно осуществлять субдоплеровскую спектроскопию паров атомов Cs, что являлось достаточным условием для разрешения сверхтонких атомных переходов линии D_2 . В работах [3,4] было показано, что использование спектров резонансной флуоресценции наноячейки с толщиной столба паров атомов $L = 0.5\lambda$ позволяет разделить и исследование атомных переходов сверхтонкой структуры атомов ^{87}Rb , линии D_1 , переходов $F_g = 1,2 \rightarrow F_e = 1,2$ между зеемановскими подуровнями в магнитных полях (> 100 Гс).

В настоящей работе предлагается новый метод, основанный на использовании спектрально-узких, так называемых VSOP (Velocity Selective Optical Pumping/Saturation) резонансов-пигов, которые формируются при лазерных интенсивностях ~ 1 мВт/см² в спектре

пропускания наноячейки с толщиной столба паров атомов Rb $L = \lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом Rb линии D₂. Пики VSOP уменьшенного поглощения расположены точно на атомных переходах [5-9]. Во внешних магнитных полях эти пики расщепляются на несколько новых пиков, число которых зависит от квантовых чисел F нижнего и верхнего уровней [10-13]. Амплитуда пиков и их частотное положение зависят от величины магнитного поля. Физическое объяснение образования VSOP резонансов (пиков) проведем для конкретных атомных уровней, используемых в настоящем эксперименте: нижние уровни $F_g = 1, 2$ основного состояния $^{87}\text{Rb } 5S_{1/2}$ и возбужденные уровни $F_e = 0, 1, 2$ состояния $5P_{3/2}$. Пики VSOP возникают в результате того, что атом с основного уровня $F_g = 1$, поглотив лазерный фотон, переходит на возбужденные уровни $F_e = 1, 2$ и далее спонтанно переходит либо на основной уровень $F_g = 2$, либо на $F_g = 1$. Это явление называется оптической накачкой (ОН) [14]. В результате ОН часть атомов переходит на уровень $F_g = 2$ и уменьшается число атомов, способных поглотить лазерное излучение с уровня $F_g = 1$, что приводит к уменьшению поглощения с этого уровня. Эффективность процесса ОН определяется выражением [6]

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + \mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \Gamma^2}, \quad (1)$$

которое зависит от интенсивности возбуждающего излучения и от дипольного момента соответствующего перехода через частоту Раби Ω . Здесь γ_N – радиационная ширина верхнего уровня, t – время взаимодействия излучения с атомом, Δ – частотная отстройка от резонанса, $\mathbf{k}\mathbf{v}$ – член, учитывающий эффект Доплера, Γ – сумма однородных и неоднородных уширений. Из (1) видно, что чем больше время взаимодействия t , тем выше эффективность ОН. Так как диаметр пучка ~ 1 мм, а расстояние между стенками наноячейки равно 780 нм, то время пролета через диаметр пучка (которое определяет время взаимодействия t для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку) отличается в среднем более чем на три порядка от времени пролета от стенки до стенки, которое определяет время взаимодействия t для атомов, летящих вдоль лазерного пучка. Однако для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку, $\mathbf{k}\mathbf{v} = 0$, а само выражение (1) принимает максимальное значение при $\Delta = 0$, поэтому пики VSOP находятся точно на атомных переходах [5-9]. Из формулы (1) видно также, что изменение вероятности (дипольного момента) для атомного перехода приводит к изменению частоты Раби и, как следствие, к изменению эффективности процесса ОН. Это проявляется в возрастании или убывании амплитуды пика VSOP.

2. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Для обеспечения возможности плавного изменения толщины L в экспериментах использовалась наноячейка с клиновидным зазором между окнами. При этом толщина L , которая обуславливает длину столба паров, могла меняться в широком диапазоне 300÷3000 нм. Конструкции наноячеек приведены в работах [2,5,7-9,15]. Пучок одночастотного диодного лазера ($\lambda = 780$ нм, спектральная ширина ~ 5 МГц) диаметром ~ 1 мм направлялся на наноячейку (под углом, близким к нормальному) с толщиной столба паров Rb $L = \lambda$, где λ – длина волны лазерного излучения (780 нм), частота которого резонансна с атомным переходом D₂ линии Rb. Наноячейка 5 была помещена в центре системы

колец Гельмгольца 6. Для предотвращения обратной связи применялся Фарадей-изолятор 2. Для формирования излучения с круговой поляризацией дополнительно использовалась $\lambda/4$ -пластинка 3, просветленная на $\lambda = 780$ нм. Часть излучения накачки направлялась во вторую (реперную) наночейку с Rb 7, находящуюся при нулевом магнитном поле, спектр поглощения которой использовался в качестве частотного репера. Температура источника атомов составляла 110°C , что соответствует плотности паров $N \sim 10^{13}$ ат/см³; для предотвращения конденсации паров на окнах наночейки температура окон поддерживалась на уровне $\sim 140^\circ\text{C}$. Интенсивность излучения составляла ~ 1 мВт/см². Магнитное поле направлялось вдоль направления распространения лазерного излучения. Спектры пропускания регистрировались с помощью фотоприемников 8, сигналы с которых поступали на двухлучевой цифровой осциллограф.

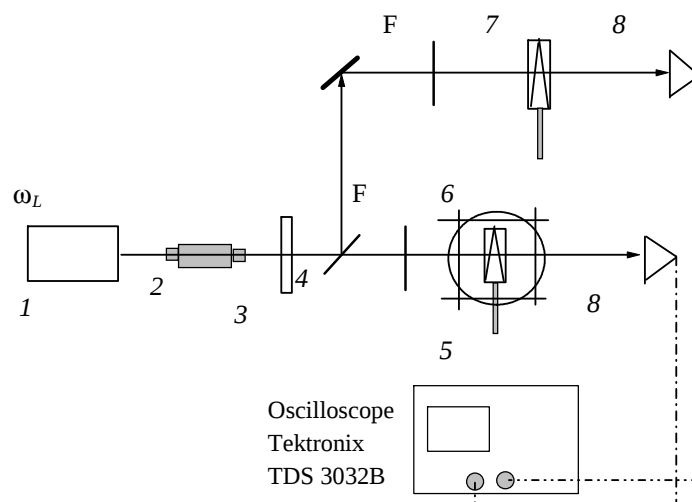


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – диодный лазер, $\lambda = 780$ нм, ширина линии ~ 5 МГц; 2 – Фарадей-изолятор; 3 – $\lambda/4$ -пластинка; 4 – делительная пластинка; 5 – наночейка с парами Rb, помещенная в катушки Гельмгольца; 6 – катушки Гельмгольца; 7 – реперная наночейка с парами Rb; 8 – фотоприемники, F – оптические фильтры.

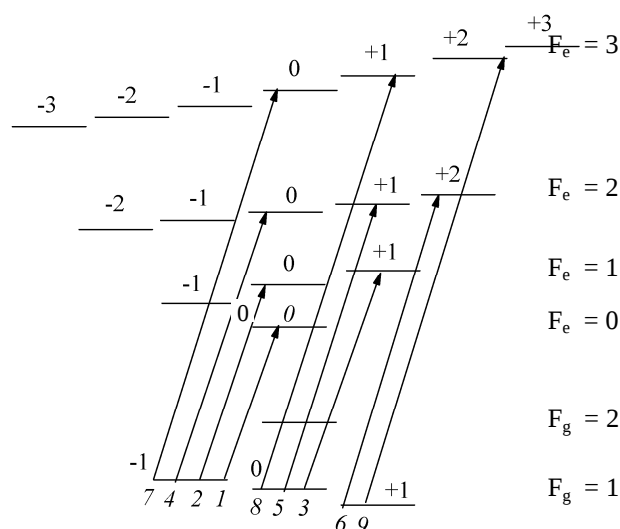


Рис.2. Диаграмма уровней D₂ линии ⁸⁷Rb в магнитном поле и возможные атомные переходы при σ^+ поляризации возбуждающего лазерного излучения.

Диаграмма уровней D₂ линии ⁸⁷Rb во внешнем магнитном поле и возможные атомные переходы при поляризации возбуждающего лазерного излучения σ^+ (левый круг) представлены на рис.2.

3. Результаты и обсуждение

Исследование VSOP резонансов, которые формируются в наночейке, позволяет получить, идентифицировать и исследовать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания ⁸⁷Rb на D₂ линии, в интервале магнитных полей 5 – 220 Гс для атомных переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0$; $F_g = 1 \rightarrow F_e = 1$; $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (а также $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$) при поляризациях возбуждающего лазерного излучения σ^+ (левый круг) и σ^- (правый круг). Экспериментально исследованы атомные переходы, для которых выполняются правила отбора для квантового числа $\Delta F = 0, \pm 1$ ($\Delta F = 2$); $\Delta m_F = \pm 1$: 1) $F_g = 1, m_F = -1, 0, +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = 0, +1, +2$; 2) $F_g = 1, m_F = -1, 0 \rightarrow F_e = 1, m_F = 0, +1$; 3) $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_e = 0$; 4) $F_g = 1, m_F = -1, 0, +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = 0, -1, -2$; 5) $F_g = 1, m_F = 0, +1 \rightarrow F_e = 1, m_F = -1, 0$; 6) $F_g = 1, m_F = +1 \rightarrow F_e = 0$.

На рис.3 приведены теоретические величины частотного положения атомных переходов между зеемановскими подуровнями (в нашем случае VSOP резонансов) для ⁸⁷Rb на D₂ линии, для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$ при поляризации возбуждающего лазерного излучения σ^+ , в зависимости от величины внешнего магнитного поля, полученные по теоретической модели, разработанной в [3,4,12,13]. Из рис.3 можно определить частотный сдвиг атомных переходов от первоначальных положений при нулевом магнитном поле; этот сдвиг отсчитывается от перехода $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$ (при $B \approx 0$), что удобно для сравнения с экспериментом. Как видно из рис.3, линейный эффект Зеемана, то есть случай, когда частотный сдвиг VSOP резонанса от

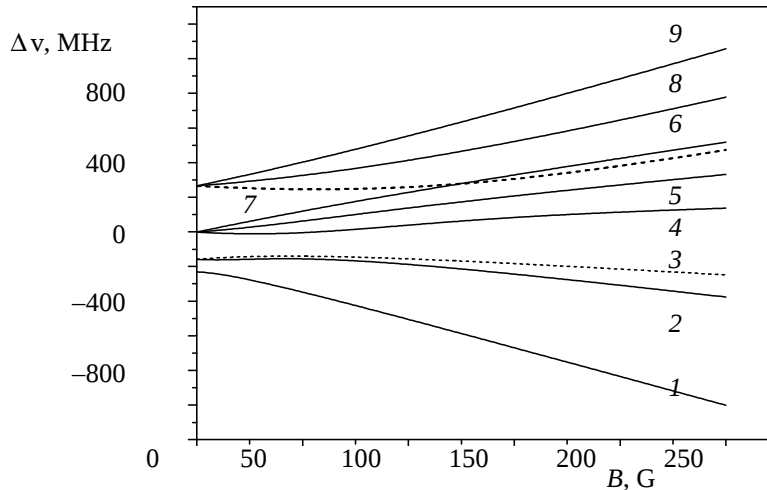


Рис.3. Теоретические величины частотного положения атомных переходов для ^{87}Rb на D_2 линии, для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$ при σ^+ поляризации лазера, в зависимости от магнитного поля (номераами отмечены соответствующие переходы, см. рис.2).

первоначального положения пропорционален величине магнитного поля, наблюдается приблизительно до магнитных полей $20 \div 50$ Гс (это зависит от конкретного перехода), а при более сильных полях происходит отклонение от линейности. На рис.4 приведены теоретические величины зависимости амплитуд вероятностей атомных переходов (которые фактически соответствуют амплитудам резонансов VSOP) от величины магнитного поля (номераами отмечены соответствующие переходы, представленные на рис.2). Как видно, при небольших магнитных полях (< 5 Гс) вероятности атомных переходов на кривых под номерами 6, 5 и 4 соотносятся как 6:3:1, однако это соотношение быстро изменяется при увеличении магнитного поля, и уже при $B \sim 50$ Гс вероятности этих трех переходов становятся одинаковыми. Также следует отметить, что вероятности переходов для $F_g = 1 \rightarrow F_e = 3$, будучи нулевыми при $B \approx 0$, быстро возрастают с увеличением магнитного поля, что позволяет регистрировать эти переходы при $B > 100$ Гс.

На рис.5 приведены спектры пропускания для атомных переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$. Нижняя кривая – спектр пропускания для реперной наноячейки, которая показывает положение атомных переходов, то есть VSOP резонансов (с шириной ~ 30 МГц) при $B \approx 0$ и относительно которой (переход $F_g = 1 \rightarrow F_e = 2$) измеряется сдвиг атомных частот в основной наноячейке в магнитном поле, которое направлено вдоль распространения лазерного излучения. На верхней кривой приведен спектр пропускания наноячейки при $B \approx 30$ Гс, при σ^+ поляризации возбуждающего лазера (номераами отмечены соответствующие переходы, представленные на рис.2). На рис.5 отчетливо видны расщепление и сдвиги частот трех VSOP резонансов 6, 5 и 4. Что касается пиков VSOP 2,3, то они частично спектрально разрешены и приведены в пунктирном овале. Переход $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_e = 0, m_F = 0$ на рисунке почти не виден (отмечен номером 1), поскольку его амплитуда при $B \approx 30$ Гс практически равна нулю. Рассчитанные амплитуды и

частотное положение VSOP пиков получены из рис.3 и 4. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

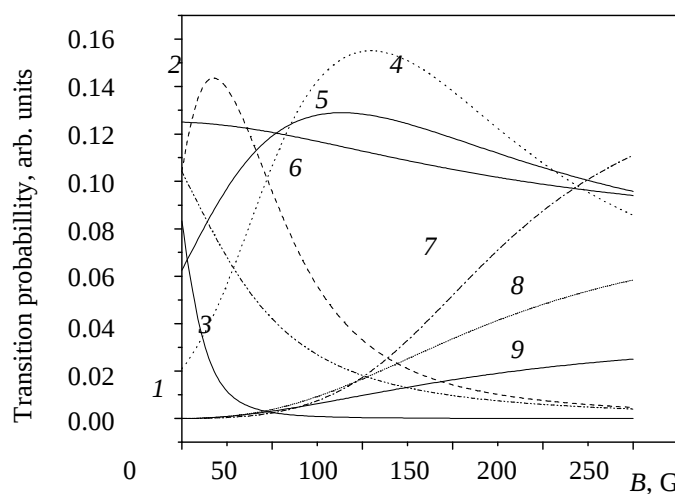


Рис.4. Теоретические величины амплитуд вероятностей атомных переходов при σ^+ поляризации возбуждающего излучения в зависимости от величины магнитного поля.

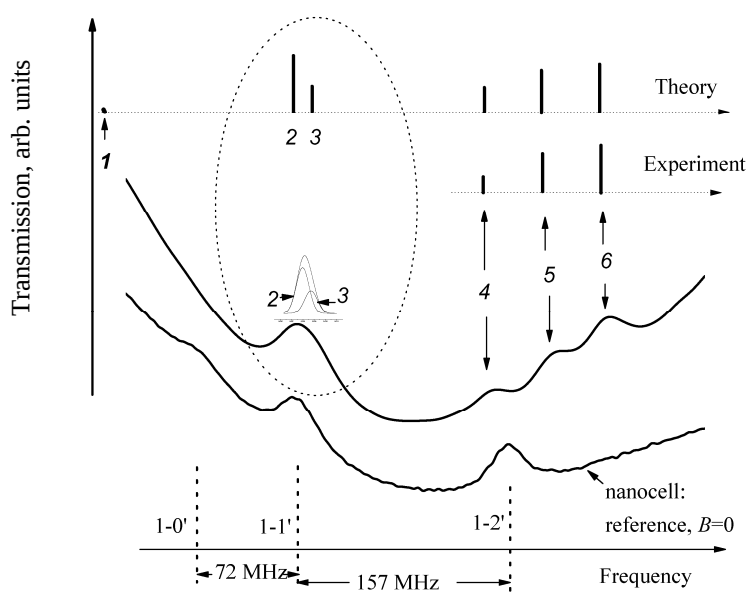


Рис.5. Спектры пропускания наноячейки для атомных переходов $F_g = 1 \square F_e = 0, 1, 2$. Нижняя кривая – спектр пропускания реперной наноячейки при $B = 0$, относительно которой (переход $F_g = 1 \square F_e = 2$) измеряется частотный сдвиг VSOP пиков в основной наноячейке в магнитном поле. Верхняя кривая – спектр пропускания наноячейки; $B \approx 30$ Гс; σ^+ поляризация лазера (номерами отмечены соответствующие переходы, см. рис.2).

На рис.6 приведены спектры пропускания для атомных переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$ при возрастании магнитного поля: 53, 75, 84, 93, 106 Гс. Как видно из рисунка, амплитуды пиков VSOP 4,5 с увеличением магнитного поля возрастают, в то время как амплитуды пиков 2,3 быстро уменьшаются и уже при $B \sim 100$ Гс практически не видны. Такое поведение пиков VSOP 2,3,4,5 хорошо согласуется с теоретической моделью, представленной на рис.4. Отметим также хорошее согласие экспериментальной величины частотных сдвигов пиков VSOP 2,3,4,5 с теоретическими данными, представленными на рис.3.

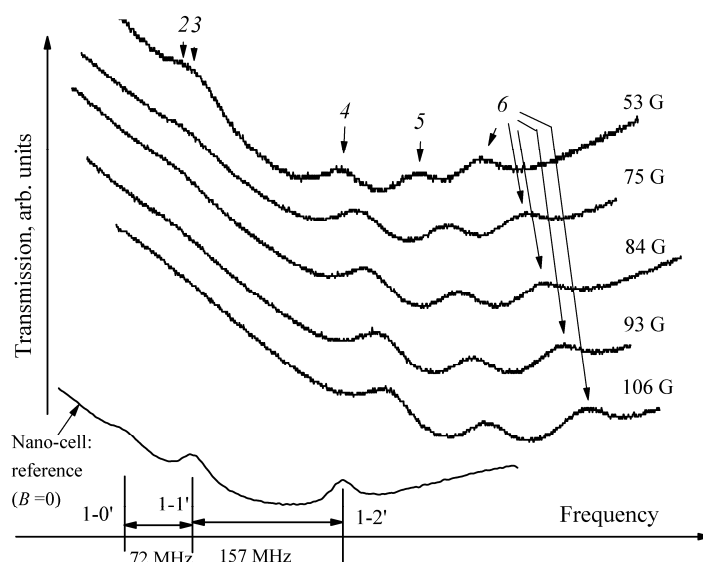


Рис.6. Спектры пропускания наноячейки для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2$ при возрастании магнитного поля B . Амплитуды VSOP пиков 4,5 возрастают с увеличением B , в то время как амплитуды VSOP пиков 2,3 быстро уменьшаются.

Экспериментально обнаружено, что при относительно небольших магнитных полях (~ 100 Гс) при σ^+ поляризации лазера также регистрируются атомные переходы, для которых выполняются новые правила отбора для квантового числа $\Delta F = 2$; $\Delta m_F = \pm 1$. При этом вероятность данных переходов возрастает с увеличением магнитного поля. Отметим, что при $B = 0$ переходы с $\Delta F = 2$ сильно запрещены (см. рис.4). При $B \sim 200$ Гс вероятность перехода $F_g = 1, m_F = -1 \rightarrow F_e = 3, m_F = 0$ (пик VSOP 7) сравнивается с вероятностью перехода $F_g = 1, m_F = +1 \rightarrow F_e = 2, m_F = +2$ (пик VSOP 6), а частоты этих переходов расположены близко с интервалом между ними ~ 40 МГц. При $B \sim 200$ Гс легко регистрируется также переход $F_g = 1, m_F = 0 \rightarrow F_e = 3, m_F = +1$ (пик VSOP 7). На рис.7 все вышеуказанные переходы приведены при $B \sim 217$ Гс и пики VSOP отмечены соответствующими номерами. Из сравнения с теоретической моделью (рис.3,4) видно, что, как и ранее, наблюдается хорошее согласие с экспериментом: действительно, пик VSOP 7, соответствующий переходу с $\Delta F = 2$, имеет амплитуду, равную амплитуде пика VSOP 6, а VSOP пик 8, также соответствующий переходу с $\Delta F = 2$, имеет амплитуду примерно в 2 раза меньшую, чем VSOP

пики 6 и 7. Амплитудное и частотное поведение пиков VSOP 4,5,6,7,8 хорошо согласуется с теоретическими данными, представленными на рис.3,4.

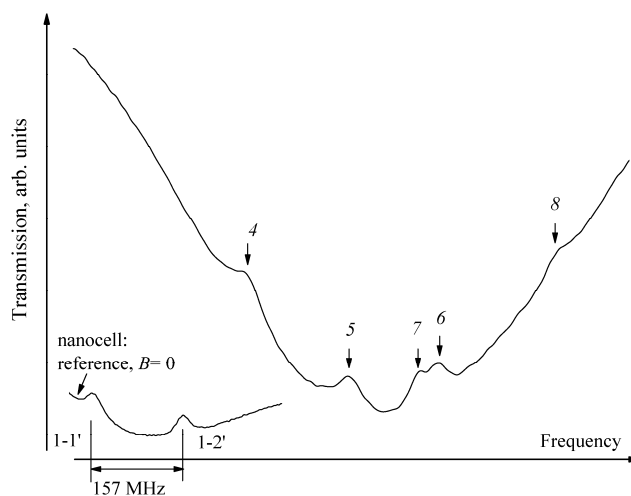


Рис.7. Спектры пропускания наноячейки для переходов $F_g = 1 \rightarrow F_e = 0, 1, 2, 3$; $B \sim 217$ Гс. VSOP пик 7, соответствующий переходу с $\Delta F = 2$, имеет амплитуду, равную амплитуде пика 6, а VSOP пик 8, также соответствующий переходу с $\Delta F = 2$, имеет амплитуду примерно в 2 раза меньшую, чем пики 6 и 7.

Экспериментально обнаружено, что поведение атомных переходов, возбуждаемых лазером с σ^+ -поляризацией, значительно отличается от поведения атомных переходов, возбуждаемых лазером с σ^- -поляризацией (в настоящей работе результаты при возбуждении лазером с σ^- не приведены). К примеру, вероятности для атомных переходов, для которых $\Delta F = 2$, при возбуждении лазером с σ^- -поляризацией значительно меньше, чем при возбуждении σ^+ -поляризацией (поэтому переходы, для которых $\Delta F = 2$, при σ^- возбуждении не наблюдаются на эксперименте).

Проведенные исследования показали, что атомный переход $F_g = 1$, $m_F = +1 \rightarrow F_e = 2$, $m_F = +2$ (которому соответствует VSOP пик 6) является удобным для определения величины магнитного поля в интервале 5 – 220 Гс. Отклонение частоты VSOP пика 6 измерялось по отношению к положению того же атомного перехода при $B \approx 0$. При магнитных полях $B < 40$ Гс частотное отклонение составляет 2.56 МГц / Гс. При полях $B > 40$ Гс вплоть до 220 Гс частотное отклонение немного уменьшается, однако остается достаточно большим (~ 2 МГц / Гс). Было выявлено, что амплитуда VSOP пика 6 в интервале магнитных полей 5 – 220 Гс остается достаточно большой (и при этом амплитуда изменяется слабо), что обеспечивает надежную регистрацию внешнего магнитного поля с точностью 3–5%. Поэтому этот атомный переход при σ^+ -поляризации лазера может быть использован для магнитометра, позволяющего измерение как однородных, так и сильно неоднородных магнитных полей с пространственным разрешением ~ 780 нм.

Отметим ряд преимуществ метода ЛЗМ по сравнению с методом, изложенным ранее в работах [3,4], который был основан на использовании резонансной флуоресценции

наноячейки с толщиной столба паров $L = 0.5\lambda$. В методе ЛЗМ достигается более высокое спектральное разрешение и для его реализации требуется почти на два порядка меньшая лазерная мощность; кроме того, техническая реализация ЛЗМ проще.

Следует отметить, что спектральное разрешение, достигаемое методом ЛЗМ, может быть реализовано также при использовании хорошо сколлимированных атомных пучков (с использованием вакуумных труб длиной 3–4 метра, в которых формируется атомный пучок) или же установок, в которых производится охлаждение атомов. Однако применение атомной пучковой техники или охлажденных атомов для исследования атомных переходов между зеемановскими подуровнями является сложной и дорогостоящей задачей, в то время как для метода ЛЗМ достаточно лишь наличие доступных дешевых диодных лазеров и наноячейки, заполненной щелочным металлом.

Авторы выражают благодарность А.С. Саркисяну за изготовление наноячеек, А.В. Папояну за полезные обсуждения и А.А. Нерсисяну за техническую помощь. Авторы Т.В., Г.А., В.Б. и Д.С. выражают благодарность за финансовую поддержку по тематической программе 0044 МОиН Армении, ANSEF Grant 05-PS-opt-0813-233, SCOPES Grant IB7320-110684/1 и INTAS South-Caucasus Grant 06-100017-9001. А.Атварс благодарит Европейский Социальный Фонд за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Budker, D.F.Kimball, D.P.DeMille. Atomic Physics. Oxford University Press, Great Britain, 2004.
2. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
3. D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh. Optics and Spectroscopy, **96**, 328 (2004).
4. D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, K.Blush, M.Auzinsh. JOSA B, **22**, 88 (2005).
5. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. Phys. Rev. A, **59**, 3723 (1999).
6. G.Nikogosyan, D.Sarkisyan, Yu.Malakyan. J. Opt. Technol., **71**, 602 (2004).
7. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Phys. Rev. A, **69**, 065802 (2004).
8. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Proc. SPIE, **6257**, 625701 (2006).
9. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, A.Papoyan. Phys. Rev. A, **73**, 033803 (2006).
10. N.Papageorgiou, A.Weis, V.A.Sautenkov, D.Bloch, M.Ducloy. Appl. Phys. B, **59**, 123 (1994).
11. P.Tremblay, A.Nichaud, M.Levesque, et al. Phys. Rev. A, **42**, 2766 (1990).
12. A.Papoyan, D.Sarkisyan, K.Blush, M.Auzinsh, D.Bloch, M.Ducloy. Laser Physics, **13**, 1467 (2003).
13. D.Sarkisyan, A.Papoyan, T.Varzhapetyan, J.Alnis, K.Blush, M.Auzinsh. Journal of Optics A: Pure and Applied Optics, **6**, S142 (2004).
14. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, D.Staedter, A.M.Akulshin. Optics and Spectroscopy, **101**, 762 (2006).
15. G.Dutier, A.Yarovitski, S.Saltiel, A.Papoyan, D.Sarkisyan, D.Bloch, M.Ducloy. Europhysics Letters, **63**, 35 (2003).

ԱՐՏԱՔԻՆ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԱՏՈՄԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ
ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ $L = \lambda$ ՀԱՍՏՈՒԹՅԱՄԲ
ՆԱՆՈՔԶՁԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Տ.Ս. ՎԱՐԺԱՊԵՏՅԱՆ, Հ.Թ. ՀԱԽՈՒՄՅԱՆ, Վ.Վ. ԲԱԲՈՒՇԿԻՆ,
Դ.Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ա. ԱՏՎԱՐՍ, Մ. ԱՈՒՋԻՆՇ

Առաջարկված է “ $L = \lambda$ զեեմանյան մեթոդ” (ԼՁՄ), որը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրել գերնուրբ կառուցվածքի անցումների վարքը, զեեմանյան ենթամակարդակների միջև արտաքին մագնիսական դաշտում, ալկալիական մետաղների համար: ԼՁՄ-ում կիրառվում են նանոքջիջներ, որոնց համար Rb-ի գոլորշիների պյան հաստությունը հավասար է ^{87}Rb իզոտոպի D_2 գծի ռեզոնանսային կլանման ալիքի երկարությանը: 1մՎտ/սմ^2 ինտենսիվությունների դեպքում, անցման սպեկտրում հայտնաբերվում են կլանման փոքրացման ռեզոնանսային նեղ (~ 30 ՄՀց) պիկեր, որոնք ճշտությամբ գտնվում են ատոմային անցումների վրա: Մագնիսական դաշտում այդ պիկերը տրոհվում են: Դրանց ամպլիտուդները և հաճախային դիրքերը կախված են մագնիսական դաշտի մեծությունից: Փորձը մեծ ճշտությամբ նկարագրվում է տեսական մոդելով:

STUDY OF ATOMIC SPECTRAL LINES IN A MAGNETIC FIELD
WITH USE OF A NANOCELL WITH THE THICKNESS $L = \lambda$

T.S. VARZHAPETYAN, H.T. HAKHUMYAN, V.V. BABUSHKIN,
D.H. SARKISYAN, A. ATVAR, M. AUZINSH

A new method called “ $L = \lambda$ Zeeman technique” is proposed to study the behavior of alkaline atomic transitions between Zeeman sublevels in external magnetic fields. This technique is based on the employment of a nanocell with the thickness of atomic vapor column $L = \lambda$, where λ is the wavelength of the resonant laser radiation. In the case of laser radiation intensities $\sim 1\text{mW/cm}^2$ narrow peaks of reduced absorption centered on the atomic transitions appear in the transmission spectrum of the nanocell. In the magnetic field these peaks split into several peaks for which the amplitude and the frequency position depend on the magnitude of the applied field. Comparison of results of the theoretical model with the experimental data reveals a good consistency.

УДК 621.315

ПОЛЯРОННЫЙ СДВИГ ЭНЕРГИИ СВЯЗИ ЭКСИТОНА ВАНЬЕ–МОТТА В КВАНТОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С УЧЕТОМ ЭФФЕКТА ФОНОННОГО ОГРАНИЧЕНИЯ

А.Л. ВАРТАНЯН, М.А. ЕРАНОСЯН, А.А. КИРАКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 июня 2007 г.)

В рамках модели Ли–Лоу–Пайнса исследовано взаимодействие экситона Ванье–Мотта с полярными оптическими фононами в цилиндрической полупроводниковой проволоке с учетом эффекта фононного ограничения. Получено аналитическое выражение для энергии связи экситона с учетом полярного эффекта. Численные расчеты энергии связи проведены для проволок AlAs/GaAs/AlAs и ZnSe/CdSe/ZnSe с различной степенью ионности материалов квантовой проволоки. Рассчитан поляронный сдвиг энергии связи экситона как с легкой, так и с тяжелой дырками.

В последнее время электронно-дырочные системы в полупроводниковых наноструктурах стали объектом интенсивных исследований не только в связи с возможностью теоретического и экспериментального изучения коллективных свойств экситонов, но и ввиду широких возможностей использования этих свойств в электронных и оптоэлектронных приборах.

При гелиевых температурах при лазерном возбуждении в области основного экситонного состояния открытых нанопроволок ZnCdSe/ZnSe в спектрах вторичного свечения наблюдается тонкая структура, возникающая в результате взаимодействия экситонов с оптическими фононами [1]. Фононные реплики, связанные с экситон-фононным взаимодействием, обнаружены также в низкотемпературных фотолюминесцентных спектрах квантовых ям [2-4] и точек [5]. Экситон Ванье–Мотта (ЭВМ), взаимодействующий с полярными оптическими фононами, можно рассматривать как новое одночастичное состояние – экситонный полярон. Известно, что различие диэлектрических свойств материалов, входящих в состав наноструктуры, приводит к модификации спектров объемных фононов, а также к появлению дополнительных колебательных возбуждений – поверхностных, или интерфейсных, фононов. Меняется также и интенсивность электрон-фононного взаимодействия. Это известно как эффект фононного ограничения (phonon confinement effect) и может приводить к значительным изменениям энергий размерного квантования носителей заряда (НЗ). Полупроводниковые наноструктуры обычно изготавливают из материалов с высокой степенью ионности. Поэтому наибольший интерес представляет изучение взаимодействия НЗ с полярными оптическими фононами с учетом

влияния эффекта фононного ограничения. Следует отметить, что взаимодействие НЗ с полярными фононами может быть сильным уже в объемных материалах и значительно возрастает при уменьшении эффективной размерности наноструктуры. Энергия связи двумерного полярона больше энергии связи трехмерного полярона, а в одномерном случае она расходится [6,7]. Поэтому исследование взаимодействия между электронными и колебательными возбуждениями играет центральную роль в физике полупроводниковых наноструктур. В работах [8-10] была решена задача экситонного полярона в квантовых ямах с учетом эффекта фононного ограничения. Энергия основного состояния экситона с тяжелой (легкой) дыркой в квантовой яме CaAlAs/CaAs/CaAlAs изучена с учетом взаимодействия со всеми возможными фононными модами (имеются в виду четыре интерфейсные оптические фононные ветви, а также ограниченные и полубесконечные продольные оптические фононы [11]).

Всего несколько теоретических работ посвящены изучению влияния поляронного эффекта на энергию связи экситона в квантовой проволоке с учетом фононного ограничения. В работе [12] изучено влияние ограниченных оптических фононов на энергию связи экситона в прямоугольной квантовой проволоке (КП). Подобная задача для свободно стоячей квантовой проволоки круглого сечения [13,14] исследована при взаимодействии экситона с поверхностными оптическими фононами. Влияние магнитного поля на поляронный сдвиг энергии связи экситона в КП изучено в [15].

Целью настоящей работы является исследование влияния поляронного эффекта на основное состояние экситона в цилиндрической КП с полярным диэлектрическим окружением, с учетом взаимодействия экситона как с ограниченными (LO), так и интерфейсными фононами.

Для описания поляронных эффектов воспользуемся гамильтонианом экситон-фононной системы в представлении вторичного квантования:

$$H = H_0 + \sum_{\alpha,j} \hbar \omega_{\alpha}^{(j)} a_{\alpha}^{(j)+} a_{\alpha}^{(j)} + \sum_{\alpha,j} \left[G_{\alpha}^{(j)}(q, \mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, z_e, z_h) a_{\alpha}^{(j)} + \text{H.c.} \right], \quad (1)$$

где

$$H_0 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \left(\frac{\partial^2}{\partial z_e^2} + \Delta_{\mathbf{r}_e} \right) - \frac{\hbar^2}{2m_{h\pm}} \left(\frac{\partial^2}{\partial z_h^2} + \Delta_{\mathbf{r}_h} \right) + V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h) - \frac{e^2}{\epsilon_{s1} \sqrt{(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)^2 + (z_e - z_h)^2}} \quad (2)$$

– гамильтониан экситона без учета фононного взаимодействия. Здесь m_e – эффективная масса электрона, $m_{h+}(m_{h-})$ – эффективная масса тяжелой (легкой) дырки, ϵ_{s1} – статическая диэлектрическая постоянная проволоки, $V_{e(h)}(\mathbf{r}_{e(h)})$ – ограничивающий потенциал электрона (дырки), который равен 0 при $r < R$ и ∞ при $r > R$, $a_{\alpha}^{(j)}(a_{\alpha}^{(j)+})$ – оператор уничтожения (рождения) фонона. Второе слагаемое описывает систему невзаимодействующих ограниченных ($j=1$) и приповерхностных ($j=2$) фононов с квантовыми наборами чисел $\alpha = (q, n, p)$ и частотами $\omega_{\alpha}^{(j)}$.

Третье слагаемое – гамильтониан экситон-фононного взаимодействия, где

$$G_{\alpha}^{(j)}(q, \mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, z_e, z_h) = \Gamma_{\alpha e}^{(j)} \exp(iqz_e) \exp(in\phi_e) - \Gamma_{\alpha h}^{(j)} \exp(iqz_h) \exp(in\phi_h), \quad (3)$$

$\Gamma_{\alpha e(h)}^{(j)}$ – Фурье-коэффициент взаимодействия электрона (дырки) с фононом, представляется в виде [16,17]

$$\Gamma_{\alpha e(h)}^{(1)} = \Gamma_{\alpha 0}^{(1)} J_n \left(\gamma_{np} \frac{r_{e(h)}}{R} \right) = \left[\frac{e^2}{2\epsilon_0} \frac{\hbar \omega_{\alpha}^{(1)}}{V} \frac{(\epsilon_{\infty 1}^{-1} - \epsilon_{s1}^{-1})}{J_{n+1}^2(\gamma_{np}) (q^2 + \gamma_{np} R^{-2})} \right]^{1/2} J_n \left(\gamma_{np} \frac{r_{e(h)}}{R} \right), \quad (4)$$

$$\Gamma_{\alpha e(h)}^{(2)} = \Gamma_{\alpha 0}^{(2)} I_n(qr_{e(h)}) = \left[\frac{e^2}{2\epsilon_0} \frac{\hbar R}{V} \frac{1}{q I_n(qR) I_n(qR)} \left(\frac{\epsilon_2(\omega)}{\epsilon_2(\omega) \frac{\partial \epsilon_1}{\partial \omega} - \epsilon_1(\omega) \frac{\partial \epsilon_2}{\partial \omega}} \right)_{\omega=\omega_{\alpha}^{(2)}} \right]^{1/2} I_n(qr_{e(h)}). \quad (5)$$

В этих выражениях $J_n(x)$ и $I_n(x)$ – обычные и модифицированные функции Бесселя порядка n , соответственно, γ_{np} – p -ый нуль функции $J_n(x)$, V – объем проволоки. Зависимость диэлектрической проницаемости от частоты дается выражением

$$\epsilon_i = \epsilon_{\infty i} \frac{\omega_{Li}^2 - \omega^2}{\omega_{Ti}^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

где ϵ_{si} ($\epsilon_{\infty i}$) – статическая (высокочастотная) диэлектрическая постоянная для проволоки ($i=1$) и для окружающей среды ($i=2$), ω_{Li} (ω_{Ti}) – продольная (поперечная) частота оптического фонона. Дисперсионные уравнения, определяющие частоты ограниченных и интерфейсных фононных мод, приведены в работе [16].

Для того, чтобы исследовать экситонные состояния с деформацией фононного вакуума, удобно произвести преобразование гамильтониана (1) и волновых функций с помощью унитарных преобразований Ли–Лоу–Пайнса [18]:

$$U_1 = \exp \left\{ -i \sum_{\alpha, j} q z a_{\alpha}^{(j)+} a_{\alpha}^{(j)} \right\}, \quad U_2 = \exp \left\{ \sum_{\alpha, j} \left[f_{\alpha}^{(j)} a_{\alpha}^{(j)+} - f_{\alpha}^{(j)*} a_{\alpha}^{(j)} \right] \right\}. \quad (7)$$

Тогда H заменяется эффективным гамильтонианом $H^* = U_2^{-1} U_1^{-1} H U_1 U_2$. Среднее значение H^* вычисляется с помощью волновой функции $|\Phi\rangle$, которая выбирается в виде произведения волновой функции электронно-дырочной системы

$$|\Psi_{ex}\rangle = N J_0 \left(\gamma_{01} \frac{r_e}{R} \right) J_0 \left(\gamma_{01} \frac{r_h}{R} \right) \exp \left\{ -\lambda \sqrt{(\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h)^2 + (z_e - z_h)^2} \right\} \quad (8)$$

и вектора основного состояния фононной подсистемы в отсутствие деформации вакуума $|0\rangle$. Здесь N – нормировочная постоянная, λ – вариационный параметр для определения энергии экситона в отсутствие экситон-фононного взаимодействия, а γ_{01} – первый нуль функции Бесселя $J_0(x)$. После несложных вычислений получим:

$$\begin{aligned}
\langle \Phi | H^* | \Phi \rangle = & \langle \Psi_{ex} | -\frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{r}_e}}{2m_e} - \frac{\hbar^2 \Delta_{\mathbf{r}_h}}{2m_{\pm}} - \frac{\hbar^2}{2\mu_{\pm}} \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\hbar^2}{2M_{\pm}} \frac{\partial^2}{\partial Z^2} + V_e(\mathbf{r}_e) + V_h(\mathbf{r}_h) - \frac{e^2}{\epsilon_{s1} |\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} - \\
& - \frac{P_z \hbar}{M_{\pm}} \sum_{\alpha, j} q \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^2 + \sum_{\alpha, j} \left(\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^2 q^2}{2M_{\pm}} \right) \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^2 + \frac{\hbar^2}{2M_{\pm}} \sum_{\substack{\alpha, j, \\ \alpha', j'}} q q' \left| f_{\alpha}^{(j)} \right|^2 \left| f_{\alpha'}^{(j')} \right|^2 + \\
& + \sum_{\alpha, j} \left[\left(\Gamma_{\alpha e}^{(j)} e^{i n \varphi_e} e^{i \beta_h q z} - \Gamma_{\alpha h}^{(j)} e^{i n \varphi_h} e^{-i \beta_e q z} \right) f_{\alpha}^{(j)} + \left(\Gamma_{\alpha e}^{(j)*} e^{-i n \varphi_e} e^{-i \beta_h q z} - \Gamma_{\alpha h}^{(j)*} e^{-i n \varphi_h} e^{i \beta_e q z} \right) f_{\alpha}^{(j)*} \right] | \Psi_{ex} \rangle,
\end{aligned} \quad (9)$$

где $M_{\pm} = m_e + m_{\pm}$, $\mu_{\pm}^{-1} = m_e^{-1} + m_{\pm}^{-1}$, $z = z_e - z_h$, $Z = \frac{m_e z_e + m_{\pm} z_h}{m_e + m_{\pm}}$.

После вариации (9) по $f_{\alpha}^{(j)}$ получим следующее выражение для функционала основного состояния энергии экситона с учетом экситон-фононного взаимодействия:

$$\begin{aligned}
E_{\lambda}^{ex-ph} = & \frac{\hbar^2 \lambda_{01}^2}{2\mu_{\pm} R^2} + \frac{\hbar^2 \lambda}{2\mu_{\pm}} + \frac{2e^2}{\epsilon_{s1}} \left[\frac{d}{d\lambda} \ln \left(\int_0^1 dx x J_0^2(\gamma_{01} x) \times \right. \right. \\
& \times \left. \int_0^1 dy y J_0^2(\gamma_{01} y) I_0(2\lambda R t_{<}) K_0(2\lambda R t_{>}) \right) \Bigg]^{-1} - \langle \Psi_{ex} | \sum_{\alpha, j} \frac{\left| G_{\alpha}^{(j)}(q, \mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h, z_e, z_h) \right|^2}{\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^2 q^2}{2M_{\pm}}} | \Psi_{ex} \rangle,
\end{aligned} \quad (10)$$

где $t_{<} = \min(x; y)$, $t_{>} = \max(x; y)$, $I_0(x)$ и $K_0(x)$ – модифицированные функции Бесселя. Энергия связи экситона определяется выражением

$$E_b^{ex-ph}(\lambda) = \frac{\hbar^2 \lambda_{01}^2}{2\mu_{\pm} R^2} - E_{\lambda}^{ex-ph}, \quad (11)$$

Ее можно представить в виде $E_b^{ex-ph}(\lambda) = E_b^{ex}(\lambda) + \Delta E_{pol}$, где $E_b^{ex}(\lambda)$ – энергия связи экситона в КП без учета экситон-фононного взаимодействия, ΔE_{pol} – поляронное смещение энергии связи экситона и дается выражением

$$\Delta E_{pol}(\lambda) = \sum_{\alpha, j} \frac{\left| \Gamma_{\alpha 0}^{(j)} \right|^2}{\left(\hbar \omega_{\alpha}^{(j)} + \frac{\hbar^2 q^2}{2M_{\pm}} \right)} \frac{2}{R^{(0)}} \left(M^{(0)} - 2M^{(1)} \right), \quad (12)$$

где

$$M^{(0)} = \int_0^1 dx x J_0^2(\gamma_{01} x) \left| \chi^{(j)}(x) \right|^2 \int_0^1 dy y J_0^2(\gamma_{01} y) \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d}{d\lambda} K_0 \left(2\lambda R \sqrt{x^2 + y^2 - 2xy \cos \varphi} \right), \quad (13)$$

$$M^{(1)} = \int_0^1 dx x J_0^2(\gamma_{01}x) \chi^{(j)}(x) \int_0^1 dy y J_0^2(\gamma_{01}y) \chi^{(j)}(y) \times \\ \times \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi \frac{d}{d\lambda} K_0 \left(\sqrt{4\lambda^2 R^2 + q^2 R^2} \sqrt{x^2 + y^2 - 2xy \cos \varphi} \right), \quad (14)$$

$$R^{(0)} = \int_0^1 dx x J_0^2(\gamma_{01}x) \int_0^1 dy y J_0^2(\gamma_{01}y) \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{d}{d\lambda} K_0 \left(2\lambda R \sqrt{x^2 + y^2 - 2xy \cos \varphi} \right). \quad (15)$$

После минимизации $E_b^{ex-ph}(\lambda)$ относительно λ получим энергию связи экситона в зависимости от радиуса R КП с учетом взаимодействия электрона и дырки с полярными оптическими фононами.

Нами проведен численный расчет энергии связи ЭВМ с тяжелой и легкой дырками в двух квантовых проволоках AlAs/GaAs/AlAs и ZnSe/CdSe/ZnSe с использованием следующих значений параметров рассматриваемых проволок:

	ε_0	ε_∞	ω_{LO} , meV	ω_T , meV	m_e	m_{hh}	m_{lh}	α
GaAs	13.18	10.89	36.25	33.29	$0.067 m_0$	$0.45 m_0$	$0.08 m_0$	0.068
AlAs	10.06	8.16	50.09	44.88	$0.15 m_0$			0.126
CdSe	9.3	6.1	26.54	21.50	$0.13 m_0$	$0.62 m_0$		0.46
ZnSe	8.33	5.9	30.48	25.65	$0.17 m_0$			0.432

На рис.1 представлены зависимости поляронных сдвигов энергии связи ЭВМ с тяжелой дыркой от радиуса КП при взаимодействии с интерфейсными (сплошная кривая) и с ограниченными фононами (точечная кривая). Те же зависимости для ЭВМ как с легкой, так и с тяжелой дыркой для КП AlAs/GaAs/AlAs представлены на рис.2. Анализ полученных результатов позволяет сформулировать некоторые общие особенности экситон-фононного взаимодействия в полярных полупроводниковых КП.

Во-первых, суммарный вклад от взаимодействия носителей заряда с полярными ограниченными и интерфейсными фононами на энергию связи экситона с легкой дыркой в проволоке GaAs с радиусом $R = 100 \text{ \AA}$ составляет 13%, в то время как в модели массивных фононных мод этот вклад достигает 19%. Для экситона с тяжелой дыркой упомянутые вклады составляют, соответственно, 10% и 23% [19]. Таким образом, учет эффекта фононного ограничения уменьшает поляронный сдвиг. Поляронный сдвиг энергии связи экситона уменьшается с увеличением радиуса КП. Это связано с ослаблением взаимодействия носителей заряда с полярными фононами при увеличении области размерного квантования НЗ.

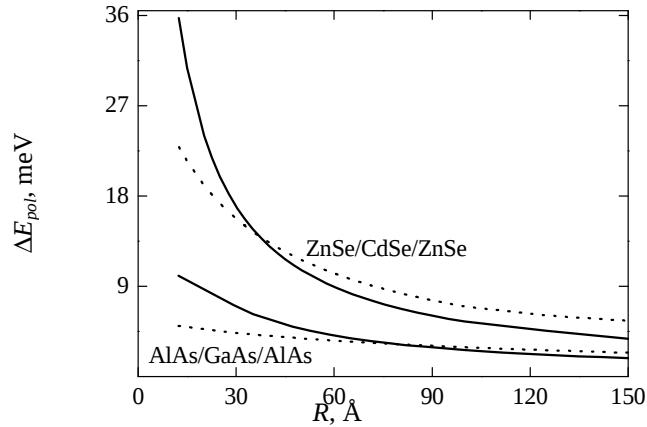


Рис.1. Зависимость поляронного сдвига энергии связи экситона с тяжелой дыркой от радиуса КП.

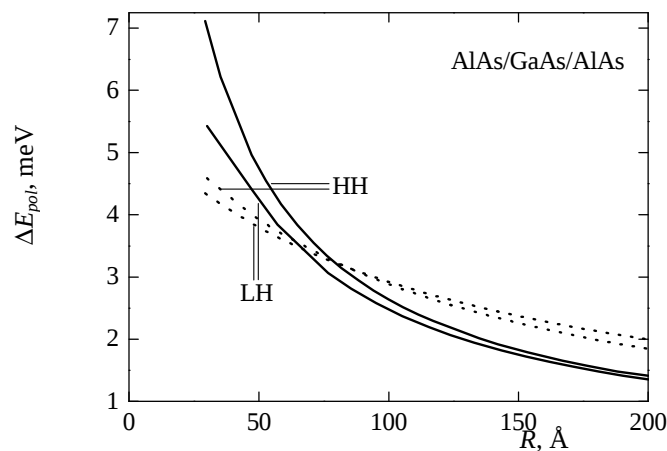


Рис.2. Зависимость поляронного сдвига энергии связи экситона с тяжелой (HH) и легкой (LH) дырками от радиуса КП AlAs/GaAs/AlAs.

Следует отметить, что поляронный сдвиг энергии связи экситона в проволоке ZnSe/CdSe/ZnSe с радиусом $R = 100 \text{ \AA}$ в 1.4 раза превышает ту же величину в проволоке AlAs/GaAs/AlAs, из-за более сильной полярности материалов проволок ZnSe/CdSe/ZnSe по сравнению с AlAs/GaAs/AlAs.

С уменьшением радиуса КП роль интерфейсных фононов увеличивается. Эти моды доминируют над ограниченными фоновыми модами в проволоке AlAs/GaAs/AlAs уже при $R < 50 \text{ \AA}$. Следует отметить при этом, что основным является вклад высокоэнергетической ветви интерфейсных фононов.

В заключение отметим, что при равных значениях диаметра проволоки и толщины пленки поляронный сдвиг энергии связи экситона в проволоке, как и следовало ожидать [6,7], преобладает над сдвигом в пленке.

Работа выполнена в рамках государственной целевой программы Республики Армения “Полупроводниковая наноэлектроника” и при поддержке гранта ANSEF 05-PS-напо-0811-228.

ЛИТЕРАТУРА

1. **В.В.Травников, В.Х.Кайбышев.** ФТТ, **45**, 1316 (2003).
2. **M.Smith, J.Y.Lin, H.X.Jiang, A.Khan, Q.Chen, A.Salvador, A.Bochkarev, W.Kim, H.Morcoc.** Appl. Phys. Lett., **70**, 2882 (1997).
3. **J.A.Davidson, P.Dawson, T.Wang, T.Sugahara, J.V.Orton, S.Sakai.** Semicond. Sci. Technol., **15**, 497 (2000).
4. **M.Smith, J.Y.Lin, H.X.Jiang, A.Salvador, A.Bochkarev, W.Kim, H.Morcoc.** Appl. Phys. Lett., **69**, 2453 (1996).
5. **A.Morel, M.Gallart, T.Taliencio, P.Lefebvre, B.Gil, J.Allegre, H.Mathieu, N.Grandjean, M.Leroux, J.Massies.** Phys. Stat. Sol. (a), **180**, 127 (2001).
6. **X.Wu, F.M.Peeters, J.T.Devreese.** Phys. Rev. B, **31**, 3420 (1985).
7. **F.M.Peeters, M.A.Smondyrev.** Phys. Rev. B, **43**, 4920 (1991).
8. **Q.L.Yang, J.Q.Miao, S.W.Gu.** Phys. Condens. Matter, **1**, 10343 (1989).
9. **D.S.Chuu, W.L.Won, J.H.Pei.** Phys. Rev. B, **49**, 14554 (1994).
10. **R.Zheng, M.Matsuura.** Phys. Rev. B, **56**, 2058 (1997).
11. **H.J.Xie, C.Y.Chen.** J. Phys. Condens. Matter, **6**, 1007 (1987).
12. **M.Fliyou, S.Moukhliiss, B.El Amrani.** Phys. Stat. Sol. (b), **207**, 341 (1998).
13. **W.-D. Sheng, S.-W.Gu.** Solid State Commun., **88**, 111 (1993).
14. **W.-D. Sheng, S.-W.Gu.** Phys. Stat. Sol. (b), **178**, 377 (1993).
15. **M.Bouhassoune, R.Charrour, M.Fliyou, D.Bria, A.Nougouai.** Journ. of Appl. Phys., **91**, 231 (2002).
16. **C.R.Bennett, N.C.Constantinou, M.Babiker, B.K.Ridley.** J. Phys.: Condens. Matter, **7**, 9819 (1995).
17. **A.L.Vartanian, A.L.Asatrian.** Phys. Stat. Sol. (b), **210**, 711 (1998).
18. **T.D.Lee, F.E.Low, D.Pines.** Phys. Rev., **90**, 297 (1953).
19. **M.H.Degani, O.Hipolito.** Phys. Rev. B, **35**, 9345 (1987).

ՎԱՆՅԵ-ՄՈՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆԻ ԿԱՊԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՊՈԼԱՐՈՆԱՅԻՆ ՇԵՂՈՒՄԸ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ՖՈՆՈՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆԱՓԱԿՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՌՄԱՄԲ

Ա.Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Մ.Ա. ԵՐԱՆՈՍՅԱՆ, Ա.Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Լի-Լոու-Փայնսի մոդելի շրջանակներում ուսումնասիրված է Վանյե-Մոտի էքսիտոնի փոխազդեցությունը բևեռային օպտիկական ֆոնոնների հետ զլանային քվանտային լարում ֆոնոնների տարածական սահմանափակության երեւոյթի հաշվառմամբ: Պոլարոնային երեւոյթի հաշվառմամբ ստացված է վերլուծական արտահայտություն էքսիտոնի կապի էներգիայի համար: Թվային հաշվարկները կատարված են տարբեր իոնայնությամբ նյութերից պատրաստված երկու քվանտային լարերի (AlAs/GaAs/AlAs և ZnSe/CdSe/ZnSe) համար: Հաշվարկված է ինչպես ծանր, այնպես էլ թեթև խոռոչով էքսիտոնի կապի էներգիայի պոլարոնային շեղումը:

POLARONIC SHIFT OF THE WANNIER-MOTT EXCITON BINDING ENERGY IN A QUANTUM WIRE WITH ALLOWANCE FOR THE PHONON CONFINEMENT EFFECT

A.L. VARTANIAN, M.A.YERANOSIAN, A.A. KIRAKOSYAN

Within the framework of the Li-Low-Pines model the interaction of a Wannier-Mott exciton with polar optical phonons in a cylindrical semiconductor wire is studied, taking into account the phonon confinement effect. An analytical expression for the exciton binding energy with allowance for the polaronic effect is obtained. Numerical calculations of the binding energy are carried out for AlAs/GaAs/AlAs and ZnSe/CdSe/ZnSe wires with a various degree of polarity of quantum wire materials. The polaronic shift of the binding energy of light and heavy hole excitons is calculated.

УДК 548.732

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ МОДУЛЯЦИЯ ДИФРАГИРОВАННОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ПУЧКА ОБЪЕМНЫМИ АКУСТИЧЕСКИМИ ВОЛНАМИ

**В.К. МИРЗОЯН, А.А. ЕГИАЗАРЯН,
Э.Г. БАГДАСАРЯН, П.В. МИРЗОЯН**

Институт прикладных проблем физики НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 4 июля 2007 г.)

Экспериментально исследована дифракция рентгеновского излучения в монокристалле кварца в геометрии Лауэ, когда в нем возбуждены объемные акустические волны. Эти волны деформируют отражающие атомные плоскости, что и приводит к пространственной модуляции дифрагированных пучков. У них во фронтальном сечении, перпендикулярно дифракционному вектору, возникают полосы интенсивности, количество которых зависит от порядка гармоники возбужденного акустического поля. Интенсивность возникающих полос зависит от амплитуды переменного напряжения, приложенного к кристаллу.

В настоящее время для развития нанотехнологии очень важно получить дифрагированные рентгеновские пучки с управляемыми параметрами во времени и пространстве, а также выявить новые управляемые свойства монокристаллов. С этой точки зрения работа [1] имеет важное значение, поскольку впервые был сделан количественный анализ интенсивности как отраженного-дифрагированного, так и проходящего-дифрагированного монохроматических пучков. Обнаружен эффект полной переброски интенсивности проходящего пучка от направления прохождения в направление отражения под влиянием температурного градиента или ультразвукового колебания для тонких кристаллов ($\mu t \approx 1$, где μ – линейный коэффициент поглощения рентгеновского излучения для монокристалла, t – толщина кристалла в геометрии Лауэ). После открытия эффекта полной переброски была осуществлена временная модуляция дифрагированных пучков и реализован способ передачи сигналов низкой частоты с помощью рентгеновского излучения [2].

С помощью внешних воздействий осуществлено управление фокусировкой и дефокусировкой рентгеновских лучей [3,4]. Показано, что с помощью температурного градиента можно изменить фокусное расстояние и размеры фокусного пятна.

Авторами работ [5,6] сделан количественный анализ падающего, проходящего-дифрагированного и отраженного-дифрагированного монохроматических пучков и обнаружена зависимость коэффициента линейного поглощения от параметров внешних воздействий. А в работе [6] показано, что среда-монокристалл становится прозрачной для излучения ангстремного диапазона длин волн, что открывает новые перспективы для полу-

чения интенсивных пучков ангстремного диапазона длин волн.

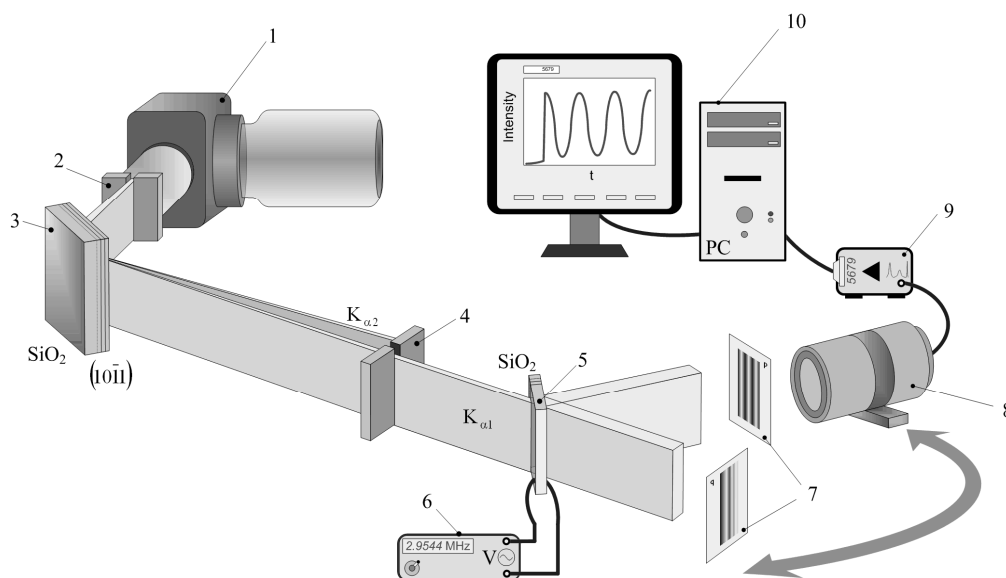


Рис.1. Схема эксперимента. 1 – рентгеновская трубка, 2,4 – щели, 3 – SiO_2 брэгговский монохроматор, 5 – исследуемый образец кварца АТ-среза, 6 – высокочастотный генератор, 7 – фотопластинки, 8 – сцинтиляционный детектор рентгеновского излучения, 9 – счетчик импульсов, 10 – персональный компьютер.

В настоящей работе экспериментально изучено поведение пучков, дифрагированных от плоскостей $(2\bar{1}10)$ монокристалла кварца АТ-среза, когда в нем возбуждены объемные акустические волны. Схема эксперимента приведена на рис.1. На расстоянии 15 мм от источника рентгеновского излучения поставлена щель шириной 0.5 мм. Прошедший через нее пучок отражается по Брэггу от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ кварца. На пути монохроматизированных пучков $\text{MoK}_{\alpha 1}$ и $\text{MoK}_{\alpha 2}$ размещена щель 4 (рис.1) шириной 15 мкм на расстоянии 50 мм от монохроматора, с помощью которой было экранировано $\text{MoK}_{\alpha 2}$ излучение. На пути монохроматизированного и коллимированного пучка $\text{MoK}_{\alpha 1}$ на расстоянии 150 мм от монохроматора смонтирован кварцевый резонатор АТ-среза толщиной 1.8 мм и юстирован таким образом, чтобы было обеспечено симметричное отражение по Лауэ от атомных плоскостей $(2\bar{1}10)$ перпендикулярно к поверхности АТ-среза. Угол Брэгга для $\text{MoK}_{\alpha 1}$ излучения составляет $8^\circ 18'$, а коэффициент линейного поглощения кварца для этого излучения равен 10.4 см^{-1} . Интенсивность отраженного пучка составляет 2000 имп/сек, когда интенсивность проходящего пучка равна 115000 имп/сек при перпендикулярном облучении исследуемого образца. При возбуждении исследуемого образца резонансной частотой интенсивность отраженного пучка увеличивается в зависимости от величины амплитуды переменного электрического напряжения, а на фронтальном сечении появляются вертикальные полосы, которые наблюдались также в работах [7,8]. Измерены коэффициенты усиления интегральной интенсивности отраженного пучка при разных величинах амплитуды переменного электрического напряжения и порядка гармоники резонансной частоты.

Результаты приведены в табл.1. Как видно, при некоторых условиях интенсивность отраженного пучка увеличивается почти в 17 раз.

Табл.1

Порядок гармоники	III	V	VII	IX
Частота гармоники, МГц	2.9544	4.9184	6.8827	8.8477
Амплитуда напряжения, В	Коэффициент усиления			
1	1.657	5.086	4.571	7.942
2	4.628	9.6	9.371	12.4
3	8	12.857	14.171	14.857
4	9.714	14.457	15.942	16.286
5	10.286	16	16.571	16.742

Кроме изменения интенсивностей отраженных и проходящих пучков, акустические волны приводят к пространственной модуляции интенсивности дифрагированных пучков. У них во фронтальном сечении, перпендикулярно дифракционному вектору, возникают полосы интенсивности. В зависимости от порядка гармоники возбуждения акустического поля, количество полос изменяется.

Во фронтальном сечении отраженного пучка при возбуждении акустического поля третьей гармоникой появляются две, при пятой – четыре, при седьмой – шесть и при девятой – восемь параллельных полос, не считая двух краевых полос. Общее число появляющихся полос m , считая и две краевые, определяется следующим образом:

$$m = n + 1, \quad (1)$$

где n – порядок гармоники. Во всех случаях две краевые полосы получаются более узкими и менее интенсивными, чем остальные. На рис.2 приведены картины фронтальных сечений отраженных и проходящих дифрагированных пучков без возбуждения кристалла (а) и с возбуждением (b,c,d,e) на разных гармониках, для которых амплитуда переменного напряжения равна 5 В. Во всех случаях расстояние кристалл–картина одинаковое. Отметим, что время экспозиции для снятия картины фронтальных сечений без возбуждения кристалла в 12 раз больше, чем при возбуждении.

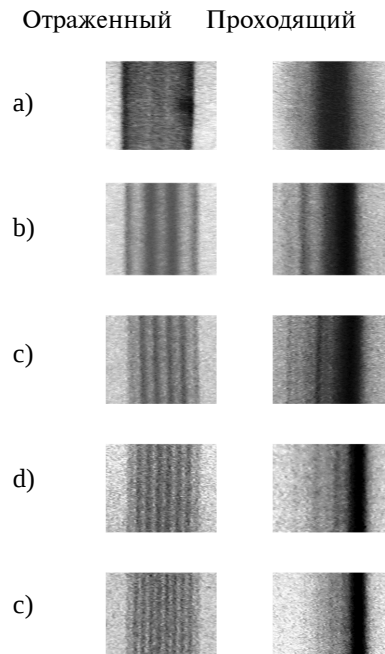


Рис.2. Картины фронтальных сечений дифрагированных проходящих и отраженных пучков без ультразвука (а) и с ультразвуком разных гармоник (третья (b), пятая (c), седьмая (d), девятая (e)) при амплитуде электрического напряжения 5 В.

Для атомных плоскостей $(21\bar{1}0)$ кварца АТ-среза был получен второй порядок брэгговского отражения в геометрии Лауэ. В этом случае интенсивность отраженного пучка получается 1000 имп/сек при той же интенсивности падающего пучка. В табл.2 приведены коэффициенты усиления для разных гармоник акустического поля в зависимости от амплитуды электрического напряжения. Как видно, для второго порядка брэгговского отражения коэффициент усиления достигает 21.6, тогда как для первого порядка брэгговского отражения этот коэффициент имеет значение 16.7. На рис.3 приведены картины фронтальных сечений отраженных дифрагированных пучков при возбуждении кристалла акустическим полем на девятой гармонике для первого (а) и второго (b) порядка брэгговского отражения.

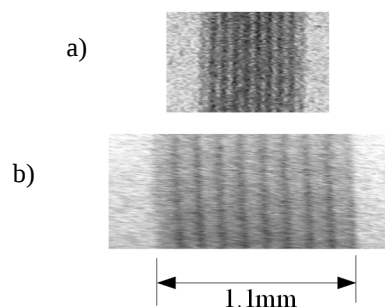


Рис.3. Картины фронтального сечения дифрагированного пучка для первого (а) и второго (b) порядков брэгговского отражения при возбуждении кристалла акустическим полем на девятой гармонике, при значении амплитуды электрического напряжения 5 В.

Табл.2

Порядок гармоники	III	V	VII	IX
Частота гармоники, МГц	2.9544	4.9184	6.8827	8.8477
Амплитуда напряжения, В	Коэффициент усиления			
1	2	13.158	5.316	8.105
2	6.631	18.842	10.631	15.158
3	10	20.526	16.421	18.421
4	12.105	21.263	18.947	20.105
5	13.473	21.578	21.157	21.053

Несмотря на то, что интенсивность второго порядка брэгговского отражения почти вдвое меньше, чем интенсивность первого порядка при максимальном коэффициенте усиления, разрешающая способность намного больше, чем для первого порядка.

Из литературы известно [8], что в кварцевом резонаторе АТ-среза возбуждаются акустические колебания сдвига по толщине. На рис.4 приведена часть резонатора с указанием отражающих атомных плоскостей и их деформаций для третьей гармоники, а также ход рентгеновских лучей в срезе, перпендикулярном АТ-срезу и плоскости отражения ($2\bar{1}10$). На рис.4с через $\Delta\theta_B$ обозначено отклонение от точного угла Брэгга для деформированного кристалла. Узлы и антиузлы стоячей волны обозначены черными и белыми кружками. Поверхности кристалла находятся на антиузлах. Частота третьей гармоники равна 2.9544 МГц, а время экспозиции регистрации дифрагированных картин составляет несколько минут. Следовательно, полученные распределения интенсивности дифрагированных пучков усреднены во времени. С другой стороны, поскольку время прохождения рентгеновского излучения через монокристалл толщиной 1.8 мм составляет почти $6(10^{-12})$ сек, то для каждого фотона монокристалл является неподвижной системой и в присутствии акустических волн. Предполагаем, что имеем монокристалл, у которого отражающие атомные плоскости изогнуты синусоидальным образом и не колеблются, как показано на рис.4с. При этом в разных местах кристалла мы имеем разные отклонения от условия Брэгга. В узлах отклонение от условия Брэгга будет максимальное, а в антиузлах отклонения не будет.

На рис.4с более светлые области соответствуют большему отклонению от условия Брэгга. При колебании в антиузлах условие Брэгга не будет изменяться со временем, а в узлах оно будет изменяться максимально с частотой акустического колебания. Таким образом, при возбуждении монокристалла частотой третьей гармоники по направлению отражения появятся четыре полосы интенсивности, которые соответствуют участкам, где удовлетворяется условие Брэгга, причем две краевые полосы будут более узкими, чем центральные. При возбуждении кристалла на высоких гармониках число полос будет увеличиваться и будет равно числу антиузлов, что и соответствует условию (1).

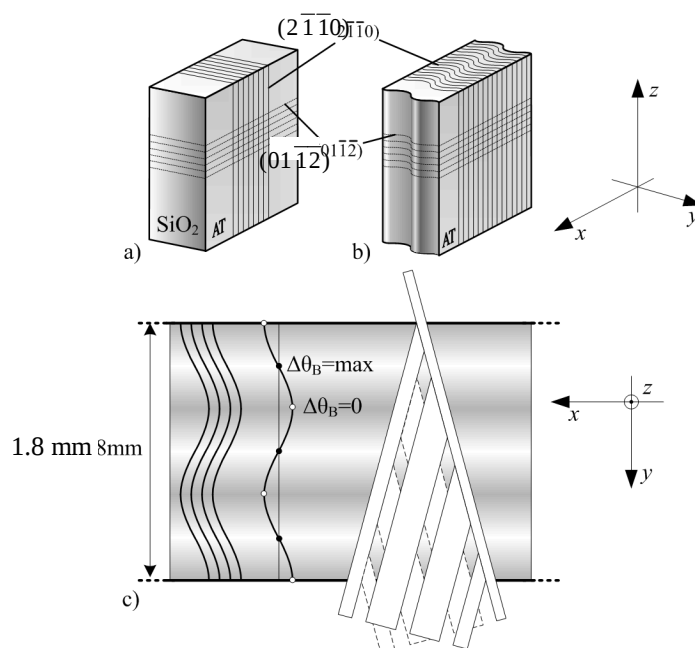


Рис.4. Изображение отражающих атомных плоскостей в кварце АТ-среза для недеформированного (а) и деформированного (b) состояний при возбуждении акустическим колебанием третьей гармоники и ход рентгеновских лучей (с) в деформированном кристалле.

Из вышеизложенного следует, что при брэгговском отражении от атомных плоскостей, параллельных плоскости механического колебания, пространственной модуляции не будет, поскольку в этом случае отражающие плоскости не будут сгибаться, а только атомы будут сдвигаться в плоскостях. Чтобы убедиться в этом, были получены брэгговские отражения от атомных плоскостей $(01\bar{1}2)$ и $(10\bar{1}1)$, взаимное расположение которых приведено на рис.5а. На рис.5b,c,d показано фронтальное сечение отраженных пучков при возбуждении монокристалла акустическим колебанием с частотой пятой гармоники 4.9183 МГц. Для атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ угол Брэгга равен $6^\circ 6'$ для $\text{MoK}_{\alpha 1}$ излучения. Из рис.5с видно, что при отражении от атомных плоскостей $(10\bar{1}1)$ также возникает пространственная модуляция, когда в кристалле возбуждены акустические волны. Это означает, что плоскости $(10\bar{1}1)$ также изгибаются при возбуждении кристалла акустическими волнами. А при отражении от $(01\bar{1}2)$ интенсивные полосы исчезают из фронтального сечения отраженного пучка (рис.5d). Для $(01\bar{1}2)$ угол Брэгга равен $8^\circ 57'$ для $\text{MoK}_{\alpha 1}$ излучения. Исчезновение полос свидетельствует, что при акустическом возбуждении колебания атомов происходят именно в плоскости $(01\bar{1}2)$. Поскольку $(01\bar{1}2)$ и $(2\bar{1}10)$ перпендикулярны (рис.4b), то изгиб плоскостей и, следовательно, модуляция интенсивности будут максимальны при $(2\bar{1}10)$. Заметим, что в работе [8] также плоскость $(2\bar{1}10)$ считается самой эффективной для исследования кварцевых резонаторов АТ-среза с рентгеновской дифракционной топографией.

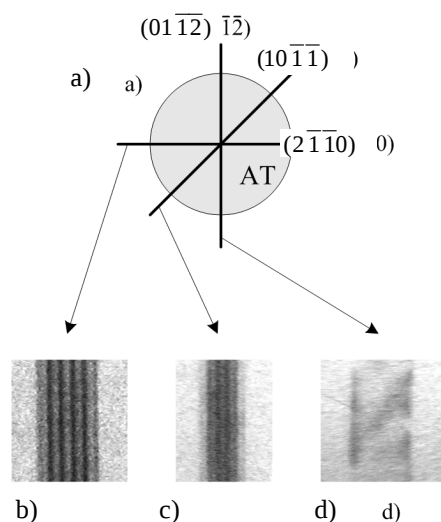


Рис.5. Взаимное расположение рассматриваемых атомных плоскостей (а) и картины фронтальных сечений дифрагированного пучка, отраженного от этих атомных плоскостей, при возбуждении кристалла акустическим колебанием пятой гармоники при амплитуде электрического напряжения 5 В.

Исходя из схематических представлений о деформациях в кристалле (рис.4) под влиянием акустического поля, при отражении от (0112) увеличения интегральной интенсивности отраженного пучка не должно происходить. Однако в эксперименте наблюдалось десятикратное увеличение интенсивности при значении амплитуды приложенного электрического поля 8 В для пятой гармоники резонансной частоты. Это означает, что перераспределение атомов в отражающей плоскости тоже приводит к увеличению интенсивности отраженного рентгеновского пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян. Письма в ЖТФ, **8**, 677 (1982).
2. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, В.К.Мирзоян и др. Авторское свидетельство СССР № 1327716, 1 апреля 1987 г.
3. А.Р.Мкртчян, М.А.Навасардян, Л.А.Кочарян и др. Тезисы докладов III всесоюзного совещания "Когерентное взаимодействие излучения с веществом". М., 1985, с.101.
4. А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.С.Мелконян и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2-7 октября 2000г., доклады, ч.1, с.158-161.
5. В.К.Мирзоян, С.Н.Норелян. Тезисы докладов X всесоюзного совещания по когерентному взаимодействию излучения с веществом. Симферополь, 2-8 октября 1990, с.142.
6. А.Р.Мкртчян, В.К.Мирзоян, А.Г.Мкртчян и др. Конверсионный потенциал Армении и программы МНТЦ, международный семинар, 2-7 октября 2000г., доклады, ч.1, с.150-153.
7. В.К.Мирзоян, Т.Г.Довлатян, П.В.Мирзоян. Поверхность, № 9, 80 (2002).
8. S.Slavov. IEEE International Frequency Control Symposium, 1998, pp.836-843.

ԴԻՖՐԱԿՑՎԱԾ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՓՆՋԻ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՄՈԴՈՒԼԱՑՈՒՄԸ ԾԱՎԱԼԱՅԻՆ
ԱԿՈՒՍՏԻԿ ԱԼԻՔՆԵՐՈՎ

Վ.Դ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ, Ա.Ա. ԵԴԻԱԶԱՐՅԱՆ, Է.Հ. ԲԱԴԴԱՍԱՐՅԱՆ, Պ.Վ. ՄԻՐԶՈՅԱՆ

Փորձնականորեն հետազոտված է ռենտգենյան ճառագայթների՝ Լաուէի երկրաչափությամբ դիֆրակցիան կվարցի բյուրեղում, երբ նրանում զրգոված են ծավալային ակուստիկ ալիքներ: Դրանք բերում են անդրադարձնող հարթությունների դեֆորմացիայի, ինչն առաջացնում է անցման և անդրադարձման ուղղությամբ ինտենսիվության տարածական մոդուլացում: Դիֆրակցված փնջի ճակատային հատույթում՝ դիֆրակտային վեկտորին ուղղահայաց, առաջանում են ինտենսիվության շերտեր, որոնց քանակը կախված է ակուստիկ տատանումների ռեզոնանսային հարմոնիկի կարգից: Առաջացող շերտերի ինտենսիվությունը կախված է բյուրեղին կիրառված փոփոխական էլեկտրական դաշտի լարման ամպլիտուդից:

SPATIAL MODULATION OF A DIFFRACTED X-RAY BEAM
BY BULK ACOUSTIC WAVES

V.GH. MIRZOYAN, A.A. YEGHIAZARYAN, E.H. BAGHDASARYAN, P.V. MIRZOYAN

X-ray diffraction in the Laue geometry in quartz crystals excited by bulk acoustic waves is studied experimentally. These waves deform the reflecting planes which results in the spatial modulation of intensities diffracted in both reflecting and primary directions. The intensity fringes perpendicular to the diffraction vector appear in the cross-sections of the diffracted beams. The number of these fringes depends on the harmonics of acoustic vibrations. Their intensity depends on the AC voltage amplitude applied to the crystal.

УДК 621.382

ПРОНИКНОВЕНИЕ СЛАБОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ В ВТСП КЕРАМИКУ Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O

Э.А. МУГНЕЦЯН¹, М.Т. АЙВАЗЯН¹,
Н.М. ДОБРОВОЛЬСКИЙ², А.Г. САРКИСЯН¹

¹Международный Научно-Образовательный Центр НАН РА, Ереван, Армения

²Ереванский физический институт, Армения

(Поступила в редакцию 20 июля 2007 г.)

Экспериментально исследовано поведение керамического ВТСП Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O с джозефсоновской средой в интервале магнитных полей $H = 0 \div 600$ мЭ в условиях компенсации магнитного поля Земли. Определены поля, описывающие этапы последовательного проникновения гипервихрей и вихрей Джозефсона в образец, и зависимость поля проникновения H_{c1} от ортогонального к измеряемому поля подмагничивания. Полученные результаты интерпретированы в рамках признанной модели джозефсоновской среды и модели, описывающей поведение неидентичных джозефсоновских контактов усредненным образом.

1. Введение

Объемные образцы ВТСП обычно представляют собой сверхпроводящие гранулы с характерными размерами $\sim 0,1 \div 10$ мкм, связанные слабыми джозефсоновскими связями случайной конфигурации, которые при некоторых условиях образуют в образце “джозефсоновскую среду” [1]. Изучению различных аспектов джозефсоновской среды посвящены многие теоретические и экспериментальные работы [1-6].

Существование слабых связей в керамических ВТСП материалах доказано во многих экспериментах. Примерами этого могут служить: 1) двухступенчатые переходы в сверхпроводящее состояние (первая соответствует сверхпроводящему переходу гранул, а вторая – переходу слабых связей в образце); 2) два значения плотности критического тока; 3) два пика в переменной магнитной восприимчивости; 4) реализация радиочастотной и постоянной квантовых интерференций; 5) нелинейная восприимчивость; 6) наблюдение поглощения на 9–10 ГГц в слабых магнитных полях (см. работу [4] и ссылки в ней).

Для описания джозефсоновской среды предложено множество теоретических моделей, которые находятся в хорошем соответствии с теми или иными экспериментальными результатами. Однако, эти модели не описывают сразу все экспериментальные результаты, что особенно проявляется при попытке описать гармоники вольт-амперных характеристик, а также спектр гармоник намагниченности, экспериментально получаемый при наложении

модулированного магнитного поля на ВТСП образец [5].

Целью настоящей работы было экспериментальное исследование проникновения слабого магнитного поля до 600 мЭ в Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП керамику с джозефсоновской средой. Для этого был использован чувствительный метод, предложенный в [7,8], где в качестве приёмника использовалась намотанная на образец катушка, являющаяся колебательным контуром криогенного генератора на туннельном диоде.

2. Эксперимент

Измерения проводились на $\text{Bi}_2\text{Pb}_{0.6}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{(3.6-x)}\text{Fe}_x\text{O}_y$ ($x = 0 - 0,01$), керамических образцах, синтезированных по твердофазной технологии. Образцы имели форму цилиндров высотой 2 мм и диаметром 6 мм. Температурная зависимость сверхпроводящего перехода имела двухступенчатый характер, из которого следовало, что температура сверхпроводящего перехода гранул $T_c^{gr} = 104,3$ К, а температура сверхпроводящего перехода связей $T_c^{link} = 97,2$ К.

Наличие в составе исследуемого соединения железа приводит к ухудшению сверхпроводящих свойств образца, что в первую очередь связано с концентрацией Fe в межгранульном пространстве. При этом железо формирует барьер между сверхпроводящими гранулами (т.е. формирует джозефсоновскую среду), причем энергию джозефсоновской связи можно регулировать изменением концентрации несверхпроводящей компоненты. Зависимость температуры сверхпроводящего перехода гранул T_c^{gr} и связей T_c^{link} от концентрации железа исследована в работе [9].

Для изучения проникновения слабого магнитного поля в образец исследовались зависимости частоты автоколебаний криогенного генератора на туннельном диоде, контуром которого является измерительная катушка с образцом, от величины внешнего магнитного поля [7,8]. Частота генерации такого генератора определяется самоиндукцией катушки, которая в свою очередь зависит от глубины проникновения магнитного поля в образец.

Используемый генератор работал на частоте 4 МГц. Напряженность создаваемого им ВЧ поля вблизи порога генерации и при максимальном уровне генерации изменялась в интервале от 1 до 7 мЭ.

Магнитная система установки состояла из двух пар вложенных друг в друга катушек Гельмгольца диаметром около одного метра. В центр системы помещался немагнитный сосуд Дьюара с жидким азотом. Одна пара катушек была ориентирована вертикально, а вторая – горизонтально, вдоль определенной с помощью компаса горизонтальной составляющей поля Земли. Для указанных осей, как и в работе [8], были приняты обозначения Z и X , соответственно. Каждая пара катушек имела автономное питание, что позволяло в случае необходимости компенсировать магнитное поле Земли, а также создавать на образце две взаимно ортогональные компоненты магнитного поля H_x и H_z .

Линейная по времени развертка Z -компоненты магнитного поля осуществлялась с помощью помещенного в сосуд Дьюара медного соленоида. Создаваемое соленоидом магнитное поле медленно изменялось от нуля до $+H_{max}$ ($H_{max} = 600$ мЭ), после чего уменьшалось до $-H_{max}$ и вновь увеличивалось. Время развертки поля от $-H_{max}$ до $+H_{max}$ составляло примерно одну минуту. Отметим, что изменение времени развертки в несколько

раз не приводит к заметному влиянию на измеряемые величины. Катушка, являющаяся колебательным контуром генератора со вставленным в нее образцом, помещалась в соленоид горизонтально, так что создаваемое ею высокочастотное поле было ориентировано вдоль оси X .

Медный блок, на котором были размещены образец, криогенный генератор, два термометра сопротивления и два нагревателя, был теплоизолирован пенопластом и помещался внутрь герметичной трубы-вставки, которая в свою очередь помещалась в жидкий азот. Имелась возможность откачки азотной ванны вплоть до достижения температуры тройной точки азота $T_3 = 63.15$ К. Для выравнивания теплопритоков к блоку и установленным на нем элементам вставка была заполнена газообразным гелием. Температура блока в интервале 64–200 К стабилизировалась терморегулятором с подключенными к нему нагревателями с погрешностью 0.05 К. Температура образца измерялась по потенциометрической схеме вторым термометром.

3. Результаты

Полученная зависимость понижения частоты генерации $\Delta f = f - f_{\max}$ криогенного генератора от величины и направления внешнего магнитного поля H в условиях экранирования магнитного поля Земли приведена на рис.1. Зависимость $\Delta f(H)$ относительно нуля почти симметрична, т.е. поведение $\Delta f(H)$ при положительных и отрицательных полях практически аналогично. Поэтому в дальнейшем можно говорить только о поведении зависимости $\Delta f(H)$ при положительных значениях магнитного поля H , подразумевая, что те же выводы справедливы и при отрицательных магнитных полях. Мы будем считать, что зависимость $\Delta f(H)$ остается неизменной вплоть до некоторого значения внешнего магнитного поля H_c^1 (H_c^1 (19 мЭ)), начиная с которого зависимость начинает спадать. При полях $H > H_c^1$ можно различить три участка линейного изменения зависимости $\Delta f(H)$: 1 – интервал полей от H_c^1 до H_c^2 (H_c^2 (31 мЭ)); 2 – интервал от H_c^2 до H_c^3 (H_c^3 (43 мЭ)); 3 – интервал от H_c^3 до $H_{\max}$.

Следует отметить, что при разворачивании магнитного поля от 0 до $+H_{\max}$ и обратно от $+H_{\max}$ вплоть до $-H_{\max}$ в исследованных зависимостях гистерезиса не наблюдалось. Измерения проводились лишь после многократного повторения циклов перемагничивания, чем, возможно, и объясняется достижение стабилизации формы зависимости $\Delta f(h)$.

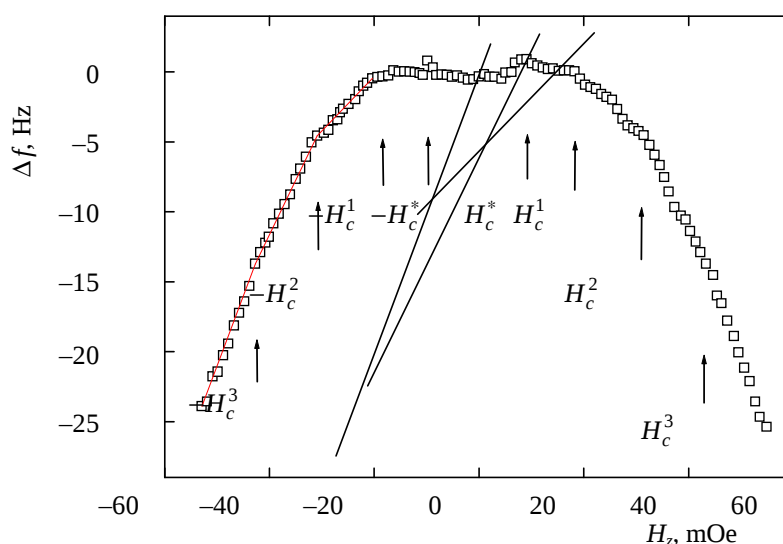


Рис.1. Зависимость понижения частоты генерации (f криогенного генератора от величины и направления внешнего магнитного поля H в условиях экранирования магнитного поля Земли.

На рис.2 приведена зависимость понижения частоты генерации Δf от развертываемого во времени модуляционного поля $\mathbf{H}(t)$ для случая, когда магнитное поле Земли не экранировалось. В нижней части графика приведена зависимость задаваемого модуляционного поля от времени. Сдвиг шкалы модуляционного поля относительно нуля обусловлен наличием магнитного поля Земли, т.е. тем, что Z -компонента ее магнитного поля накладывалась на задаваемое модуляционное поле. А наличие X -компоненты магнитного поля Земли приводит к увеличению интервала полей, при которых развертывается приведенная зависимость [8,9]. На левой и правой ветвях зависимости $\Delta f(\mathbf{H}, t)$ также наблюдаются все характерные интервалы и критические поля, наблюдаемые на зависимости $\Delta f(\mathbf{H})$, приведенной на рис.1 (причиной разницы в численных значениях для полей H_c^1 (170 мЭ, H_c^2 (320 мЭ и H_c^3 (420 мЭ, как уже отмечалось, является наличие X -компоненты магнитного поля Земли). Наблюдаемый в центре минимум обусловлен тем, что в этой области магнитное поле H , переходя через ноль, принимает отрицательное значение ($\mathbf{H}_{\min} \sim -74$ мЭ).

Семейство зависимостей $\Delta f(\mathbf{H}, t)$ для разных максимальных значений внешнего модуляционного поля $\mathbf{H}(t)$ приведено на рис.3. Отметим, что зависимости представлены в одном масштабе, но сдвинуты друг относительно друга для большей наглядности.

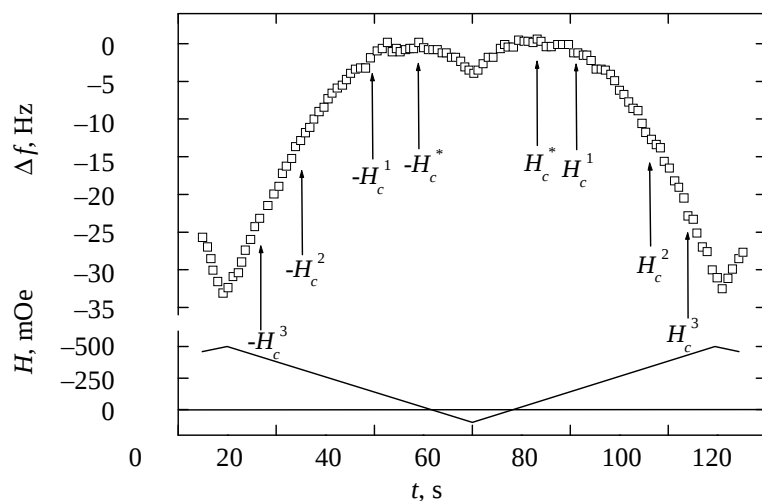


Рис.2. Зависимость понижения частоты генерации Δf от развертываемого во времени модуляционного поля $H(t)$ для случая, когда магнитное поле Земли не экранировалось. В нижней части графика приведена зависимость задаваемого модуляционного поля от времени.

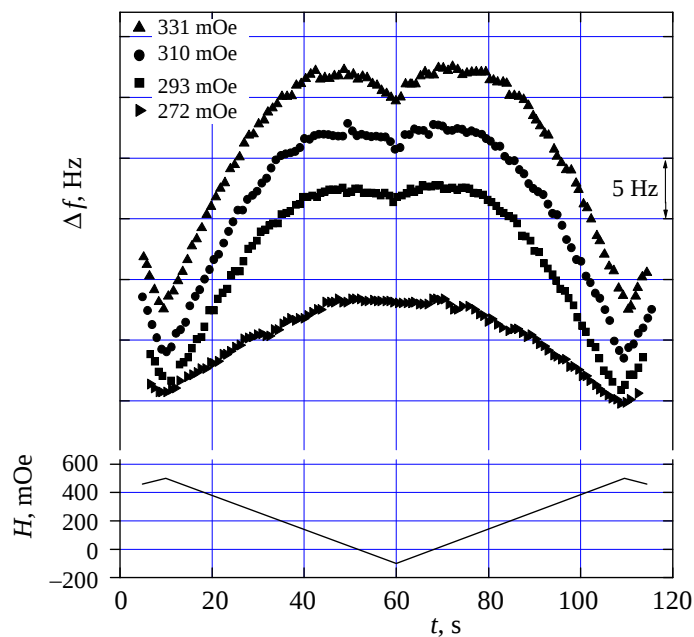


Рис.3. Семейство зависимостей $\Delta f(H, t)$ для разных максимальных значений внешнего модуляционного поля $H(t)$: ▲ – $H_{\max} = 331$ мЭ; ● – $H_{\max} = 310$ мЭ; ■ – $H_{\max} = 293$ мЭ; ► – $H_{\max} = 272$ мЭ. Зависимости сдвинуты друг относительно друга для большей наглядности.

На рис.4 приведена зависимость поля H_c^1 от величины подмагничивающего поля H_X при температуре $T = 72,2$ К. Как видно из зависимости, в отсутствие ортогонального подмагничивающего поля $H_X = 0$ значение поля H_c^1 минимально. При $H_X \sim 300$ мЭ на зависимости $H_c^1(H_X)$ наблюдается наличие точки перегиба и тенденция к насыщению при увеличении H_X .

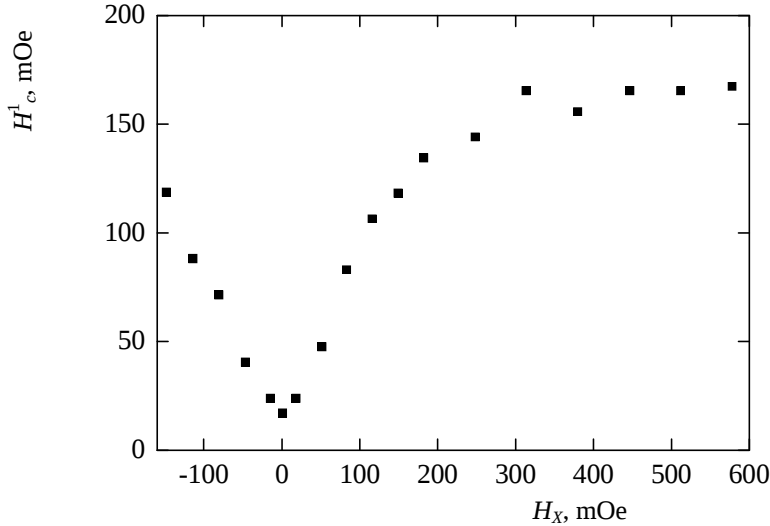


Рис.4. Зависимость поля H_c^1 от величины подмагничивающего поля H_X при температуре $T = 72,2$ К.

4. Обсуждение

В работах [1,2] было показано, что начиная с очень слабых магнитных полей, порядка поля Земли и меньше, в неоднородной сверхпроводящей среде со слабыми связями (в джозефсоновской среде) может возникнуть своеобразное смешанное состояние, в котором магнитный поток проникает в объем ВТСП в виде сетчатых гипервихрей, размеры которых с увеличением магнитного поля уменьшаются, а концентрация растет. Поле, при котором начинается проникновение гипервихрей в сверхпроводящий образец, равно $H_{c1}(E_J d / \Phi_0 (\Phi_0 / \lambda^2 \mu))$, где E_J – энергия джозефсоновской связи на единицу площади, d – размер гранул, Φ_0 – квант потока, μ – магнитная проницаемость джозефсоновской среды.

Однако, джозефсоновские контакты между гранулами в ВТСП далеко не идентичны, и, следовательно, для каждого из них λ_J может принимать свое, характерное для данного контакта значение. При описании джозефсоновской среды сеть джозефсоновских переходов обычно заменяется эффективным контактом. Эффективная глубина проникновения в такой контакт λ^{eff} ($\lambda_J \gg d \gg \lambda_L$, где λ_J – глубина проникновения магнитного поля в одиночный джозефсоновский контакт, а λ_L – лондоновская глубина проникновения).

В работах [10,11] предложена модель, в рамках которой контакты между гранулами можно разделить на два вида случайно ориентированных и расположенных контактов, т.е., иными словами, формируется не одна, а две взаимопроникающие трехмерные сетки

контактов с разными λ^{eff} . Этот подход был использован в работе [6] и позволил успешно описать полученные авторами экспериментальные результаты. Следовательно, в такой системе образуются гипервихри двух размеров (гипервихри А и гипервихри В) с двумя различными значениями эффективной глубины проникновения (λ_A^{eff} и λ_B^{eff}) и с различными значениями поля проникновения гипервихрей H_{c1} .

Следовательно, полученные экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом. Поскольку изменение частоты генерации Δf криогенного генератора обусловлено проникновением магнитного поля в образец, то можно предположить, что в интервале полей от $-H_c^1$ до $+H_c^1$ проникновения магнитного поля в образец не происходит (рис.1). Оно начинается лишь при полях $H \geq H_c^1$, т.е. при H_c^1 в джозефсоновском пространстве образца начинают зарождаться гипервихри большого размера (гипервихри А). Проникновение гипервихрей типа А в образец продолжается вплоть до поля H_c^2 , при достижении которого гипервихри занимают весь доступный им поверхностный объем. Неспособность проникновения гипервихрей в глубь образца обусловлена большим пиннингом этих образований, охватывающих сразу большое число гранул [1]. При перемещении кор гипервихря не может перепрыгивать через гранулы и движется только вдоль двумерных границ гранул, что увеличивает сопротивление при движении и облегчает его пиннинг. В этом интервале полей гипервихревое состояние можно рассматривать как некий “гипервихревой газ”.

При достижении поля H_c^2 в образце начинают образовываться гипервихри меньшего размера (гипервихри В). С дальнейшим увеличением внешнего магнитного поля $H > H_c^2$ гипервихри типа В начинают проникать в ВТСП образец, занимая ранее недоступные области джозефсоновской среды, что будет продолжаться до достижения поля H_c^3 . В интервале полей от H_c^1 до H_c^2 гипервихревое состояние можно рассматривать как “гипервихревую жидкость”.

При полях $H \geq H_c^3$ вихри начинают заполнять поверхности границ между гранулами, т.е. H_c^3 есть поле образования вихрей Джозефсона. Согласно [1], это произойдет при полях $H^* (\Phi_0/d\lambda_L)$, а расстояние между вихрями при этом будет $b (\Phi_0/H\lambda_L) \ll d$.

Следует отметить, что в работе [6], кроме четырех характерных линейных участков, находящихся выше поля H_{c1} и рассмотренных в настоящей работе, эксперимент обнаружил еще два критических поля ниже H_{c1} (в нашем случае H_c^1), природа которых остается неясной. Возможно, подобная особенность наблюдается и на зависимостях $\Delta f(H, t)$ при полях H_c^* (в отсутствие магнитного поля Земли $H_c^* \sim \pm 8$ мЭ (рис.1)).

Причиной увеличения интервала полей, при которых разворачиваются зависимости $\Delta f(H, t)$, приведенные на рис.2 и 3, в случае наличия X -компоненты магнитного поля Земли, может служить формирование сетки или взаимопроникающих сеток контактов в плоскости, перпендикулярной X . Это приводит к увеличению плотности токов, протекающих через слабые связи джозефсоновской среды и изменению таких параметров, как поле начала проникновения в слабые связи H_{c1} , энергия джозефсоновской связи на единицу площади E_J и др. [2].

5. Заключение

Исследованы этапы проникновения слабого магнитного поля $H = 0$ ч 600 мЭ в образец из керамического Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O с джозефсоновской средой. Измерения проводились с помощью чувствительной методики, основанной на измерении изменения частоты автоколебаний криогенного генератора на туннельном диоде, контуром которого является измерительная катушка с образцом, происходящего вследствие проникновения магнитного поля в образец. На полученных зависимостях $\Delta f(H, t)$ выделен набор критических полей, разделяющих зависимость на три линейных участка, соответствующих процессу последовательного проникновения в образец гипervихрей и вихрей Джозефсона. Обнаружено, что наличие поля подмагничивания, ортогонального к измеряемому, приводит к увеличению значений всего набора критических полей, что наблюдается вплоть до некоторого значения H_X^* , при достижении которого зависимость $H_c^1(H_X)$ выходит на насыщение. Полученные результаты интерпретированы в рамках широко признанной модели джозефсоновской среды [1,2] и модели, описывающей поведение неидентичных джозефсоновских контактов усредненным образом [10,11] и нуждаются как в дальнейшем целенаправленном экспериментальном изучении, так и в теоретическом обосновании.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э.Б.Сонин. Письма в ЖЭТФ, **47**, 415 (1988).
2. Э.Б.Сонин, А.К.Таганцев. ЖЭТФ, **95**, 994 (1989).
3. A. Barone, A.I.Larkin, Yu.N.Ovchinnikov. Journal of Superconductivity, **3**, 155 (1990).
4. M.Kohl, M. Odehnal, M.Plintovic, S.Safrata. J. Low Temp. Phys., **74**, 503 (1989).
5. Р.Д. Кузьмичёв. ФТТ, **43**, 1934 (2001).
6. В.Е. Милошенко, И.М.Пушлебин, О.В.Калядин. ФТТ, **48**, 403 (2006).
7. K.S.Agababyan, N.M.Dobrovolsky, R.T.Mina, E.V.Putnyn, A.G.Sarkisyan. Physica C, **185-189**, 2593 (1991).
8. К.Ш.Агабабян, Н.М.Добровольский, Р.Т.Мина, И.Г.Синеико, А.Г.Саркисян, В.М.Аракелян, Р.С.Вартанян. СФХТ, **7**, 595 (1994).
9. A.G.Sarkisyan, D.E.Khatchian, N.M.Dobrovolsky, K.S.Agababyan. Physica C, **235-240**, 3305 (1994).
10. М.А. Зеликман. СФХТ, **5**, 60 (1992).
11. М.А. Зеликман. СФХТ, **5**, 1819 (1992).

ԹՈՒՅԼ ՄԱԳՆԻՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԹԱՓԱՆՑՈՒՄԸ
Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O

Է.Ա. ՍՈՒՂՆԵՑՅԱՆ, Մ.Տ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ,
Ն.Մ. ԴՈԲՐՈՎՈԼՍԿԻ, Ա.Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Փորձարարականորեն հետազոտված է Ջոզեֆսոնյան միջավայրով Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O կերամիկայի վարքը $H = 0$ ÷ 600 մԷ մագնիսական դաշտերում, Երկրի մագնիսական դաշտի կոմպենսացման պայմաններում: Որոշված են գերմրրիկների և Ջոզեֆսոնյան մրրիկների նմուշի մեջ թափանցման հաջորդական փուլերը նկարագրող դաշտերը և H_{c1} թափանցման դաշտի կախվածությունը նրան ուղղահայաց դաշտից: Ստացված արդյունքները մեկնաբանված են Ջոզեֆսոնյան միջավայրի ընդունված

մոդելի և ոչ համանման Ջոզֆսոնյան կոնտակտների վարքը միջինացված նկարագրող մոդելի շրջանակներում:

PENETRATION OF LOW MAGNETIC FIELD
INTO Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O HTSC CERAMICS

E.A. MUGHNETSYAN, M.T. AYVAZIAN,
N.M. DOBROVOLSKY, A.G. SARKISYAN

The behavior of ceramic HTSC Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O with the Josephson medium within the range of magnetic fields $H = 0-600$ mOe under the conditions of the Earth's magnetic field compensation is investigated experimentally. The fields describing the consecutive penetration phases of hypervortices and Josephson's vortices in a sample and dependence of the penetration field H_{c1} on the orthogonal magnetic biasing field are determined. The obtained results are expounded within the framework of the generally accepted model of Josephson medium and the model that provides the averaged description of non-identical Josephson contacts behavior.

УДК 538.662

ЗАВИСИМОСТЬ ТОЧКИ КЮРИ ОТ ЭФФЕКТИВНОГО ПАРАМЕТРА де ЖЕНА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ФРУСТРИРОВАННЫМИ ОБМЕННЫМИ СВЯЗЯМИ

Э.Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 15 июня 2007 г.)

На примере магнитноразбавленных гадолиний-содержащих адамяновских сплавов показано, что зависимость температуры Кюри T_C от параметра де Жена $\zeta = c(g-1)^2/J+1$ может быть распространена на ферромагнетики с фрустрированными обменными связями. Показано, что в этом случае необходимо заменить J на S_{eff} и что линейная зависимость T_C от ζ_{eff} сохраняется вплоть до чисто спин-стекольного состояния с $S_{\text{eff}} = 0$.

Температуры магнитных переходов в магнитноупорядоченное ферро- или антиферромагнитное состояние ($T_{\text{Кюри}} \equiv T_C$ и $T_{\text{Нееля}} \equiv T_N$) в редкоземельных металлах (Re) и их сплавах пропорциональны атомной концентрации магнитных ионов c и хорошо описываются параметром де Жена $\zeta = c(g-1)^2/J+1$, где g – фактор Ланде, J – полный момент количества движения [1]. Некоторые экспериментально наблюдаемые отклонения T_C и T_N от линейной зависимости могут быть объяснены изменениями параметра решетки [2], а также вариацией зонной структуры редкоземельных сплавов [3]. Несомненно, оба механизма влияют на T_C . Нам представляется более существенной зависимость T_C от параметра решетки, так как обменные взаимодействия между локализованными редкоземельными ионами, которые осуществляются электронами проводимости (механизм Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосида [4]) непосредственно зависят от расстояния между ними.

В работе [5] В.Адамяном предложен метод получения интерметаллических твердых растворов с кристаллической структурой CsCl, в которых константа кубической решетки a_0 остается неизменной при изменении состава сплава. Через a_0 определяются все расстояния между магнитными ионами. В.Адамяном с сотрудниками был синтезирован и исследован ряд систем псевдобинарных гадолиний-содержащих сплавов $[\text{Gd}_{1-x}\text{Re}_x][\text{M}_{1-y}\text{M}_2_y]$ со стехиометрией 1:1, которые имеют кристаллическую структуру типа CsCl с неизменным значением параметра решетки a_0 (здесь M1 и M2 – немагнитные ионы металлов первых трех групп периодической таблицы) [2]. В настоящей работе нами будут анализироваться нижеследующие адамяновские системы сплавов:

$$\begin{aligned} \text{система A} &\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x], \quad 0 \leq x \leq 1, \\ \text{система E} &\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}(\text{In}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_x], \quad 0 \leq x \leq 0.5, \\ \text{система D} &\equiv [\text{Gd}_x(\text{La/Y})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}], \quad 0.22 \leq x \leq 1. \end{aligned}$$

В этих сплавах магнитны только ионы Gd^{3+} ($L = 0$, $S = 7/2$), а остальные ионы (La^{3+} , Y^{3+} , In^{3+} , Zn^{2+} , Cd^{2+} и Cu^{1+}) диамагнитны. Неизменность a_0 в системах сплавов А и Е достигается одновременными замещениями ионов в редкоземельной и металлической подрешетках (Zn^{2+} на Cd^{2+} или на $(In^{3+} + Cu^{1+})$ совместно с La^{3+} на Y^{3+}). Неизменность параметра решетки в системе сплавов D достигалась вариацией соотношения Y/La при изменении концентрации гадолиния. Для всех трех систем сплавов измеренная константа кубической решетки $a_0 = (3.741 \pm 0.001) \text{ \AA}$. В системах сплавов А и Е концентрация магнитных ионов Gd^{3+} постоянна ($c = 0.22$), в системе сплавов D она менялась в интервале $0.22 \leq c \leq 1$ ($c \equiv x$).

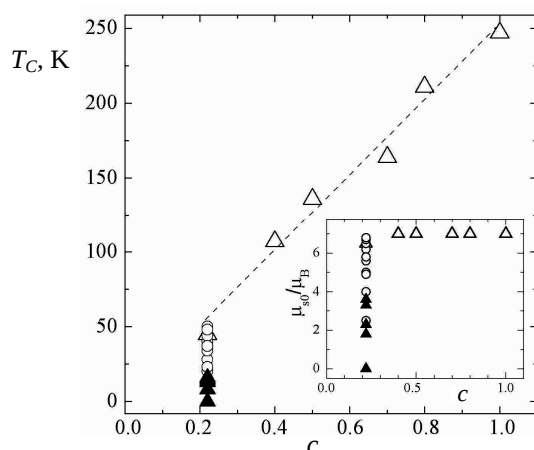


Рис.1. Температура Кюри T_C и спонтанная намагниченность μ_{s0} в зависимости от концентрации ионов Gd^{3+} c : Δ – D $\equiv [Gd_c(La/Y)_{1-c}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq c \leq 1$; $\circ$ – А $\equiv [Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$; $\blacktriangle$ – Е $\equiv [Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}(In_{0.5}Cu_{0.5})_x]$, $0 \leq x \leq 0.5$.

На рис.1 приведена зависимость T_C от c для всех трех систем. Для сплавов системы D хорошо соблюдается линейная зависимость T_C от c (зависимость де Жена). Однако в случае сплавов А и Е, для которых $c = 0.22$, наблюдаются разные T_C в зависимости от композиционного состава диамагнитных ионов x . В системе А T_C меняется от 13 до 50 К, а в системе Е от 13 до 0 К. На рис.1 показана также зависимость спонтанной намагниченности μ_{s0} от c при $T = 0$ (вставка). Зависимости T_C и μ_{s0} от x при $c = 0.22$ представлены на рис.2. В работах [6-8] нами показано, что “магнитные аномалии” в системах А и Е обусловлены сплавными эффектами (alloying effects) – зависимостью средней длины свободного пробега электронов и эффективной массы электронов от x . Следует также отметить, что концентрация ионов Gd^{3+} в сплавах А и Е, равная 0.22, близка к порогу перколяции и что существенно разные зависимости T_C и μ_{s0} в районе $x \sim 0.5$ (коллинеарный ферромагнетик с $\mu_{s0} \sim 7 \mu_B$ и $T_C = 50$ К в случае А и спиновое стекло с $\mu_{s0} = 0$ и $T_C = 0$ К в случае Е) обусловлены композиционным беспорядком немагнитных ионов при изоэлектронных замещениях в первом случае и зарядовым беспорядком при неизоэлектронных замещениях во втором [7,8]. В сплавах обеих систем А и Е мы фактически наблюдаем ферромагнетизм, который частично подавлен из-за фрустраций обменных взаимодействий – ферромагнетизм с фрустрированными обменными

СВЯЗЯМИ.

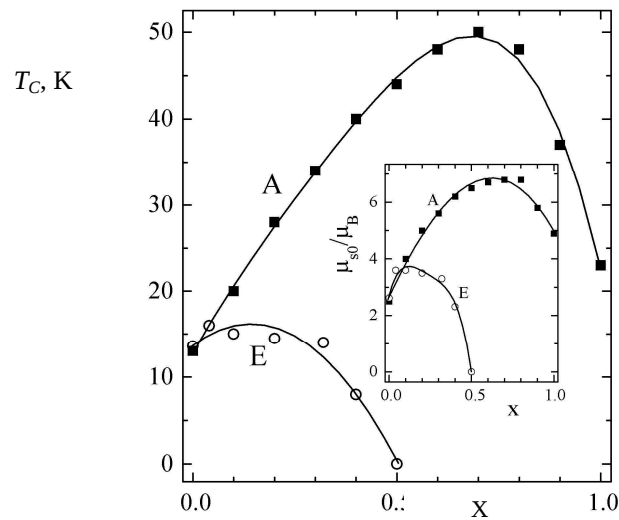


Рис.2. Зависимости T_C и μ_{30} от x в системах сплавов А и Е при $c = 0.22$.

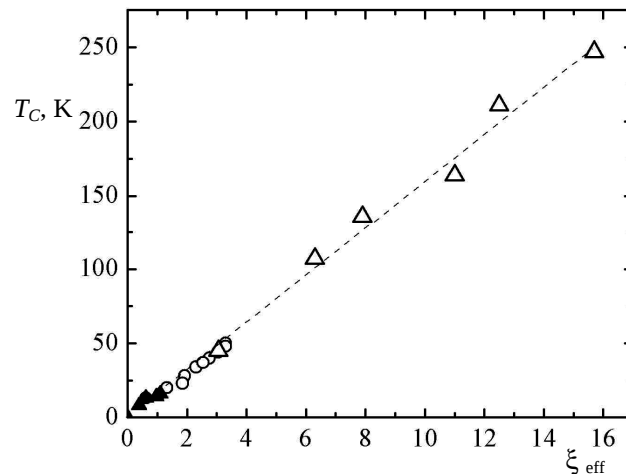


Рис.3. Зависимость T_C от эффективного параметра де Жена $\zeta_{\text{eff}} = cS_{\text{eff}}(S_{\text{eff}} + 1)$:
 Δ – D $\equiv [\text{Gd}_c(\text{La/Y})_{1-c}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$, $0.22 \leq c \leq 1$; $\circ$ – A $\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$,
 $0 \leq x \leq 1$; $\blacktriangle$ – E $\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}(\text{In}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_x]$, $0 \leq x \leq 0.5$.

В настоящем сообщении мы хотим указать на то, что зависимость T_C от фактора де Жена можно распространить и на ферромагнетики с фрустрированными обменными связями, заменяя в выражении параметра де Жена J на J_{eff} . В этом случае параметр де Жена для ионов Gd^{3+} имеет вид $\zeta_{\text{eff}} = cS_{\text{eff}}(S_{\text{eff}} + 1)$, т.к. $g = 2$ и $J = S$. На рис.3 приведена зависимость T_C от ζ_{eff} . Значения S_{eff} нами определялись из соотношения $\mu_{30} = gS_{\text{eff}} \mu_B$. Как видно из рис.3, линейная зависимость T_C от эффективного параметра де Жена ζ_{eff} имеет место для всех образцов: и для сплавов системы D – для колли-

неарных ферромагнетиков с $S = 7/2$, в которых концентрация магнитных ионов c меняется от 0.22 до 1, и для сплавов систем А и Е – для фрустрированных ферромагнетиков с $S = S_{\text{eff}}$ при значениях c , близких к порогу перколяции ($c = 0.22$). Эта линейная зависимость имеет место и при малых S_{eff} , вплоть до чисто спин-стекольного состояния с $S_{\text{eff}} = 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М., Мир, 1983.
2. V.E.Adamian, A.A.Artsruni, A.Benaissa, A.N.Kocharian, M.A.Melikian. a) Proc. of 24-th Ampere Congress. Poznan, 1988, p.983; b) Phys. Stat. Sol. (b), **156**, 633 (1989).
3. P.Lindgard. Phys. Rev. B, **16**, 2168 (1977).
4. M.A.Ruderman, C.Kittel. Phys. Rev., **96**, 99 (1954); T.Kasuya. Prog. Theor. Phys., **16**, 45 (1956); K.Yosida. Phys. Rev., **106**, 893 (1957).
5. В.Е.Адамян. ДАН Арм. ССР, **84**, 35 (1987).
6. В.Е.Адамян, Э.Г.Шаполян. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 94 (2001).
7. E.G.Sharoyan, V.E.Adamian. Abstracts of 46th ANNUAL Conference on Magnetism & Magnetic Materials, Seattle, Washington, 2001, p.75.
8. E.G.Sharoyan, V.E.Adamian. Abstracts of 49th ANNUAL Conference on Magnetism & Magnetic Materials. Jacksonville, Florida, 2004, p.26.

ՖԵՐՈՄԱԳՆԵԹԻԶՄ ՓՈԽԱՆԱԿԱՅԻՆ ԿԱՊԵՐՈՎ ՖԵՌՈՄԱԳՆԵԹԻԶՄԻ
ԿՅՈՒՐԻԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՊԵ ԺԵՆԻ ԷՖԵԿՏԻՎ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻՑ

Է.Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Աղայանական գաղղինիում պարունակող համաձուլացքների հիման վրա ցույց է տրված, որ Կյուրիի ջերմաստիճանի կախումը դե ժենի պարամետրից՝ $\zeta = c(g - 1)2J(J + 1)$, կարելի է կիրառել նաև ֆրուստացված փոխանակային կապերով ֆեռոմագնիսների համար: Ցույց է տրված, որ այդ դեպքում անհրաժեշտ է J -ն փոխարինել S_{eff} -ով:

DEPENDENCE OF THE CURIE TEMPERATURE ON THE EFFECTIVE
de GENNES FACTOR IN FERROMAGNETS WITH EXCHANGE FRUSTRATION

E.G. SHAROYAN

Considering the magneto-diluted gadolinium-containing Adamian alloys, it is shown that the dependence of the Curie temperature on the de Gennes factor $\zeta = c(g - 1)2J(J + 1)$ can be expanded for ferromagnets with the exchange frustration. It is shown that in this case it is necessary to replace J by S_{eff} and that the linear dependence of T_C on ξ_{eff} remains up to the pure spin-glass state with $S_{\text{eff}} = 0$.

УДК 538.662

ЗАВИСИМОСТЬ ТОЧКИ КЮРИ ОТ ЭФФЕКТИВНОГО ПАРАМЕТРА де ЖЕНА В ФЕРРОМАГНЕТИКАХ С ФРУСТРИРОВАННЫМИ ОБМЕННЫМИ СВЯЗЯМИ

Э.Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 15 июня 2007 г.)

На примере магнитноразбавленных гадолиний-содержащих адамяновских сплавов показано, что зависимость температуры Кюри T_C от параметра де Жена $\zeta = c(g-1)^2/J+1$) может быть распространена на ферромагнетики с фрустрированными обменными связями. Показано, что в этом случае необходимо заменить J на S_{eff} и что линейная зависимость T_C от ζ_{eff} сохраняется вплоть до чисто спин-стекольного состояния с $S_{\text{eff}} = 0$.

Температуры магнитных переходов в магнитноупорядоченное ферро- или антиферромагнитное состояние ($T_{\text{Кюри}} \equiv T_C$ и $T_{\text{Нееля}} \equiv T_N$) в редкоземельных металлах (Re) и их сплавах пропорциональны атомной концентрации магнитных ионов c и хорошо описываются параметром де Жена $\zeta = c(g-1)^2/J+1$), где g – фактор Ланде, J – полный момент количества движения [1]. Некоторые экспериментально наблюдаемые отклонения T_C и T_N от линейной зависимости могут быть объяснены изменениями параметра решетки [2], а также вариацией зонной структуры редкоземельных сплавов [3]. Несомненно, оба механизма влияют на T_C . Нам представляется более существенной зависимость T_C от параметра решетки, так как обменные взаимодействия между локализованными редкоземельными ионами, которые осуществляются электронами проводимости (механизм Рудермана–Киттеля–Касуи–Иосида [4]) непосредственно зависят от расстояния между ними.

В работе [5] В.Адамяном предложен метод получения интерметаллических твердых растворов с кристаллической структурой CsCl, в которых константа кубической решетки a_0 остается неизменной при изменении состава сплава. Через a_0 определяются все расстояния между магнитными ионами. В.Адамяном с сотрудниками был синтезирован и исследован ряд систем псевдобинарных гадолиний-содержащих сплавов $[\text{Gd}_{1-x}\text{Re}_x][\text{M}_{1-y}\text{M}_2_y]$ со стехиометрией 1:1, которые имеют кристаллическую структуру типа CsCl с неизменным значением параметра решетки a_0 (здесь M1 и M2 – немагнитные ионы металлов первых трех групп периодической таблицы) [2]. В настоящей работе нами будут анализироваться нижеследующие адамяновские системы сплавов:

$$\begin{aligned} \text{система A} &\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x], \quad 0 \leq x \leq 1, \\ \text{система E} &\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}(\text{In}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_x], \quad 0 \leq x \leq 0.5, \\ \text{система D} &\equiv [\text{Gd}_x(\text{La/Y})_{1-x}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}], \quad 0.22 \leq x \leq 1. \end{aligned}$$

В этих сплавах магнитны только ионы Gd^{3+} ($L = 0$, $S = 7/2$), а остальные ионы (La^{3+} , Y^{3+} , In^{3+} , Zn^{2+} , Cd^{2+} и Cu^{1+}) диамагнитны. Неизменность a_0 в системах сплавов А и Е достигается одновременными замещениями ионов в редкоземельной и металлической подрешетках (Zn^{2+} на Cd^{2+} или на $(In^{3+} + Cu^{1+})$ совместно с La^{3+} на Y^{3+}). Неизменность параметра решетки в системе сплавов D достигалась вариацией соотношения Y/La при изменении концентрации гадолиния. Для всех трех систем сплавов измеренная константа кубической решетки $a_0 = (3.741 \pm 0.001) \text{ \AA}$. В системах сплавов А и Е концентрация магнитных ионов Gd^{3+} постоянна ($c = 0.22$), в системе сплавов D она менялась в интервале $0.22 \leq c \leq 1$ ($c \equiv x$).

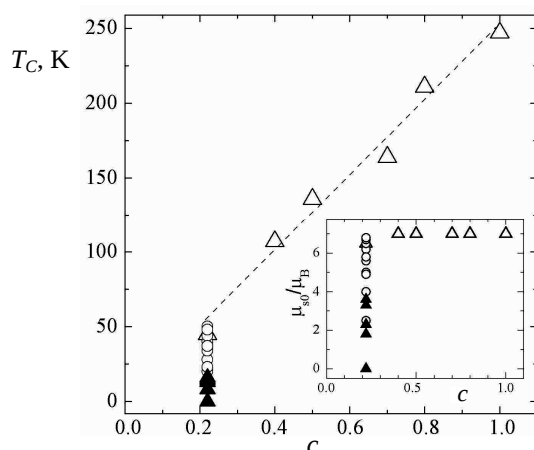


Рис.1. Температура Кюри T_C и спонтанная намагниченность μ_{so} в зависимости от концентрации ионов Gd^{3+} c : Δ – D $\equiv [Gd_c(La/Y)_{1-c}][Zn_{0.15}Cd_{0.85}]$, $0.22 \leq c \leq 1$; $\circ$ – A $\equiv [Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}Cd_x]$, $0 \leq x \leq 1$; $\blacktriangle$ – E $\equiv [Gd_{0.22}(La_{1-x}Y_x)_{0.78}][Zn_{1-x}(In_{0.5}Cu_{0.5})_x]$, $0 \leq x \leq 0.5$.

На рис.1 приведена зависимость T_C от c для всех трех систем. Для сплавов системы D хорошо соблюдается линейная зависимость T_C от c (зависимость де Жена). Однако в случае сплавов А и Е, для которых $c = 0.22$, наблюдаются разные T_C в зависимости от композиционного состава диамагнитных ионов x . В системе А T_C меняется от 13 до 50 К, а в системе Е от 13 до 0 К. На рис.1 показана также зависимость спонтанной намагниченности μ_{so} от c при $T = 0$ (вставка). Зависимости T_C и μ_{so} от x при $c = 0.22$ представлены на рис.2. В работах [6-8] нами показано, что “магнитные аномалии” в системах А и Е обусловлены сплавными эффектами (alloying effects) – зависимостью средней длины свободного пробега электронов и эффективной массы электронов от x . Следует также отметить, что концентрация ионов Gd^{3+} в сплавах А и Е, равная 0.22, близка к порогу перколяции и что существенно разные зависимости T_C и μ_{so} в районе $x \sim 0.5$ (коллинеарный ферромагнетик с $\mu_{so} \sim 7 \mu_B$ и $T_C = 50$ К в случае А и спиновое стекло с $\mu_{so} = 0$ и $T_C = 0$ К в случае Е) обусловлены композиционным беспорядком немагнитных ионов при изоэлектронных замещениях в первом случае и зарядовым беспорядком при неизоэлектронных замещениях во втором [7,8]. В сплавах обеих систем А и Е мы фактически наблюдаем ферромагнетизм, который частично подавлен из-за фрустраций обменных взаимодействий – ферромагнетизм с фрустрированными обменными

СВЯЗЯМИ.

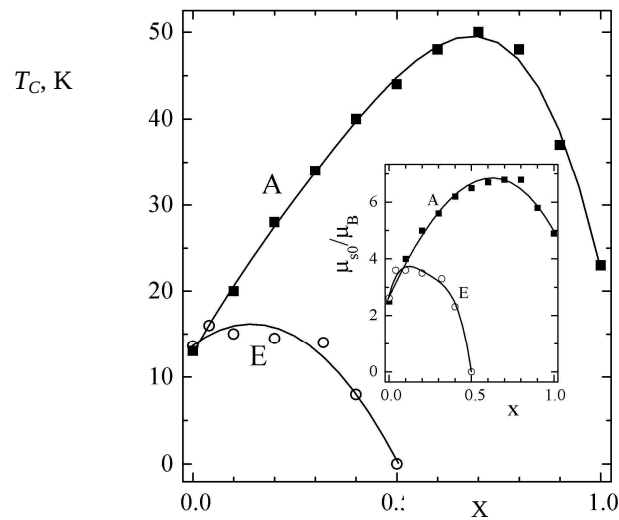


Рис.2. Зависимости T_C и μ_{30} от x в системах сплавов А и Е при $c = 0.22$.

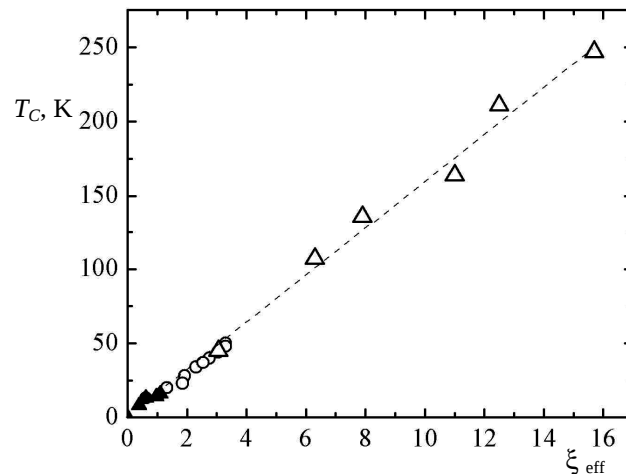


Рис.3. Зависимость T_C от эффективного параметра де Жена $\zeta_{\text{eff}} = cS_{\text{eff}}(S_{\text{eff}} + 1)$:
 Δ – D $\equiv [\text{Gd}_c(\text{La/Y})_{1-c}][\text{Zn}_{0.15}\text{Cd}_{0.85}]$, $0.22 \leq c \leq 1$; $\circ$ – A $\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}\text{Cd}_x]$,
 $0 \leq x \leq 1$; $\blacktriangle$ – E $\equiv [\text{Gd}_{0.22}(\text{La}_{1-x}\text{Y}_x)_{0.78}][\text{Zn}_{1-x}(\text{In}_{0.5}\text{Cu}_{0.5})_x]$, $0 \leq x \leq 0.5$.

В настоящем сообщении мы хотим указать на то, что зависимость T_C от фактора де Жена можно распространить и на ферромагнетики с фрустрированными обменными связями, заменяя в выражении параметра де Жена J на J_{eff} . В этом случае параметр де Жена для ионов Gd^{3+} имеет вид $\zeta_{\text{eff}} = cS_{\text{eff}}(S_{\text{eff}} + 1)$, т.к. $g = 2$ и $J = S$. На рис.3 приведена зависимость T_C от ζ_{eff} . Значения S_{eff} нами определялись из соотношения $\mu_{30} = gS_{\text{eff}} \mu_B$. Как видно из рис.3, линейная зависимость T_C от эффективного параметра де Жена ζ_{eff} имеет место для всех образцов: и для сплавов системы D – для колли-

неарных ферромагнетиков с $S = 7/2$, в которых концентрация магнитных ионов c меняется от 0.22 до 1, и для сплавов систем А и Е – для фрустрированных ферромагнетиков с $S = S_{\text{eff}}$ при значениях c , близких к порогу перколяции ($c = 0.22$). Эта линейная зависимость имеет место и при малых S_{eff} , вплоть до чисто спин-стекольного состояния с $S_{\text{eff}} = 0$.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Тикадзуми. Физика ферромагнетизма. М., Мир, 1983.
2. V.E.Adamian, A.A.Artsruni, A.Benaissa, A.N.Kocharian, M.A.Melikian. a) Proc. of 24-th Ampere Congress. Poznan, 1988, p.983; b) Phys. Stat. Sol. (b), **156**, 633 (1989).
3. P.Lindgard. Phys. Rev. B, **16**, 2168 (1977).
4. M.A.Ruderman, C.Kittel. Phys. Rev., **96**, 99 (1954); T.Kasuya. Prog. Theor. Phys., **16**, 45 (1956); K.Yosida. Phys. Rev., **106**, 893 (1957).
5. В.Е.Адамян. ДАН Арм. ССР, **84**, 35 (1987).
6. В.Е.Адамян, Э.Г.Шаполян. Изв. НАН Армении, Физика, **36**, 94 (2001).
7. E.G.Sharoyan, V.E.Adamian. Abstracts of 46th ANNUAL Conference on Magnetism & Magnetic Materials, Seattle, Washington, 2001, p.75.
8. E.G.Sharoyan, V.E.Adamian. Abstracts of 49th ANNUAL Conference on Magnetism & Magnetic Materials. Jacksonville, Florida, 2004, p.26.

ՖԵՐՈՄԱԳՆԵԹԻԶՄ ՓՈԽԱՆԱԿԱՅԻՆ ԿԱՊԵՐՈՎ ՖԵՌՈՄԱԳՆԵԹԻԶՄԻ
ԿՅՈՒՐԻԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՊԵ ԺԵՆԵ ԷՖԲԵԿՏԻՎ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻՑ

Է.Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Աղայանական գադոլինիում պարունակող համաձուլվացքների հիման վրա ցույց է տրված, որ Կյուրիի ջերմաստիճանի կախումը դե Ժենի պարամետրից՝ $\zeta = c(g - 1)2J(J + 1)$, կարելի է կիրառել նաև ֆրուստացված փոխանակային կապերով ֆեռոմագնիսների համար: Ցույց է տրված, որ այդ դեպքում անհրաժեշտ է J -ն փոխարինել S_{eff} -ով:

DEPENDENCE OF THE CURIE TEMPERATURE ON THE EFFECTIVE
de GENNES FACTOR IN FERROMAGNETS WITH EXCHANGE FRUSTRATION

E.G. SHAROYAN

Considering the magneto-diluted gadolinium-containing Adamian alloys, it is shown that the dependence of the Curie temperature on the de Gennes factor $\zeta = c(g - 1)2J(J + 1)$ can be expanded for ferromagnets with the exchange frustration. It is shown that in this case it is necessary to replace J by S_{eff} and that the linear dependence of T_C on ξ_{eff} remains up to the pure spin-glass state with $S_{\text{eff}} = 0$.

УДК 536.42

КЛАСТЕРНОЕ СПИНОВОЕ СТЕКЛО В КОНЦЕНТРИРОВАННЫХ СПЛАВАХ

А. Дж. ГЕЗАЛЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 18 мая 2007 г.)

Исследованы спиновое стекло и структурное состояние сплавов систем Ni-Mn, Ni₃Mn-Ni₃V и Ni₃Mn-Ni₃Cr. Температуры “замерзания” спинового стекла T_g и Кюри T_c определены по температурным зависимостям дифференциальной магнитной восприимчивости χ_{ac} . Структурное состояние сплавов изучено методом нейтроноструктурного анализа. Установлен кластерный механизм образования спинового стекла.

1. Введение

Исторически изучение состояния спинового стекла (СС) началось с исследования разбавленных сплавов 3d-переходных металлов (Fe, Mn) в матрице благородных элементов (Ag, Au, Cu, Pt). Впоследствии состояние СС было обнаружено во многих металлических, диэлектрических и полупроводниковых системах. Широкий класс неупорядоченных магнетиков представляют концентрированные СС, в которых все атомы сплава являются магнитными. Такими являются сплавы на основе Ni-Mn.

Спиновое стекло в системе Ni-Mn образуется вблизи стехиометрического состава Ni₃Mn при $T < 100$ К и зачастую трактуется [1,2] как результат конкурирующего обменного взаимодействия пар атомов с обменными интегралами разных знаков. Сильная зависимость магнитных состояний Ni₃Mn от атомного упорядочения [3,4] заставляет предположить кластерную природу СС в этой системе.

Известно [5], что в ГЦК сплавах Ni-Mn взаимодействие ближайших соседей Mn-Mn является антиферромагнитным (АФМ), а Mn-Ni и Ni-Ni – ферромагнитным (ФМ). Кроме того, взаимодействие Mn-Mn во второй координационной сфере также ферромагнитно. А наличие конкурирующего взаимодействия и разупорядоченность сплава являются необходимым условием образования состояния обычного СС. Разупорядоченное состояние сплавов обычно получается закаливанием. Однако к разрушению атомного порядка может привести и легирование при определенной концентрации легирующего элемента в отожженных сплавах.

С этой точки зрения представляет интерес возможность образования СС в сплавах на основе Ni-Mn после различных термообработок.

2. Методика исследований и образцы

Структурное состояние сплавов определялось с помощью нейтроно- структурного анализа. Нейтронограммы образцов были получены на дифрактометре с длиной волны нейтронов $\lambda = 0,128$ нм; вклад в интенсивность $\lambda/2$ нейтронов составлял 1,5%.

Магнитное состояние изучалось методом измерения дифференциальной магнитной восприимчивости χ_{ac} . Температурные зависимости магнитной восприимчивости χ_{ac} измерялись с помощью дифференциального трансформатора на частотах от 200 до 500 Гц в полях с амплитудой 0,5 Э.

Все поликристаллические сплавы после выплавки прошли гомогенизирующий отжиг в течение 24 ч при 1000°C, а затем, как исходное состояние, закаливались в воде. Сплавы концентрационного разреза Ni₃Mn–Ni₂Cr изучались как после закалки, так и после ступенчатого отжига в вакууме, для получения возможного упорядочения по следующему режиму:

500°C	–
72 ч, 480°C – 100 ч, 460°C – 100 ч, 440°C – 100 ч, 420°C – 100 ч, 400°C – 100 ч.	

Составы образцов приведены на рисунках.

3. Результаты измерений и их обсуждение

На рис.1 представлены температурные зависимости магнитной восприимчивости χ_{ac} закаленных с 1000°C сплавов Ni–Mn, Ni₃Mn–Ni₂Cr и Ni₃Mn– Ni₃V. На основании результатов измерений χ_{ac} на рис.2 построена магнитная фазовая диаграмма закаленных сплавов. Из вида кривых следует, что там, где отмечены температура “замерзания” СС T_g и температура Кюри T_c , в температурном интервале $T < T_g$ сосуществуют две фазы – магнитно-неупорядоченное СС и ФМ фаза. СС, которое сосуществует с ФМ порядком, часто называют возвратным спиновым стеклом [6-8] (FSG, рис.2). Кривые, которые имеют только острый максимум, соответствуют температурному переходу парамагнетик (ПМ) – СС. В этом случае СС рассматривается как обычное СС. О возникновении такого состояния свидетельствует острый максимум низкополевой магнитной восприимчивости (рис.1а, образцы 3,4 и рис.1b, 1–4). В области $25\% \leq c_{Mn} \leq 30\%$ (всюду атомные проценты) в сплавах Ni–Mn ланжевенский ПМ “замораживается” при температуре T_g , переходя в состояние нормального СС (рис.1а). А сплавы 1 и 2, охлаждаясь, сначала переходят в ФМ фазу при точках Кюри $T_c = 246$ К и 182 К, а затем в фазу возвратного СС при $T_g = 53$ К и 66 К, соответственно, где СС сосуществует с ФМ фазой (рис.2, область FSG). ФМ фаза представляется в виде конечных феррокластеров в этой области.

На рис.2 показана низкотемпературная диаграмма магнитных состояний вышеупомянутых закаленных сплавов, на которой видны области обычного и возвратного СС (T_g). При этом для системы Ni–Mn всюду наблюдается ближний атомный порядок, свидетельствующий об образовании атомных кластеров типа Ni₃Mn [8].

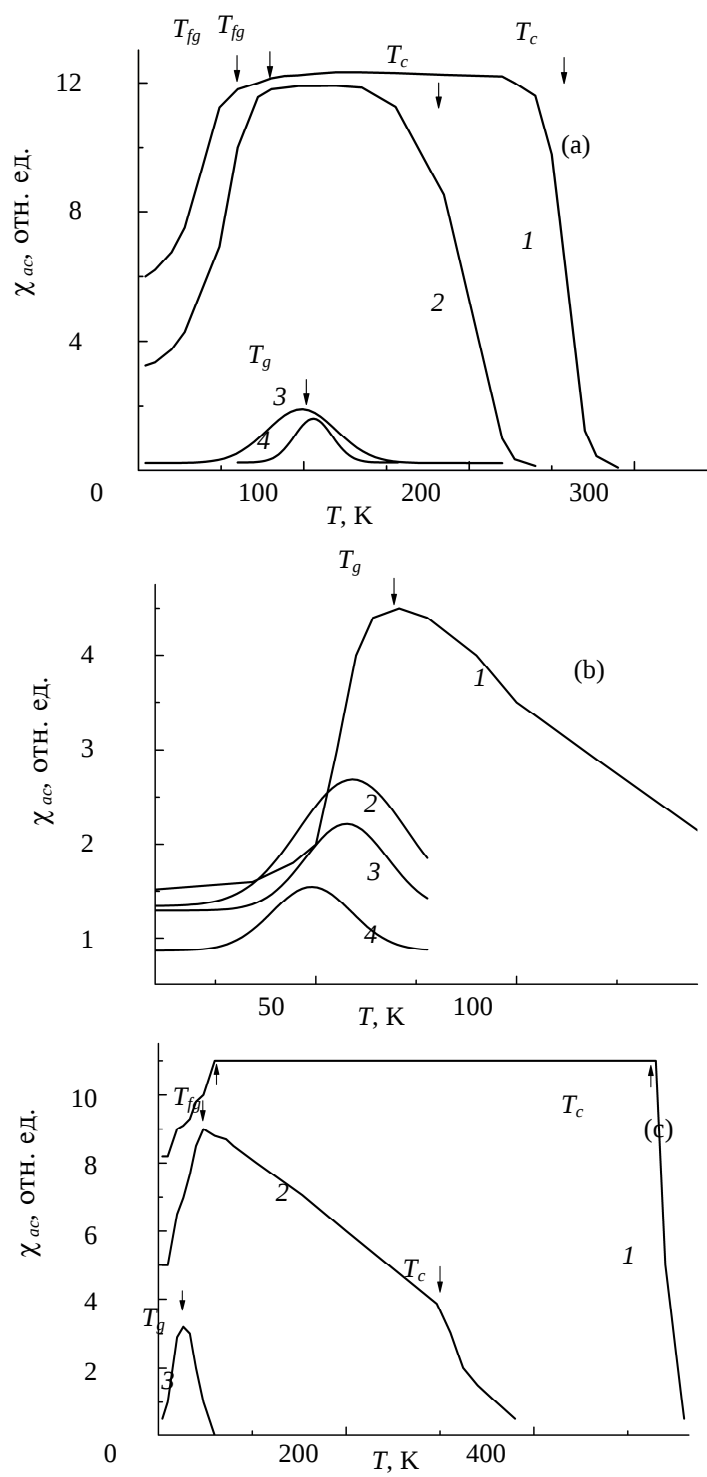


Рис.1. Температурные зависимости дифференциальной магнитной восприимчивости $\chi_{ас}$

закаленных сплавов: а) Ni-Mn; 1 – 21,2% Mn, 2 – 23,1% Mn, 3 – 25,2% Mn, 4 – 27,6% Mn; б) Ni_3Mn – Ni_2Cr ; 1 – 2,5% Cr, 23,25% Mn, 74,25% Ni; 2 – 5,0% Cr, 20,5% Mn, 74,5% Ni; 3 – 7,5% Cr, 19,25% Mn, 73,25% Ni; 4 – 10,0% Cr, 17,5% Mn, 72,5% Ni; в) $\text{Ni}_3(\text{Mn}_{1-x}\text{V}_x)$; 1 – 10% V, 2 – 12,5% V, 3 – 15% V.

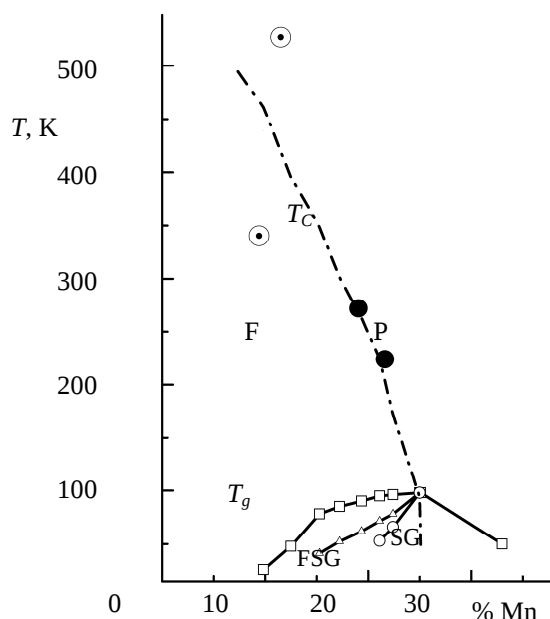


Рис.2. Магнитная фазовая диаграмма закаленных сплавов: о, • – Ni-Mn, Δ – $\text{Ni}_3\text{Mn-Ni}_2\text{Cr}$, □, □ – $\text{Ni}_3\text{Mn-Ni}_3\text{V}$.

При замене атомов Mn на атомы Cr или V число пар атомов Mn-Mn уменьшается, но ближний порядок либо сохраняется, либо развивается в дальний, что приводит и к дальнему магнитному порядку с определенными значениями T_c и T_g (рис.1). Таким образом, V и Cr до определенных концентраций стимулируют образование кластеров типа Ni_3Mn и формирование СС. При этом области СС сдвигаются к меньшим концентрациям Mn, а в случае легирования V прослеживаются состояния от обычного СС (10% Mn) до возвратного СС (12,5% и 15% Mn) через состояние суперпарамагнетизма (20% Mn, рис.1с).

На рис.3 представлены температурная зависимость магнитной восприимчивости χ_{ac} и нейтронограммы сверхструктурных отражений (100) отожженных сплавов $\text{Ni}_3\text{Mn-Ni}_2\text{Cr}$. Из рис.3б видно, что интенсивности сверхструктурных отражений (100) уменьшаются с увеличением концентрации Cr, т.е. происходит концентрационное разупорядочение. Это означает, что при полном образовании дальнего порядка (рис.3б, образец 1, 10% Cr) одновременно формируется ферромагнитная фаза (рис.3а, образец 1), тем самым исключая переход в СС состояние при охлаждении. И наоборот, при наличии только ближнего порядка (рис.3б, образец 4) размеры образовавшихся феррокластеров настолько малы, что имеем только температурный переход ПМ-СС (рис.3а, образец 4). С ростом дальнего порядка на фоне ближнего (рис.3б, образцы 2-4) мелкие кластеры, объединяясь в более крупные феррокластеры, приводят к возникновению хаотических конкурирующих обменных

взаимодействий и в итоге к возвратному СС с сосуществованием ФМ и СС при $T < T_{fg}$.

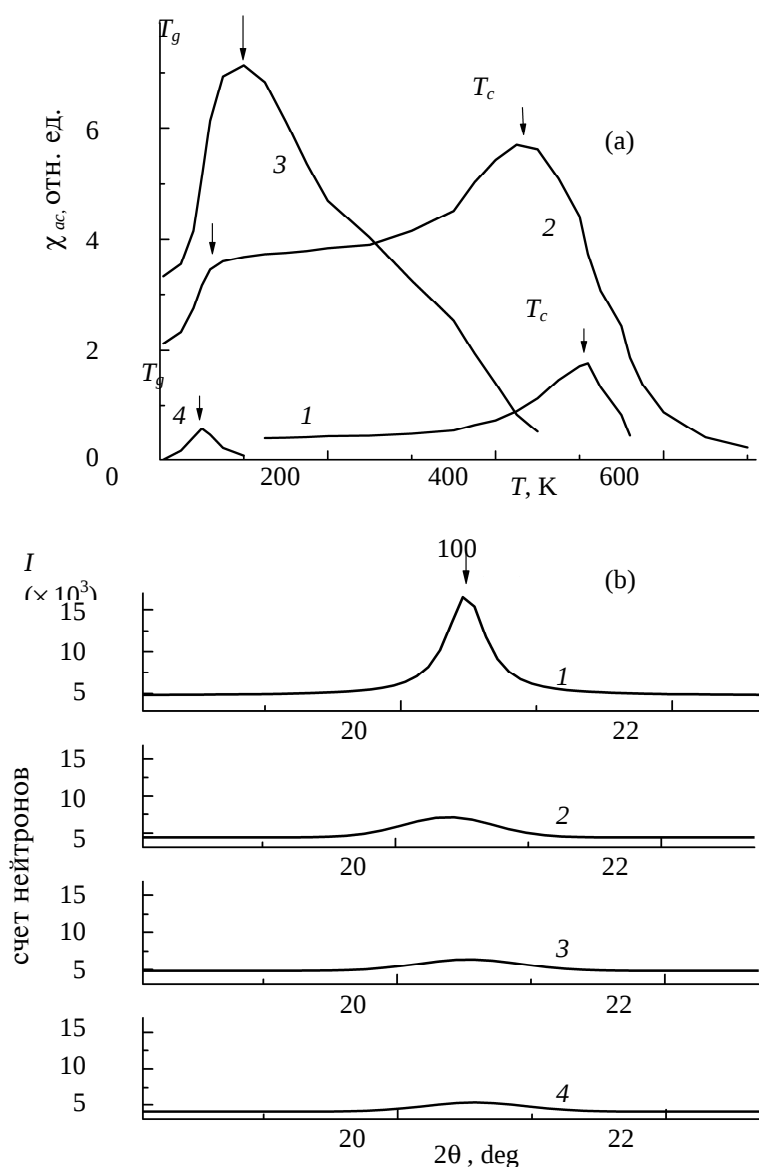


Рис.3. Температурная зависимость магнитной восприимчивости χ_{ac} (а) и нейтронограммы сверхструктурных отражений (100) отожженных сплавов системы $\text{Ni}_3\text{Mn}-\text{Ni}_2\text{Cr}$ (b): 1 – 10,0% Cr, 17,5% Mn, 72,5% Ni; 2 – 12,5% Cr, 16,0% Mn, 71,5% Ni; 3 – 15,0% Cr, 13,8% Mn, 71,2% Ni; 4 – 17,5% Cr, 12,0% Mn, 70,5% Ni.

В длительно отожженных Ni–Mn сплавах [4] с совершенным атомным порядком СС образуется только вблизи порога образования сверхструктуры Ni_3Mn .

Таким образом, образование низкотемпературного СС обусловлено формированием сверхструктуры Ni_3Mn : при промежуточных степенях дальнего порядка реализуется

возвратное СС и наблюдается переход ПМ– ФМ–СС, при близком порядке – переход ПМ–СС.

Автор благодарен В.И. Гоманькову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.П.Гребенюк, М.В.Гавриленко, А.М.Двоеглазов и др. Препринт ИМФ, Киев, 1989.
2. W.Abdul-Razzaq, M.Wu. J. Appl. Phys., **69**, 5078 (1991).
3. Д.Ф.Литвин, В.А.Удовенко, Е.З.Винтайкин. ДАН СССР, **198**, 1316 (1971).
4. В.И.Гоманьков, А.Дж.Гезальян, Б.Н. Третьяков и др. ФММ, № 12, 49 (1990).
5. J.W.Cable, H.R.Child. Phys. Rev. B, **10**, 4607 (1974).
6. W.Abdul-Razzaq, J.S.Kouvel. J. Appl. Phys., **57**, 3467 (1985).
7. А.Дж.Гезальян, С.В.Шульпекова. Письма в ЖЭТФ, **54**, 48 (1991).
8. А.Дж.Гезальян, А.А.Саакян. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 402 (2004).

ՎԼԱՍՏԵՐԱՅԻՆ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԱՊԱԿԻՆ ԽԻՏ ՀԱՄԱԶՈՒՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա.Ջ. ԳՅՈԶԱԼՅԱՆ

Հետազոտված են Ni-Mn, Ni₃Mn-Ni₃V և Ni₃Mn-Ni₂Cr համակարգերի համաձուլվածքների կառուցվածքային վիճակներն ու սպինային ապակին: Դիֆերենցիալ մագնիսական ընկալունակության χ_{ac} ջերմաստիճանային կախվածության միջոցով որոշված են սպինային ապակու “սառեցման” T_g և Կյուրիի T_c ջերմաստիճանները: Նեյտրոնակառուցվածքային անալիզի մեթոդով ուսումնասիրված են համաձուլվածքների կառուցվածքային վիճակները: Հաստատված է սպինային ապակու ձևավորման կլաստերային մեխանիզմը:

CLUSTER SPIN GLASS IN CONCENTRATED ALLOYS

A.J. GYOZALYAN

Spin glass and structural states of Ni-Mn, Ni₃Mn-Ni₃V and Ni₃Mn-Ni₂Cr systems of alloys are investigated. The “freezing” temperature T_g of spin glass and Curie temperatures are obtained from the temperature dependence of the differential magnetic susceptibility χ_{ac} . The structural states of alloys are studied by the neutron diffraction technique. The cluster mechanism of spin glass formation is established.

УДК 621.382.2

ФЛУКТУАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПОЛУПРОВОДНИКА В СТРУКТУРЕ Si – SiO₂ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ И ПОСЛЕДУЮЩЕМ ОТЖИГЕ

А.А. СААКЯН

Ереванский физический институт им. А.И. Алиханяна

(Поступила в редакцию 7 мая 2007 г.)

Измерением параметров поверхностных состояний исследованы флуктуации поверхностного потенциала полупроводника в структуре Si-SiO₂, вызванные облучением частицами высокой энергии (электроны с энергией 50 МэВ и ионы мышьяка с энергией 40 кэВ) и последующим отжигом. Установлено, что после облучения флуктуация поверхностного потенциала слабо уменьшается от 0,049 В до 0,044 В, а после отжига наблюдается ее значительное увеличение. При этом в образцах, облученных ионами мышьяка, увеличение флуктуации значительно больше (0,096 В), чем в образцах, облученных электронами (0,06 В).

1. Введение

Радиационные эффекты на границе раздела диэлектрик-полупроводник (Д-П) в структуре Si-SiO₂ продолжают находиться в центре внимания исследователей [1-5]. Это связано, с одной стороны, с широким применением электронных приборов и устройств, работающих в условиях воздействия ионизирующего излучения, и с другой стороны, с применением радиационной технологии при производстве электронной техники [3,5]. Под воздействием ионизирующей радиации в структуре Si-SiO₂ наблюдаются, в основном, два процесса: генерация поверхностных состояний (ПС) на поверхности раздела полупроводника с диэлектриком и накопление положительного заряда в диэлектрике [1-3,6]. Заряды, локализованные в области границы раздела Д-П в структуре Si-SiO₂, можно разделить на три типа: заряды, захваченные ПС, фиксированные заряды, накопленные в диэлектрике, и заряды ионизированных доноров или акцепторов [1,6,7]. Предполагается, что все заряды по поверхности полупроводника распределены случайным образом, и, следовательно, электрическое поле этих зарядов также будет распределено неравномерно по поверхности полупроводника, что приведет к флуктуации поверхностного потенциала полупроводника в плоскости границы раздела Д-П [6,7].

Работ, посвященных исследованиям флуктуации поверхностного потенциала полупроводника в структуре Si-SiO₂, не так много [4-8]. В работе [6] показано, что флуктуация поверхностного потенциала полупроводника на границе раздела Si-SiO₂ связана, скорее всего, с отрицательным зарядом на поверхностных состояниях, а не с флуктуациями фиксированного заряда в оксиде. В работе же [4] найдено, что γ -облучение структуры Si-SiO₂

приводит к заметному увеличению флуктуации. Однако, как будет показано ниже, в процессе облучения структуры Si-SiO₂ и последующего отжига эта картина будет другой, поскольку плотности заряда на ПС и фиксированного заряда в диэлектрике существенно изменятся [9].

Целью настоящей работы является исследование флуктуации поверхностного потенциала полупроводника на границе раздела Si-SiO₂ после облучения различными видами радиации и последующего отжига.

2. Техника эксперимента и теоретическая модель

Двуокись кремния толщиной 90–110 нм в структуре Al-SiO₂-Si выращивалась сухим окислением кремния *p*-типа с удельным сопротивлением 4,5 Ом см и кристаллической ориентацией поверхности полупроводника [100]. Металлический полевой электрод диаметром около 0,8 мм на SiO₂ наносился вакуумным напылением алюминия на холодную подложку. Тыловой контакт МОП-структуры был выполнен нанесением пасты Ga:Zn (1:4) на чистую поверхность кремния. Облучение образцов электронами с энергией 50 МэВ проводилось на линейном электронном ускорителе Ереванского синхротрона. Бомбардировка структуры Si-SiO₂ ионами мышьяка с энергией 40 кэВ проводилась на установке ИЛУ-3 со стороны оксида при комнатной температуре. В соответствии с видом облучения назовем эти образцы “e” и “As⁺”.

Параметры МОП-структуры измерялись по методу полной проводимости [7] с использованием двухмостовой установки [10]. Первый мост работал в диапазоне частот от 200 Гц до 1 МГц и служил для измерения импеданса МОП-структуры, а второй работал на частоте 2 МГц и был предназначен для измерения емкости МОП-структуры для установления определенных значений поверхностного потенциала полупроводника, используя данные решения уравнения Пуассона [11].

Флуктуация поверхностного потенциала полупроводника исследовалась с использованием теоретической модели Николлиана и Гетцбергера [7] для МОП-структуры. Согласно статистической модели этих авторов, параллельная проводимость G_p / ω МОП-структуры выражается через параметры ПС следующим образом:

$$\frac{G_p}{\omega} = N_{ss} (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \frac{c_n n_0}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\exp \frac{-(u_s - \bar{u}_s)^2}{\sigma^2} \right] \exp(-u_s) \ln \left[1 + \frac{\omega^2}{(c_n n_0)^2} \exp 2u_s \right] du_s, \quad (1)$$

где ω – частота измерительного сигнала, N_{ss} – плотность ПС, σ – среднеквадратичное отклонение поверхностного потенциала, $c_n = \bar{v}\sigma_n$ – вероятность захвата электрона ПС, $\bar{v}$ – средняя тепловая скорость электрона, σ_n – сечение захвата электрона, n_0 – равновесная концентрация носителей в объеме полупроводника, u_s и $\bar{u}_s$ – поверхностный потенциал и его среднее значение в единицах $k_B T / q$, k_B – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура, q – заряд электрона. В рамках этой модели поверхностный потенциал полупроводника можно описать также характеристической площадью α . Это площадь, на которой поверхностный потенциал полупроводника имеет постоянную величину и которая вычисляется из выражения [7]

$$\sigma = \frac{W(\bar{u}_s)\beta}{[W(\bar{u}_s)C_0 + \epsilon_{Si}]} \left(\frac{q\bar{Q}}{\alpha} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

где $W(\bar{u}_s)$ – толщина обедненного слоя, $\bar{Q}$ – средняя плотность поверхностного заряда, C_0 – емкость оксидной пленки, $\beta = q/k_B T$. Параметры ПС, а также величина среднеквадратного отклонения σ определялись из экспериментальных данных зависимости G_p/ω от частоты ω по методу, описанному в [12].

В работах [6,7] показано, что флуктуация поверхностного потенциала главным образом связана со случайным распределением по поверхности полупроводника заряженных поверхностных центров и зарядов в диэлектрике. В приведенных ниже расчетах будут учтены вклады этих двух типов зарядов. Максимальная доза облучения образцов электронами была $D = 5 \times 10^{13}$ эл/см². При такой дозе влияние объемных радиационных дефектов на концентрацию объемного заряда незначительно [13] и можно применять модель [7]. Плотность заряда, локализованного на ПС, вычислялась из экспериментальных данных энергетической зависимости плотности ПС, лежащих в интервале от середины запрещенной зоны до энергии $E_c - 0.35$ эВ, который соответствует области истощения.

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение

В табл.1 приведены некоторые параметры структуры Al-SiO₂-Si до облучения, после облучения и после отжига. Из приведенных данных видно, что после облучения обоими видами частиц скорость генерации ПС и, соответственно, захваченный заряд на этих центрах значительно больше скорости создания положительного заряда в диэлектрике. Такая картина характерна для МОП-структуры, поскольку граница раздела Д-П гораздо чувствительнее к радиационным воздействиям, чем диэлектрик [9,13–15].

Характеристическая площадь α , на которой поверхностный потенциал имеет постоянную величину, после облучения также значительно увеличивается. Это связано с тем, что облучение обоими видами радиации приводит к существенному увеличению плотности заряда на ПС и в диэлектрике, тогда как на среднеквадратичное отклонение σ облучение влияет незначительно, уменьшая его величину от 0,049 В до 0,044 В.

Табл.1. Параметры МОП-структуры до облучения, после облучения и после отжига. $\bar{N}_{ss}$ [$\times 10^{11}$ см⁻²эВ⁻¹] – среднее значение плотности ПС в средней части запрещенной зоны Si, Q_{ss} [$\times 10^{-8}$ Кл/см²] – плотность заряда на ПС, Q_0 [$\times 10^{-8}$ Кл/см²] – плотность заряда в диэлектрике, α [$\times 10^{-9}$ см²] – характеристическая площадь.

Вид облучения	До облучения				После облучения				После отжига			
	$\bar{N}_{ss}$	Q_{ss}	Q_0	α	$\bar{N}_{ss}$	Q_{ss}	Q_0	α	$\bar{N}_{ss}$	Q_{ss}	Q_0	α
“е”	1	0,34	5,9	1,1	38	12,7	26,6	8,6	1,2	0,4	6,0	0,45
“As”	1,2	0,40	7,3	1,3	12	4,0	21,0	5,0	1,3	0,44	16,5	0,80

На рис.1 представлены кривые процесса отжига заряда на ПС на границе раздела SiO₂-Si и заряда в диэлектрике облученных МОП-структур. Как видно, величины плотности

заряда на ПС для обоих типов образцов уменьшаются с ростом температуры и приближаются к своим исходным значениям (см. также данные в табл.1). Однако для образцов “As⁺” это происходит при более высоких температурах отжига по сравнению с образцами “е”. Отметим, что при отжиге изменения плотностей радиационно-индуцированного заряда в диэлектрике для обоих типов образцов существенно отличаются. Если для образцов “е” после отжига при температуре 220°С плотность Q_0 уменьшается и восстанавливается бывшее до облучения состояние, то для образцов “As⁺” заряд в диэлектрике при этой температуре уменьшается частично. Это, по-видимому, связано со структурным различием радиационных дефектов, возникающих на границе раздела Д-П и в диэлектрике при электронном облучении и ионной бомбардировке [9].

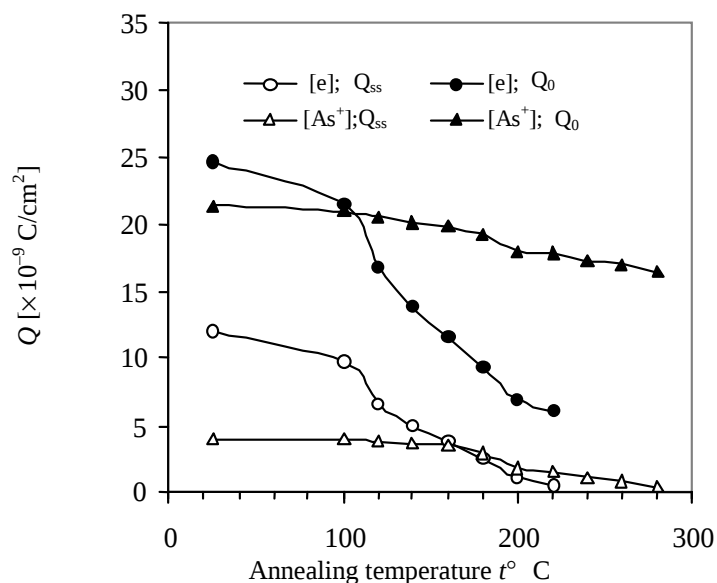


Рис.1. Зависимость плотностей зарядов Q_{ss} на ПС и Q_0 в диэлектрике от температуры изохронного отжига образцов (10 мин), подвергнутых облучению электронами с энергией 50 МэВ ($D = 5 \times 10^{13}$ эл/см²) и ионами мышьяка с энергией 40 кэВ ($D = 10^{-6}$ Кл/см²).

Температурная зависимость среднеквадратичного отклонения σ поверхностного потенциала полупроводника при отжиге облученных образцов представлена на рис.2. Как видно, $\sigma(t)$ тоже значительно отличается для обоих типов образцов. По сравнению с исходным образцом, после отжига наблюдается существенное увеличение σ , т.е. отжиг облученных образцов приводит в значительному увеличению флуктуации поверхностного потенциала полупроводника. Однако в случае образцов “As⁺” увеличение σ значительно больше по сравнению с образцами “е”. Поскольку при отжиге образцов “As⁺” плотность ПС уменьшается до исходного значения и радиационно-индуцированный заряд в диэлектрике уменьшается приблизительно на 15%, то можно предположить, что наблюдаемое значительное увеличение флуктуации поверхностного потенциала полупроводника в этом случае вызвано перераспределением заряда в оксиде кремния. Это явление в образцах, об-

лученных электронами, проявляется значительно слабее.

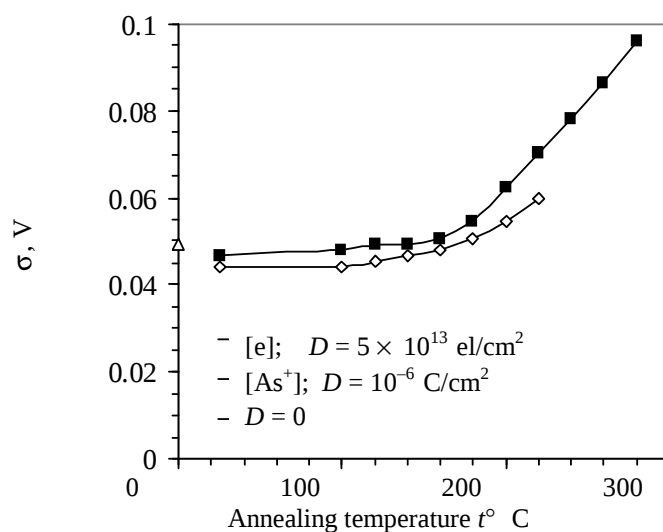


Рис.2. Температурная зависимость среднеквадратичного отклонения поверхностного потенциала полупроводника - при отжиге облученных МОП-структур. Указанная при $t = 0^{\circ}\text{C}$ величина - соответствует необлученному образцу.

Необходимо отметить, что при ионной бомбардировке ионы сами не достигают границы раздела Д-П, так как среднее значение длины проективного пробега ионов мышьяка в окисле кремния около 24 нм, что значительно меньше толщины окисла 90 нм. Тем не менее, в этом случае создаются радиационные поверхностные центры на границе раздела Д-П, и, судя по влиянию процесса отжига на исследованные в работе параметры, можно сказать, что короткопробежные ионы мышьяка в структуре Si-SiO₂ создают радиационные дефекты другой природы. Тот факт, что в этом случае процесс отжига ПС происходит при более высоких температурах, чем при электронном облучении, говорит о том, что дефекты, созданные при ионной бомбардировке имеют более сложную природу и являются продуктами более сильных нарушений границы раздела Д-П структуры SiO₂-Si, чем дефекты, созданные электронным облучением.

Из сравнения плотности ПС, плотностей заряда в диэлектрике и величин флуктуаций поверхностного потенциала полупроводника до облучения и после отжига видно, что (см. табл.1) а) плотность ПС для обоих видов облучения остается почти без изменения; б) плотность заряда в диэлектрике образцов "е" тоже остается без заметного изменения, однако в случае образцов "As" она увеличивается более чем в два раза; в) величины флуктуации поверхностного потенциала полупроводника в обоих случаях значительно увеличиваются.

Эти результаты, в отличие от результатов работы [6], позволяют предположить, что наблюдаемое увеличение флуктуации поверхностного потенциала полупроводника после отжига главным образом вызвано структурными изменениями радиационных дефектов при отжиге МОП-структуры, в результате которого происходит перераспределение заряда в диэлектрике.

4. Заключение

Установлено, что облучение структуры Si-SiO₂ электронами с энергией 50 МэВ и ионами мышьяка с энергией 40 кэВ приводит к небольшому уменьшению флуктуации поверхностного потенциала полупроводника от 0,049 В до 0,044 В и существенному увеличению характеристической площади. Обнаружено, что отжиг образцов, облученных обоими видами радиации, приводит к значительному увеличению флуктуации поверхностного потенциала полупроводника и к сильному уменьшению характеристической площади. При этом в образцах, облученных ионами мышьяка, увеличение флуктуации значительно больше (0,096 В), чем в образцах, облученных электронами (0,06 В), а характеристические площади обоих типов образцов становятся значительно меньше по сравнению с необлученными образцами.

Предполагается, что увеличение флуктуации после отжига в образцах, облученных короткопробежными ионами мышьяка, связано с перераспределением радиационно-индуцированного заряда в оксиде. При отжиге образцов, облученных электронами, это явление проявляется слабо.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.P.Mitchell, D.K.Wilson. Bell System Tech. J., **XLVI**, 1 (1967).
2. Е.Х.Сноу, А.С.Гроуф, Д.Ж.Фитцджеральд. ТИИЭР, **55**, №7, 53 (1967).
3. В.М.Кулаков, Е.А.Ладыгин. Действие проникающей радиации на изделия электронной техники. М., Советское радио, 1980.
4. А.П.Горбань, В.Г.Литовченко, Д.Н.Москаль. УФЖ, **20**, 1212 (1975).
5. В.А.Козлов, В.В.Козловский. ФТП, **35**, 769 (2001).
6. И.В.Антонова, В.А.Стучинский и др. ФТП, **37**, 1341 (2003).
7. Е.Н.Nikollian, A.Goetzberger. Bell System Tech. J., **XLVI**, 1055 (1967).
8. А.Г.Ждан, Н.Ф.Кухарская, Г.В.Чучева. ФТП, **37**, 686 (2003).
9. G.N.Eritsyan, V.N.Mordkovich, A.S.Oganessyan, A.A.Sahakyan. Crystal Lattice Defects and Amorphous Materials, **14**, 256 (1987).
10. Г.Н.Ерицян, А.С.Оганесян, А.А.Саакян. Препринт ЕрФИ-447(54)-80, Ереван, 1980.
11. С.М.Зи. Физика полупроводниковых приборов. М., Энергия, 1973.
12. J.J.Simonpe. Solid-State Electronics, **16**, 121 (1973).
13. Г.Н.Ерицян, Р.А.Мелконян, А.А.Саакян и др. В сб. "Радиационные дефекты в полупроводниках". Минск, изд. БГУ, 1972, с.52.
14. P.S.Winokur, L.M.McGarrity, H.E.Boesch. IEEE Trans. Nucl. Sc., **NS-23**, 1580 (1976).
15. Э.Н.Вологдин, Г.А.Жукова, В.Н.Мордкович. ФТП, **7**, 835 (1978).

ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒԹԱՅԻՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ
ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՅԻԱՆ Si-SiO₂ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ
ՃԱՌԱԳԱՅԹԱՀԱՐՈՒՄԻՑ ԵՎ ԹՐՕՈՒՄԻՑ ՀԵՏՈ

Ա.Ա. ՄԱՀԱԿՅԱՆ

Մակերևութային մակարդակների պարամետրերի չափման մեթոդով SiO₂-Si կառուցվածքներում ուսումնասիրված է կիսահաղորդչի մակերևութային պոտենցիալի ֆլուկտուացիան տարբեր տեսակի բարձր էներգիայով օժտված մասնիկներով ճառագայթահարումից (50 ՄԷՎ էներգիայով էլեկտրոններ և 40 կԷՎ էներգիայով արսենի իոններ) և թրծումից հետո: Հաստատված է, որ ճառագայթահարումից հետո կիսահաղորդչի մակերևութային պոտենցիալի ֆլուկտուացիան թույլ նվազում է 0.049 Վ-ից մինչև 0.044 Վ, իսկ թրծումից հետո դիտվում է դրա նշանակալի աճ: Ընդ որում արսենի իոններով ճառագայթահարված նմուշներում ֆլուկտուացիայի աճը զգալի մեծ է (0.096 Վ) քան էլեկտրոններով ճառագայթահարված նմուշներում (0.06 Վ):

FLUCTUATION OF THE SEMICONDUCTOR SURFACE POTENTIAL
IN Si-SiO₂ STRUCTURE AFTER IRRADIATION
AND SUBSEQUENT ANNEALING

A.A. SAHAKYAN

Fluctuations of the semiconductor surface potential in a Si-SiO₂ structure induced by irradiations with various high-energy particles (electrons with the 50 MeV energy and arsenic ions with the 40 keV energy) and by the subsequent annealing are investigated by measurements of semiconductor interface state parameters. It is established that the fluctuation of the semiconductor surface potential after irradiation weakly decreases from 0.049 V to 0.044 V and a noticeable increase is observed after annealing. For the samples irradiated by arsenic ions the increase in the fluctuation is much more (0.096 V) than that for the electron-irradiated samples (0.06 V).

УДК 550.388.2

**СООТНОШЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН МЕЖДУ
СЛОЯМИ В ПОЛНОЙ МОДЕЛИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО
ПРОСТРАНСТВА
И ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ИХ АНАЛИТИЧЕСКИХ
РЕШЕНИЙ В КАЖДОМ СЛОЕ**

Ю.С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 5 июля 2007 г.)

В работе показано, что аналитическое решение задачи "атмосферного динамо" во всем объеме и граничные условия между слоями выбранной модели околоземного космического пространства однозначным образом определяют электродинамическое состояние всей системы. Приведены численные значения решений задачи для каждого из слоев.

Ионосфера – это область неоднородной слабоионизованной плазмы, которая содержит свободные электроны в таком количестве, что воздействует на распространение радиоволн. Современная наука подразделяет ионосферу от поверхности Земли на слои D, E, F₁, F₂, имеющие небольшие (по сравнению с главным) максимумы в распределении электронной концентрации и различные толщины, в которых происходят специфические для каждой области физико-химические и динамические процессы [1-4].

В работе [5] для околоземного пространства от поверхности Земли до внешней границы магнитосферы изучена задача "атмосферного динамо", связанного с мелкомасштабным движением нейтрального газа в ионосфере. Причем околоземное пространство от поверхности Земли представлено в виде слоев нейтральной атмосферы, которая снизу замкнута бесконечно проводящей Землей, E и F₁, F₂ областей ионосферы, и идеально проводящей магнитосферы. Слой D отсутствует из-за низкой концентрации в нем заряженных частиц и малости его толщины по сравнению с характерными размерами задачи (~200 км). Как известно, Земля и ее газовая оболочка – вплоть до внешней границы магнитосферы – пронизаны магнитным полем Земли и обладают хорошей проводимостью. Поэтому в физическом отношении они составляют одно целое и проявляют себя как единая электродинамическая система. Отсюда следует, что любые горизонтальные (перпендикулярные магнитному полю Земли) движения в ионосфере путем механизма динамо приведут к возникновению электрических полей и токов, текущих по электропроводным слоям системы.

В ионосфере вследствие различной освещенности температура на дневной стороне

несколько выше, чем на ночной, и поэтому существует градиент давления, перпендикулярный силе тяжести. При наличии вращения Земли это приводит к появлению стационарных потоков, параллельных земной поверхности. К такому роду движения относятся образования типа бенаровских ячеек. Сила трения между движением газа, состоящим из нейтральных частиц и ионами и электронами в магнитном поле Земли вызывает электрические токи.

Экспериментально были обнаружены восходящие электрические токи с характерным пространственным размером $\sim 200\text{--}300$ км [6]. Естественно связать их появление с действием динамо-механизма в ячейках соответствующих размеров. Через плазму магнитосферы осуществляется электродинамическая связь между ионосферой южного и северного полушарий, поэтому следует рассматривать самосогласованную задачу для всей длины силовой линии магнитного поля Земли, пронизывающей ионосферу и магнитосферу. Малость характерного размера изучаемого явления ($\sim 200\text{--}300$ км) по сравнению с радиусом Земли позволяет применить плоскую геометрическую модель.

Теоретический анализ задачи [5] на ионосферных и магнитосферных высотах проведен методом квази- и магнитогидродинамического приближения, рассмотрением систем уравнений переноса количества движения для трех компонент – ионов, электронов и нейтральных частиц, а также ионизационно-рекомбинационных и диффузионных процессов. Произвольные мелкомасштабные движения нейтрального газа в ионосфере в сопряженных точках магнитной силовой линии северного и южного полушарий разлагаются на антисимметричные и симметричные. Иными словами, ячейка, проходящая через электропроводную часть системы, рассматривается как жидкий многослойный униполярный индуктор, состоящий из слоев E , F_1 , F_2 и магнитосферы, когда его наружные слои вращаются в противоположном и одинаковом направлении. В такой постановке задачи аналитические решения электродинамических величин работы [5] приведены ниже в соотношениях граничных значений между слоями системы.

В настоящей работе приводятся граничные условия для соответствующих физических величин между слоями рассмотренной уже задачи [5] и дается их физическое обоснование. Показано, что соотношения граничных значений электродинамических величин составляют полную систему линейных алгебраических уравнений относительно произвольных постоянных, заключенных в их аналитических решениях, полученных в каждом из слоев указанной задачи.

Известно, что магнитная гидродинамика выходит за пределы обычной гидродинамики, вследствие "действия на расстоянии", имеющего место в электромагнитных явлениях. Следовательно, нельзя просто ограничиться рассмотрением области проводящей жидкости; нужно учитывать также условия в остальной части пространства. Отсюда понятно, что в магнитной гидродинамике возникает трудность в связи с внешними и граничными условиями для интересующих нас переменных величин и их производных на границах областей, занятых жидкостью, на поверхностях раздела между областями и вне проводящей области. Каждое уравнение порождает соответствующее условие, поэтому практически невозможно дать полный путеводитель по тому, какие граничные условия требуются для каждой мыслимой задачи магнитной гидродинамики. При решении каждой задачи исследо-

ватель должен самостоятельно установить – сколько требуется граничных условий и какими должны быть необходимые и достаточные граничные условия. Обычно хорошо продуманная и реалистично поставленная задача достигает цели. Придерживаясь таких правил, в работах [5-7] установлены граничные условия для физических величин, которые однозначным образом определяют поставленную задачу. Однако мы не будем для их обоснования еще раз вдаваться в подробности физических рассуждений. Здесь будут приведены только граничные условия для соответствующих физических величин между слоями для рисунка, представленного в работе [5], в полной модели околоземного космического пространства. Причем граничные условия будут представлены как для случая антивращения, так и ковращения [6].

Случай антивращения. Когда движение нейтрального газа в сопряженных точках северного и южного полушарий противоположно, для потенциала электрического поля Ψ имеем следующие граничные условия: $f_1^{F_2} = 0$ при $z = \pm(d - a - l - p)$ на границе слоя F_2 и магнитосферы, $f_1^{F_2} = f_1^{F_1}$ при $z = \pm(d - a - l)$ на границе слоев F_2 и F_1 , $f_1^{F_1} = f_1^E$ при $z = \pm(d - a)$ на границе слоев F_1 и E , $f_1^E = f_1^a$ при $z = \pm d$ на границе слоя E и нейтральной атмосферы и $f_1^a = 0$ при $z = \pm(d + f)$ на границе нейтральной атмосферы и в приближении с бесконечной проводимостью Земли. Для электрического тока j имеем следующие граничные условия: $j_z^{F_2} = j_z^M$ при $z = \pm(d - a - l - p)$ на границе слоя F_2 и магнитосферы, причем ток в магнитосфере направлен по магнитному полю Земли, постоянен и равен значению $j_z^{F_2}$ на границе [6], $j_z^{F_2} = j_z^{F_1}$ при $z = \pm(d - a - l)$ на границе слоев F_2 и F_1 , $j_z^{F_1} = j_z^E$ при $z = \pm(d - a)$ на границе слоев F_1 и E , $j_z^E = j_z^a = 0$ при $z = \pm d$ на границе слоя E и нейтральной атмосферы.

Случай ковращения. Когда движение нейтрального газа в сопряженных точках северного и южного полушарий одинаково, граничные условия те же что и для случая антивращения, за исключением условия $j_z^{F_2} = 0$ при $z = \pm(d - a - l - p)$ на границе слоя F_2 и магнитосферы, т.е. ток через магнитосферу отсутствует.

Подставляя в эти соотношения граничные значения физических величин, аналитические решения для электрических полей и токов, найденные в каждом из слоев рассматриваемой задачи [5], для случая антивращения получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} f_1^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} &= \alpha_1 \left[A\bar{\beta}_1(t) + B\bar{\beta}_2(t) + C_1\bar{\beta}_3(t) + C_2\bar{\beta}_4(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0, \\ f_{1a.o.}^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} &= \alpha_1 \left[A\bar{\beta}_1(t) + B\bar{\beta}_2(t) + C_1\bar{\beta}_3(t) + C_2\bar{\beta}_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0, \\ j_{za.o.}^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} &= eN_0 \left[A\bar{G}_1(t) + B\bar{G}_2(t) + C_1\bar{G}_3(t) + C_2\bar{G}_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0 \end{aligned} \quad (1)$$

на границе слоя F_2 и магнитосферы – областей слабоионизованного газа, где в фотохимических процессах преобладают ионно-молекулярные реакции, а в распределении заряженных частиц играет роль также амбиполярная диффузия, и бесконечно проводящей плазмы;

$$\begin{aligned}
f_1^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} &= \alpha_1 \left[A\bar{\beta}_1(t) + B\bar{\beta}_2(t) + C_1\bar{\beta}_3(t) + C_2\bar{\beta}_4(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = f_1^{F_1} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = \\
&= \alpha_1 \left[C_3\beta_5(t) + C_4\beta_6(t) + C_5\beta_7(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a-l)}, \\
f_{1a.o.}^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} &= \alpha_1 \left[A\bar{\bar{\beta}}_1(t) + B\bar{\bar{\beta}}_2(t) + C_1\bar{\bar{\beta}}_3(t) + C_2\bar{\bar{\beta}}_4(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = 0, \quad (2) \\
j_z^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} &= eN_0 \left[A\bar{G}_1(t) + B\bar{G}_2(t) + C_1\bar{G}_3(t) + C_2\bar{G}_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = j_z^{F_1} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = \\
&= eN_0 \left[C_3G_5(t) + C_4G_6(t) + C_5G_7(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l)}, \\
j_{za.o.}^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} &= eN_0 \left[A\bar{\bar{G}}_1(t) + B\bar{\bar{G}}_2(t) + C_1\bar{\bar{G}}_3(t) + C_2\bar{\bar{G}}_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = 0
\end{aligned}$$

на границе слоев F1 и F2 – областей слабоионизованного газа, где фотохимические процессы образования и уничтожения ионов и электронов почти совпадают (за исключением амбиполярной диффузии, которая в слое F1 отсутствует);

$$\begin{aligned}
f_1^{F_1} \Big|_{z=\pm(d-a)} &= \alpha_1 \left[C_3\beta_5(t) + C_4\beta_6(t) + C_5\beta_7(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a)} = f_1^E \Big|_{z=\pm(d-a)} = \\
&= \alpha_{10}\beta_8(t) \left[C_6\beta_9(t) + C_7\beta_{10}(t) + C_8\beta_{11}(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm(d-a)}, \quad (3) \\
j_z^{F_1} \Big|_{z=\pm(d-a)} &= eN_0 \left[C_3G_5(t) + C_4G_6(t) + C_5G_7(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a)} = j_z^E \Big|_{z=\pm(d-a)} = \\
&= eN_0 \left[C_6G_8(t) + C_7G_9(t) + C_8G_{10}(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a)}
\end{aligned}$$

на границе слоев E и F1 – областей слабоионизованного газа, где в фотохимии заряженных частиц преобладают, соответственно, процессы диссоциативной рекомбинации и ионно-молекулярные реакции;

$$\begin{aligned}
f_1^E \Big|_{z=\pm d} &= \alpha_{10}\beta_8(t) \left[C_6\beta_9(t) + C_7\beta_{10}(t) + C_8\beta_{11}(t) \right] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm d} = \\
&= f_1^a \Big|_{z=\pm d} = 2C_9\text{shk}(d + f - |z|) \Big|_{z=\pm d}, \\
j_z^E \Big|_{z=\pm d} &= eN_0 \left[C_6G_8(t) + C_7G_9(t) + C_8G_{10}(t) \right] \Big|_{z=\pm d} = j_z^a \Big|_{z=\pm d} = 0 \quad (4)
\end{aligned}$$

на границе слоев нейтральной атмосферы и слоя E – областей, где, соответственно, отсутствуют заряженные частицы и превалируют процессы диссоциативной рекомбинации;

$$f_1^a \Big|_{z=\pm(d+f)} = 2C_9\text{shk}(d + f - |z|) \Big|_{z=\pm(d+f)} = 0, \quad j_z^a \Big|_{z=\pm(d+f)} = 0 \quad (5)$$

на границе Земли и нейтральной атмосферы – областей с бесконечной электропроводностью и нейтральным газом. Для случая ковращения первое уравнение системы (1), $f_1^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0$, заменяется уравнением

$$j_1^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = eN_0 \left[AG_1(t) + BG_2(t) + C_1G_3(t) + C_2G_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0.$$

Здесь $f_1^{F_2}, j_z^{F_2}$ и $f_{1a.o.}^{F_2}, j_{za.o.}^{F_2}$ – выделенные части электрических полей и токов в слое F_2 , которые ответственны, соответственно, за фотохимию, движение ветров и амбиполярную диффузию в ионосфере, $A, B, C_1, \dots, {}_9$ – произвольные постоянные, $\beta_1, \dots, {}_{11}(t)$ и $G_1, \dots, {}_{10}(t)$ – известные функции от $t = e^{-2(d+f-|z|)/Hn}$, заключенные в аналитических решениях задачи [5]. $({}_1, \dots, {}_9$ – постоянные, определяющие учет процессов амбиполярной диффузии, состоящие из регулярных физических параметров структуры околоземного космического пространства и имеющие следующий вид:

$$\begin{aligned}\alpha_1 &= \frac{H}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{\lambda_{i0} \lambda_{e0}}{(\lambda_{i0}^2 - \lambda_{e0}^2)}, \quad \alpha_2 = -\frac{7}{4} \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} g(\omega_e m_i + \omega_i m_e) + \left(-\frac{7}{4} \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \right) \frac{5}{Hn} \times \\ &\quad \times (kT_i \lambda_{e0} \gamma_{e0} + kT_e \lambda_{i0} \gamma_{i0}), \\ \alpha_3 &= a_r N n^{(0)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}) + k_0^2 \left(\frac{kT_i \lambda_{e0}}{\gamma_{i0} \lambda_{i0}^2} \right) + k_0^2 \left(\frac{kT_e \lambda_{i0}}{\gamma_{e0} \lambda_{e0}^2} \right), \\ \alpha_4 &= \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} g(\omega_e m_i + \omega_i m_e) + \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \frac{8}{Hn} (kT_i \lambda_{e0} \gamma_{e0} + kT_e \lambda_{i0} \gamma_{i0}), \quad (6) \\ \alpha_5 &= -\frac{4}{Hn^2} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} (kT_i \lambda_{e0} \gamma_{e0} + kT_e \lambda_{i0} \gamma_{i0}), \\ \alpha_6 &= \frac{H}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2}, \quad \alpha_7 = -\frac{7}{4} \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \frac{1}{m_e} g(\omega_e + \omega_i), \\ \alpha_8 &= a_r N n^{(o)} (\lambda_{i0} + \lambda_{e0}), \quad \alpha_9 = \frac{1}{Hn} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} \frac{1}{m_e} g(\omega_e + \omega_i),\end{aligned}$$

причем $\alpha_1, \dots, {}_9$ входят в $\beta_1, \dots, {}_{11}(t)$ и $G_1, \dots, {}_{10}(t)$ линейным образом. Обозначения физических параметров те же, что и в работе [5]. Отсюда следует, что $\beta_1, \dots, {}_{11}(t)$ и $G_1, \dots, {}_{10}(t)$ с учетом (6) можно представить в виде суммы слагаемых $\beta_1, \dots, {}_{11}(t) = \bar{\beta}_1, \dots, {}_{11}(t) + \bar{\bar{\beta}}_1, \dots, {}_{11}(t)$ и $G_1, \dots, {}_{10}(t) = \bar{G}_1, \dots, {}_{10}(t) + \bar{\bar{G}}_1, \dots, {}_{10}(t)$, причем каждая пара $\bar{\beta}_i(t), \bar{\bar{\beta}}_i(t)$ и $\bar{G}_i(t), \bar{\bar{G}}_i(t)$ содержит соответственно члены, характеризующие фотохимию, движение ветров и амбиполярную диффузию в ионосфере. Именно такой смысл имеют $\bar{\beta}_i(t), \bar{\bar{\beta}}_i(t)$ и $\bar{G}_i(t), \bar{\bar{G}}_i(t)$ в системе уравнений (1), (2).

Как видно, уравнения (1), (2), (3), (4) составляют полную систему линейных алгебраических уравнений относительно постоянных $A, B, C_1, \dots, {}_9$, заключенных в аналитических решениях задачи [5]. Это означает, что поставленная задача [5] в приближении бесконечно проводящей Земли, во взаимосвязи разных физических процессов в каждом из слоев, определяется однозначным образом. Здесь надо отметить, что эти уравнения составлены с учетом условия обращения в нуль потенциала электрических полей и нормальной составляющей токов, обусловленных амбиполярной диффузией, на границах слоя F_2 ионосферы с магнитосферой и слоем F_1 , а также линейности задачи – путем разделения потенциала электрических полей и токов на члены, ответственные за фотохимию, движение нейтрального газа и амбиполярную диффузию.

В настоящей работе приводятся численные значения электромагнитных величин,

рассчитанных в работе [5], при следующих реальных параметрах: расстояние по силовой линии магнитного поля Земли между сопряженными точками на широтах 65° $d = 4(10^4 \text{ км})$; высота нейтральной атмосферы от поверхности Земли $f = 100 \text{ км}$; толщина Е-слоя $a = 40 \text{ км}$; толщина F₁-слоя $l = 60 \text{ км}$ (занимает область от 140 до 200 км). На высотах от 200 км до условно принятой нами высоты 400 км простирается F₂-слой, с параметром толщины $p = 200 \text{ км}$. Ионная и нейтральная компоненты в слоях Е и F, соответственно, состоят из O_2^+ , O_2 и O^+ , O .

Значения температуры нейтралов T_n в Е- и F-слоях приняты, соответственно, равными 300 К и 1000 К, а температура ионов/электронов в F₂-слое $T_{i,e} = 1000 \text{ К}$. Высота однородной атмосферы $H_n = 8 \times 10^5 \text{ см}$ в Е-слое и $H_n = 8 \times 10^6 \text{ см}$ в F-слое. Коэффициент рекомбинации положительных ионов и электронов в Е-слое $\alpha = 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек}$; коэффициент уничтожения заряженных частиц в F₁- и F₂-слоях принят равным $a_r = 10^{-13} \text{ см}^3/\text{сек}$, чепменовское распределение скорости ионизации $q_0 = 10^2 \text{ см}^{-3}/\text{сек}$. Концентрация нейтральных и заряженных частиц на начальных условных высотах принята рав-

ной $N_n = 10^{12} \text{ ат/см}^3$ и $N_0 = 10^5 \text{ ат/см}^3$ в Е-слое и $N_n = 4 \times 10^{10} \text{ ат/см}^3$ и $N_0 = 4 \times 10^5 \text{ ат/см}^3$ в F-слое. Частоты столкновений ионов и электронов с нейтральными частицами на тех же высотах имеет значения $y_{i0} = 10^4 \text{ сек}^{-1}$, $y_{e0} = 3 \times 10^4 \text{ сек}^{-1}$ в Е-слое и $y_{i0} = 2 \times 10^3 \text{ сек}^{-1}$, $y_{e0} = 10^4 \text{ сек}^{-1}$ в F-слое. Амплитуда скорости ветра $u_0/k_{1,2} = 200 \text{ м/сек}$, размер ячейки $2\pi/k_{1,2} = 200 \text{ км}$.

Далее, аппроксимируя экспериментальную кривую для концентраций заряженных частиц (взятую из [4]) формулой $N_{i,e} = N_0 \exp(z/H_m)$, можно найти для антивращения следующие значения вариации электрических и магнитных полей, а также возникающих возмущений плотности заряженных частиц и токов в различных слоях предложенной модели околоземного космического пространства при напряженности магнитного поля на поверхности Земли $H = 1/2 \text{ Гс}$:

$$\begin{array}{lll} E_x^E \approx 5 \times 10^{-7} \text{ В/см}, & E_y^E \approx 3.4 \times 10^{-7} \text{ В/см}, & E_z^E \approx 2 \times 10^{-8} \text{ В/см}, \\ E_x^{F_1} \approx 10^{-8} \text{ В/см}, & E_y^{F_1} \approx 3 \times 10^{-8} \text{ В/см}, & E_z^{F_1} \approx 4 \times 10^{-9} \text{ В/см}, \\ E_x^{F_2} \approx 7 \times 10^{-8} \text{ В/см}, & E_y^{F_2} \approx 10^{-8} \text{ В/см}, & E_z^{F_2} \approx 3 \times 10^{-9} \text{ В/см}, \\ j_x^E \approx 5 \times 10^{-10} \text{ А/см}^2, & j_y^E \approx 4 \times 10^{-10} \text{ А/см}^2, & j_z^E \approx 5 \times 10^{-11} \text{ А/см}^2, \\ j_x^{F_1} \approx 3 \times 10^{-9} \text{ А/см}^2, & j_y^{F_1} \approx 5 \times 10^{-10} \text{ А/см}^2, & j_z^{F_1} \approx 10^{-10} \text{ А/см}^2, \\ j_x^{F_2} \approx 10^{-10} \text{ А/см}^2, & j_y^{F_2} \approx 4 \times 10^{-10} \text{ А/см}^2, & j_z^{F_2} \approx 10^{-9} \text{ А/см}^2, \end{array}$$

а также

$$n_{e,i}^{F_1} \approx 4 \times 10^2 \text{ см}^{-3}, \quad n_{e,i}^{F_2} \approx 3 \times 10^2 \text{ см}^{-3}; \quad h_{x,y}^E \approx 40\gamma, \quad h_z^E \approx 20\gamma, \quad h_{x,y}^{F_{1,2}} \approx 2\gamma, \quad h_z^{F_2} \approx 0,8\gamma.$$

Напомним, что индексы Е и F_{1,2} относятся к соответствующим слоям ионосферы.

Отсюда видно, что в высоких широтах, где магнитные силовые линии вертикальны, а ионосферные слои тесно связаны, горизонтальные поля E_x и E_y почти не зависят от координаты z . С другой стороны, горизонтальные токи j_x и j_y уменьшаются с высотой в

соответствии с уменьшением проводимостей Педерсена и Холла, σ_P и σ_H , обусловленным изменением с высотой частоты столкновений электронов и ионов с нейтралами. Поэтому горизонтальные токи в ионосфере протекают главным образом в ее нижних слоях, что подтверждается численными расчетами. Кроме того, имеется и значительный вертикальный ток j_z , который все же меньше токов j_x и j_y . Действительно, большая проводимость вдоль вертикальных линий магнитного поля Земли приводит почти к выравниванию электрических потенциалов в сопряженных точках северного и южного полушарий, в результате чего уменьшается напряженность поля E_z по сравнению с E_x и E_y . Оказалось также, что эти токи могут существенно изменить распределение концентрации электронов в верхних слоях ионосферы. Это подтверждается и численными расчетами, которые качественно согласуются с ожидаемыми результатами.

При тех же параметрах в условиях ковращения возникают поля, токи и возмущения концентраций, намного меньшие приведенных выше значений для антивращения.

Полученные результаты могут быть использованы при интерпретации данных радарных и спутниковых измерений электрических и магнитных полей и токов в магнитосфере и ионосфере Земли, а возмущения плотности – при долгосрочном прогнозировании космической радиосвязи. Учет мелкомасштабных вихревых движений нейтрального газа, по-видимому, может объяснить нерегулярное и асимметричное поведение токовых S_f -систем, наблюдаемое в северном и южном полушариях, а также возмущения плотности заряженных частиц в верхних слоях ионосферы. Однако следует заметить, что расчеты проведены нами на основе усредненных по высоте параметров ионосферы, взятых из работы [4]. Поэтому при количественной оценке результатов следует ограничиваться лишь порядком их величин.

Понятно, что условие идеальной проводимости Земли на границе с нейтральной атмосферой значительно упрощает задачу. Однако при этом исследуемая электродинамическая система оказывается экранированной от внешних воздействий, что не позволяет определить магнитные поля вне этой системы, что иногда бывает необходимо.

ЛИТЕРАТУРА

1. **З.Бауэр**. Физика планетных ионосфер. М., Мир, 1976.
2. Космическая геофизика (под ред. Б.Е.Брюнелли, Я.И.Фельдштейна, В.П.Шабанского). М., Мир, 1976.
3. **С.И.Акасофу, С.Чепмен**. Солнечно-земная физика. М., Мир, 1974.
4. Околоземное космическое пространство (под ред. В.П.Шабанского). М., Мир, 1965.
5. **Ю.С.Варданян**. Изв. НАН Армении, Физика, **27**, 163 (1992).
6. **Л.М.Алексеева, Ю.С.Варданян, Б.А.Тверской**. Геомагнетизм и аэрономия АН СССР, **9**, 437 (1969).
7. **Ю.С.Варданян**. Геомагнетизм и аэрономия АН СССР, **17**, 1012 (1977).
8. **Ю.С.Варданян**. Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 261 (1995).

ՄԻՋԵՐԿՐՅԱ ՏԻԵՋԵՐԱԿԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒԹՅԱՆ ԼՐԻՎ ՄՈՂԵԼԻ ՇԵՐՏԵՐԻ ՄԻՋԵՎ
ԱՌԿԱ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՄԵԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԵԶՐԱՅԻՆ ԱՐԺԵՔՆԵՐԻ
ՀԱՐԱՔԵՐԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ ԴՐԱՆՅ ԱՆԱԼԻՏԻԿ ԼՈՒԾՄԱՆ
ԹՎԱՅԻՆ ԱՐԺԵՔՆԵՐԸ ՅՈՒՐԱՔԱՆՉՅՈՒՐ ՇԵՐՏԻ ՀԱՄԱՐ

Յ.Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ “մթնոլորտային դինամոյի” խնդրի անալիտիկ լուծումն ամբողջ ծավալում և մերձերկրյա տիեզերական տարածության համար ընտրված մոդելի շերտերի միջև ընկած եզրային պայմանները միարժեքորեն որոշում են ամբողջ համակարգի էլեկտրադինամիկ վիճակը: Շերտերից յուրաքանչյուրի համար բերված են խնդրի լուծման թվային արժեքները:

RELATIONS BETWEEN THE VALUES OF INTER-LAYER PHYSICAL QUANTITIES IN A
COMPLETE MODEL OF EXTRA-TERRESTRIAL
COSMIC SPACE AND NUMERICAL VALUES OF THEIR
ANALYTICAL SOLUTIONS IN EACH LAYER

Yu. S. VARDANYAN

It is shown that in our model of layered Earth-surrounding cosmic space, the analytical solutions of the “atmospheric dynamo” problem in the entire volume and the boundary conditions between the layers uniquely determine the electrodynamic state of the system. Numerical solutions for each layer are given.

УДК 539.27

ЭЛЕКТРОННО-МИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕПНЫХ АГРЕГАТОВ НАНОЧАСТИЦ MoO_3

Р.К. КАРАХАНИЯН¹, Р.Т. МАЛХАСЯН²

¹ Ереванский государственный университет

² Научно-производственное предприятие “Наноаморфная технология”

(Поступила в редакцию 1 июня 2007 г.)

Получены цепные агрегаты наночастиц MoO_3 и выявлены их полимероподобные свойства. Цепные агрегаты наночастиц MoO_3 , как и полимеры, образуют параллельные укладки, клубки, демонстрируют переход клубок–спираль, броуновское движение и высокую гибкость.

Исследования наноразмерных структур, вследствие их уникальных размерно-обусловленных свойств, приобретают все большее значение [1-3]. Одной из основных задач нанотехнологии является развитие методов получения длинных цепных агрегатов наночастиц (ЦАН) различных неорганических материалов [4]. Ранее в [5] нами, в обработанных в соответствии с [6] колебательно-возбужденными неравновесными молекулами водорода наноразмерных кристаллических порошках MoO_3 , были впервые получены длинные двойные линейные ЦАН этого вещества. Если учесть, что цепным строением обладают и полимеры, то естественно ожидать определенного подобия свойств ЦАН MoO_3 и полимеров. При этом, если полимеры являются совокупностью последовательностей взаимодействующих друг с другом мономерных единиц, то в ЦАН роль таких единиц играют наночастицы MoO_3 , состоящие из множества молекул.

Целью данной работы было обнаружение и изучение полимеро-подобных свойств ЦАН MoO_3 методами электронной микроскопии. Исследования проводились на просвечивающем электронном микроскопе TESLA BS-500 при ускоряющем напряжении 90 кВ. Для приготовления образцов одна-две капли суспензии обработанных молекулами водорода наноразмерного кристаллического порошка MoO_3 в гексане наносились на стандартные медные сетки американской фирмы TED.PELLA INC.

Электронно-микроскопические исследования впервые выявили в этих образцах одинарные ЦАН MoO_3 , образующие параллельную укладку (рис.1). Если учесть, что двойным ЦАН MoO_3 также свойственна параллельная укладка, что нами ранее было найдено в [6], то можно заключить, что у ЦАН MoO_3 также имеется тенденция к параллельной укладке, т.е. они, подобно полимерам, обладают «линейной памятью» [7]. Как и в полимерах, наночастицы MoO_3 , принадлежащие данной цепи, значительно ближе друг к другу и взаимодействуют

гораздо сильнее, чем соседние наночастицы, принадлежащие различным цепям.

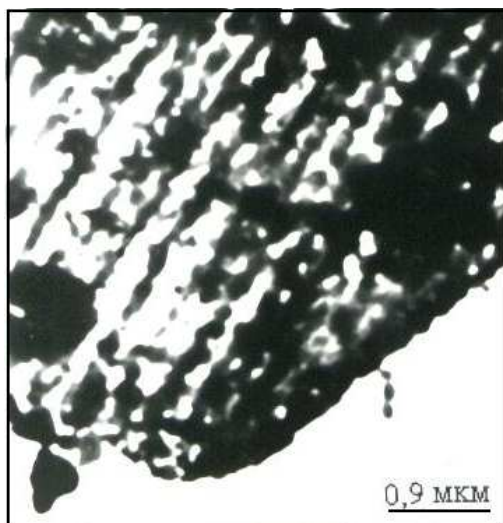


Рис.1 Одинарные цепные агрегаты наночастиц MoO_3 .

Двойные и одинарные линейные цепи состоят из наночастиц MoO_3 диаметром, соответственно, около 20 и 70 нм. Длина двойных цепей доходит до 30 мкм, а одинарных – до 12 мкм, что отвечает по порядку типичной длине полимерных молекул. Отметим, что двойные цепи образованы из более мелких наночастиц, чем одинарные, а их длина больше длины одинарных цепей.

Аналогично поворотно-изомерному строению полимеров [8-10], т.е. существованию дискретного набора конформаций мономерных единиц, ЦАН MoO_3 состоит из наночастиц с различными кристаллографическими ориентациями, о чем ясно свидетельствуют дифракционные кольца на их электронограммах (рис.2). Иными словами, если в полимерах имеет место принцип свободного внутреннего вращения частей молекулы вокруг единичных связей, то в ЦАН MoO_3 имеет место свободное вращение наночастиц друг относительно друга, чем и обусловлено образование дифракционных колец на электронограмме.

Подобно полимерам, одинарные ЦАН образуют клубки. На рис.3 приведена электронная микрофотография клубков ЦАН MoO_3 с минимальным размером наночастиц около 80 нм. Для макромолекул биополимеров известен переход из спирального (упорядоченного) состояния в клубкообразное (неупорядоченное) состояние, т.е. переход спираль–клубок, сопровождаемый увеличением энтропии системы [8-10]. Для одинарных ЦАН MoO_3 нами обнаружен переход клубок–спираль под воздействием электронного облучения, т.е. когда система ЦАН не замкнута и возможно уменьшение энтропии. Если под некоторой частью клубка не оказывалось углеродной подложки (например, из-за ее разрыва), то при повышении тока электронного пучка (до 30 мкА) свернутые в клубок ЦАН MoO_3 разворачиваются, они вытягиваются, происходит переход клубок–спираль. Если учесть, что MoO_3 является диэлектриком, то электронное облучение приводит к электризации наночастиц в клубках и вследствие взаимного кулоновского отталкивания наночастиц происходит

переход клубок–спираль. Вместе с тем, электрический заряд наночастиц MoO_3 настолько мал, что не влияет на качество электронно-микроскопических картин. Следует отметить, что при наличии углеродной подложки перехода клубок–спираль не происходит, что обусловлено как отводом электрического заряда через проводящую углеродную подложку, так и силами сцепления между наночастицами и подложкой, препятствующими вытягиванию клубков.

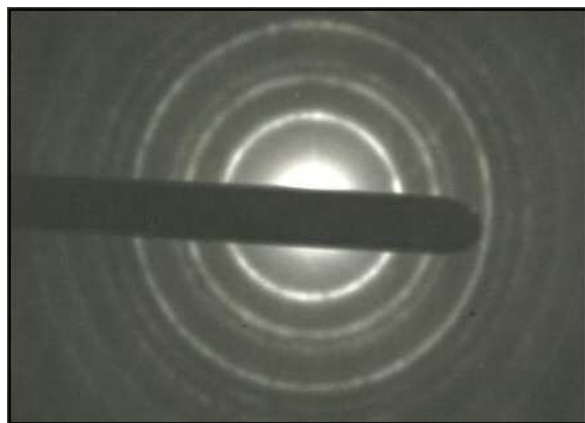


Рис.2 Электронограмма цепных агрегатов наночастиц MoO_3 .

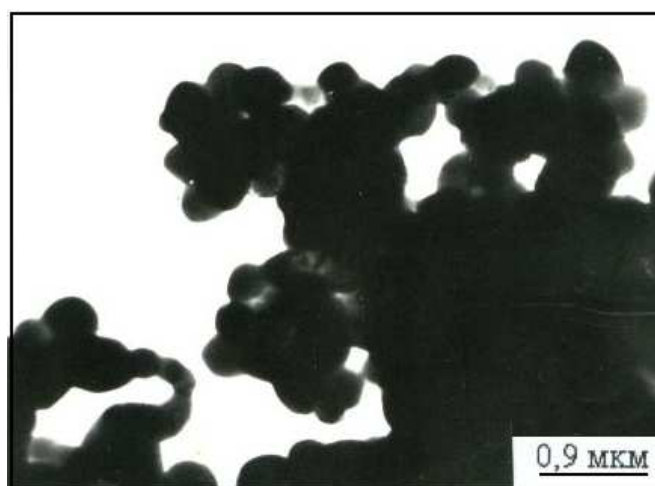


Рис.3 Клубки цепных агрегатов наночастиц MoO_3 .

В процессе перехода клубок-спираль наблюдается интенсивное броуновское движение одинарных ЦАН, присущее и молекулярным полимерам [8-10]. Броуновское движение ЦАН MoO_3 происходит до достижения ими некоторого равновесного состояния, когда дальнейшее электронное облучение не оказывает никакого влияния на ЦАН. При броуновском движении ЦАН MoO_3 принимают самые различные конфигурации и, следовательно, подобно полимерам, обладают высокой эластичностью.

Таким образом, ЦАН MoO_3 , полученные из обработанных колебательно-возбужденными неравновесными молекулами водорода наноразмерных кристаллических порошков этого вещества, обладают целым рядом полимероподобных свойств.

ЛИТЕРАТУРА

1. G.A. De Vries, M.Brunnbauer, Y.Hu, et al. Science, **315**, 358 (2007).
2. G.S.Hadjarypanais, R.W.Siegal. Nanophase materials. Kluwer Academic Publishers, Hague, 1994.
3. S.M.Proker, K.L.Wang. MRS Bulletin, **24**, 13 (1999).
4. S.K.Friedlander. Journal of Nanoparticles Research, **1**, 9 (1999).
5. Р.Т.Малхасян, Р.К.Караханян, М.Н.Назарян, Ч.Санг. Кристаллография, **48**, 554 (2003).
6. R.T.Malkhasyan. Metastable Phase and Microstructures. MRS Symposium Proc., Boston, USA, **400**, 77 (1995).
7. И.М.Лифшиц, А.Ю.Гросберг, А.Р.Хохлов. УФН, **127**, 353 (1979).
8. М.В.Волькенштейн. Конфигурационная статистика полимерных цепей. М.-Л., изд. АН СССР, 1959.
9. Т.М.Бирштейн, О.Б.Птицын. Конформации макромолекул. М., Наука, 1964.
10. В.Г.Дашевский. Конформационный анализ макромолекул. М., Наука, 1987.

MoO_3 ՆԱՆՈՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՇՂԹԱՅԱԿԱՆ ԱԳՐԵԳԱՏՆԵՐԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿԱՅԻՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ռ.Կ. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ, Ռ.Տ. ՄԱԼԽԱՍՅԱՆ

Ստացված են MoO_3 նանոմասնիկների շղթայական ագրեգատներ (ՆՇԱ) և հայտնաբերված են նրանց պոլիմերային հատկությունները: Ցույց է տրված, որ ՆՇԱ-ը պոլիմերների նման կազմում են գծային զուգահեռ դարսումներ, ցուցաբերում են կծիկ-պարույր անցում, բրոունյան շարժում և բարձր ձկունություն:

ELECTRON MICROSCOPIC STUDY OF CHAIN AGGREGATES OF MoO_3 NANOPARTICLES

R.K. KARAKHANYAN, R.T. MALKHASYAN

MoO_3 nanoparticles chain aggregates (NCA) are obtained. The polymer-like properties, namely, the coil-helix transition, formation of parallel packings, Brownian movement, and high elasticity are revealed.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Ն.Ա.Դեմյոխինա, Գ.Ս.Կարապետյան. ^{238}U և ^{232}Th ֆոտոքամասնման բեկորների իզոմերային հարաբերությունները	327
Տ.Ս.Վարժապետյան, Հ.Թ.Հախումյան, Վ.Վ.Բաբուշկին, Դ.Հ.Սարգսյան, Ա.Ատվարս, Մ.Աուզինշ. Արտաքին մագնիսական դաշտում ատոմային սպեկտրալ գծերի ուսումնասիրումը $L=\lambda$ հաստությամբ նանոբջջի օգնությամբ.	338
Ա.Լ.Վարդանյան, Մ.Ա.Երանոսյան, Ա.Ա.Կիրակոսյան. Վանյե–Մոտի էքսիտոնի կապի էներգիայի պոլարոնային շեղումը քվանտային լարում ֆոնոնային սահմանափակության հաշվառմամբ	348
Վ.Ղ.Միրզոյան, Ա.Ա.Եղիազարյան, Է.Հ.Բաղդասարյան, Պ.Վ.Միրզոյան. Դիֆրակցված ռենտգենյան փնջի տարածական մոդուլացումը ծավալային ակուստիկ ալիքներով	355
Է.Ա.Մուղնեցյան, Մ.Տ.Այվազյան, Ն.Մ.Դոբրովոլսկի, Ա.Գ.Սարգսյան. Թույլ մագնիսական դաշտի թափանցումը Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ԲՋԳՀ կերամիկայի մեջ	363
Է.Գ.Շառոյան. Ֆրոստացված փոխաակային կապերով Կյուրիի ջերմաստիճանի կախումը դե Ժենի էֆեկտիվ պարամետրից	372
Ա.Զ.Գրզալյան. Կլաստերային սպինային ապակին խիտ համաձուլվածքներում	376
Ա.Ա.Սահակյան. Կիսահաղորդչի մակերևութային պոտենցիալի ֆլուկտուացիան Si-SiO ₂ կառուցվածքներում ճառագայթումից և թրծումից հետո	382
Յ.Ս.Վարդանյան. Միջերկրյա տիեզերական տարածության լրիվ մոդելի շերտերի միջև առկա ֆիզիկական մեծությունների եզրային արժեքների հարաբերությունները և դրանց անալիտիկ լուծման թվային արժեքները յուրաքանչյուր շերտի համար	389
Ռ.Վ.Կարախանյան, Ռ.Տ.Մալխասյան. MoO ₃ նանոմասնիկների շղթայական ագրեգատների էլեկտրոնամանրադիտակային հետազոտումը	397

CONTENTS

N.A.Demekhina, G.S.Karapetyan. Isomeric yield ratios of ^{238}U and ^{232}Th photofission products	327
T.S.Varzhapetyan, H.T.Hakhumyan, V.V.Babushkin, D.H.Sarkisyan, A.Atvars, M.Auzinsh. Study of atomic lines in a magnetic field with use of a nanocell with the thickness $L = \lambda$	338
A.L.Vartanian, M.A.Yeranosian, A.A.Kirakosyan. Polaronic shift of the Wannier–Mott exciton binding energy in a quantum wire with allowance for the phonon confinement effect	348
V.Gh.Mirzoyan, A.A.Yeghiazaryan, E.H.Baghdasaryan, P.V.Mirzoyan. Spatial modulation of a diffracted X-ray beam by bulk acoustic waves	355
E.A.Mughnetsyan, M.T.Ayvazyan, N.M.Dobrovolsky, A.G.Sarkisyan. Penetration of a low magnetic field into Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O HTSC ceramics	363
E.G.Sharoyan. Dependence of the Curie temperature on the effective de Gennes factor in ferromagnets with exchange frustration	372
A.J.Gyozalyan. Cluster spin glass in concentrated alloys	376
A.A.Sahakyan. Fluctuation of the semiconductor surface potential in a Si–SiO ₂ structure after irradiation and subsequent annealing	382
Yu.S.Vardanyan. Relations between the values of inter-layer quantities in a complete model of extra-terrestrial cosmic space and numerical values of their analytical solutions in each layer	389
R.K.Karakhanyan, R.T.Malkhasyan. Electron microscopic study of chain aggregates of MoO ₃ nanoparticles	397

СОДЕРЖАНИЕ

Н.А.Дем,хина, Г.С.Карпетян. Изомерные отношения фрагментов фотоделения ^{238}U и ^{232}Th	327
Т.С.Варжапетян, Г.Т.Ахумян, В.В.Бабушкин, Д.Г.Саркисян, А.Атварс, М.Аузиньш. Изучение атомных спектральных линий в магнитном поле с помощью наночастицы с толщиной $L = \lambda$	338
А.Л.Вартанян, М.А.Ераносян, А.А.Киракосян. Полярный сдвиг энергии связи экситона Ванье–Мотта в квантовой проволоке с учетом эффекта фононного ограничения.	348
В.К.Мирзоян, А.А.Егизарян, Э.Г.Багдасарян, П.В.Мирзоян. Пространственная модуляция дифрагированного рентгеновского пучка объемными акустическими волнами.	355
Э.А.Мугнецян, М.Т.Айвазян, Н.М.Добровольский, А.Г.Саркисян. Проникновение слабого магнитного поля в ВТСП керамику Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O	363
Э.Г.Шароян. Зависимость точки Кюри от эффективного параметра де Жена в ферромагнетиках с фрустрированными обменными связями	372
А.Дж.Гезалян. Кластерное спиновое стекло в концентрированных сплавах	376
А.А.Саакян. Флуктуация поверхностного потенциала полупроводника в структуре Si – SiO ₂ при облучении и последующем отжиге	382
Ю.С.Варданян. Соотношения граничных значений физических величин между слоями в полной модели околоземного космического пространства и численные значения их аналитических решений в каждом слое	389
Р.К.Караханян, Р.Т.Малхасян. Электронно-микроскопическое исследование цепных агрегатов наночастиц MoO ₃	397

Тираж 150. Сдано в набор 15.08.2007.

Подписано к печати 30.08.2007. Печ. л. 5.0.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.