

ISSN 0002-3035

ФИЗИКА • ՖԻԶԻԿԱ • PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

43, N1, 2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ АРМЕНИЯ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
ՖԻԶԻԿԱ ФИЗИКА

ՀԱՏՈՐ ТОМ

43

№ 1

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ
ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

ՖԻԶԻԿԱ
ՖԻԶԻԿԱ

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

43

№ 1

© Национальная Академия наук Армении
Известия НАН Армении, Физика

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

2008

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ
ՆԱԽԱՐԱՐԱԾԻ ՄԱՍԻՆ

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 ԿՈՆԵԳԻԱ

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 539.18

ДИНАМИКА ПРОЦЕССА РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМАРНЫХ ПАРОВ Cs ПРИ СКАНИРОВАНИИ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Э.А. ГАЗАЗЯН

Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 20 сентября 2007 г.)

Исследована динамика взаимодействия лазерного излучения резонансных D_2 переходов в атоме Cs^{133} при наличии внешнего магнитного поля. Изучены динамика населённостей уровней и резонансная флуоресценция при сканировании частоты лазерного излучения с линейной и циркулярной поляризацией.

1. Введение

Исследование населенностей уровней и резонансной флуоресценции атомов в газовой среде является одним из основных направлений оптики. Появление перестраиваемых лазеров с малой спектральной шириной излучения (~ 50 МГц) стимулировало дальнейшее развитие лазерной спектроскопии разреженных атомарных паров, позволяя исследовать процессы с участием уровней сверхтонкой структуры атомов.

Внешнее магнитное поле существенным образом видоизменяет дисперсионные и абсорбционные свойства атомной системы, что вызывает разнообразные магнитооптические эффекты при резонансном взаимодействии лазерного излучения с атомами. Наиболее интересными магнитооптическими эффектами являются наведенный магнитным полем поворот плоскости поляризации в среде (эффект Фарадея), расщепление спектральных линий в магнитном поле (эффект Зеемана), а также изменение диаграммы направленности и уменьшение степени поляризации света резонансной частоты в слабом магнитном поле (эффект Ханле).

Важное фундаментальное и практическое значение упомянутых процессов стимулировало теоретические и экспериментальные исследования в области взаимодействия лазерного излучения с атомами и магнитооптических явлений [1]. Эти исследования имеют большое значение в лазерной физике, квантовой оптике и могут иметь применение при создании чувствительных магнитометров [2,3].

Основные исследования проводятся с помощью ячеек с атомарными парами щелочных металлов. В работе [4] исследован спектр флуоресценции при резонансном возбуждении D_2 линий Cs в субмикронной кювете при наличии внешнего магнитного поля. В

работе [5] экспериментально изучено нелинейное магнитооптическое вращение на сверхтонких переходах $F_g=3 \rightarrow F_e=2,3,4$ D₂ линии атома Cs в ячейке без буферного газа. Эксперимент выполнен в конфигурации рассеяния вперед с одновременным линейным сканированием частоты лазера и магнитного поля. Работы [6,7] посвящены использованию техники двойного сканирования для исследования эффекта Ханле в парах Rb. Исследованы резонансная флуоресценция в парах Rb при комнатной температуре с возбуждением состояния $5P_{3/2}$ (D₂ линия) при наличии магнитного поля. В работе [7] приведены уравнения матрицы плотности для основного и возбуждённого состояний с учётом зеемановского расщепления. Эти уравнения решены в приближении квазистационарного возбуждения. С помощью полученных выражений для элементов матрицы плотности возбужденных подуровней вычислена интенсивность резонансной флуоресценции. Результаты, полученные для стационарного режима, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

В настоящей работе численным решением уравнений баланса исследуется сверхтонкая структура резонансной флуоресценции на линии D₂ атома Cs¹³³ под действием лазерного излучения с перестраиваемой частотой в случае линейной и круговой поляризации. Сканирование частоты лазера осуществляется линейно по времени. Рассмотрена зависимость от интенсивности лазерного излучения и времени сканирования частоты лазера. Введением дополнительного некогерентного взаимодействия, перемешивающего подуровни основного состояния, показано, что оно существенно меняет полученные результаты. Подробно изучена динамика процесса при учете зеемановского расщепления уровней при наличии внешнего магнитного поля.

2. Основные уравнения

Рассмотрим лазерное излучение с линейной либо циркулярной поляризацией и частотой, меняющейся по закону

$$\nu(t) = \nu_0(1 + \alpha t), \quad (1)$$

где ν_0 – начальная частота перестраиваемого лазера при $t = 0$, а параметр α определяется скоростью сканирования частоты лазера.

Энергетическая схема уровней сверхтонкой структуры D₂ линии атома Cs¹³³ приведена на рис.1. В расчетах рассматриваются обе группы разрешенных линий Cs¹³³: $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2,3,4$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4,5$.

Исходя из схемы рис.1, сканирование частоты осуществляется от ν_0 до значения $\nu_{\text{scan}} = \nu_{fi} + \Delta_0$, где Δ_0 – начальная расстройка, ν_{fi} – частота перехода $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$.

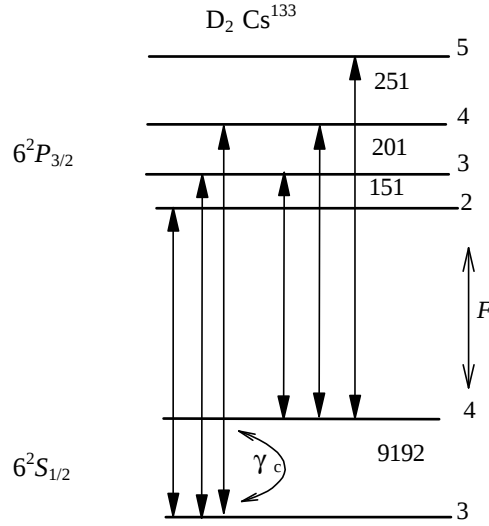


Рис.1. Схема энергетических уровней сверхтонкой структуры D₂ линии атома Cs¹³³. Частотное расстояние между уровнями дано в МГц.

Выражение (1) для Cs имеет следующий вид:

$$v(t) = v_{e3,g4} - \Delta_0 + (v_{e5,g3} + v_{g4,g3} + 2\Delta_0)t/t_{\text{scan}}. \quad (2)$$

Вероятности переходов между уровнями i и k выражаются формулой

$$W_{ik}(t) = \frac{2\Omega_{ik}^2 \Gamma_{ik}}{\Delta_{ik}^2(t) + \Gamma_{ik}^2}, \quad (3)$$

где $\Omega_{ik} = d_{ik} E / \hbar$ – частота Раби соответствующего перехода с дипольным моментом d_{ik} , $(\gamma_{\text{sp}} + \gamma_{\text{laser}})/2$ – полная ширина соответствующих уровней, а $\Delta_{ik}(t)$ – расстройка резонанса лазерного излучения от частоты перехода $i \rightarrow k$:

$$\Delta_{ik}(t) = v_{ik} - v(t). \quad (4)$$

При наличии магнитного поля расщепление уровней определяется выражением [5]

$$\Delta v_{\text{eg}} = v_{\text{eg}} + \frac{1}{h} \mu_0 B [g_e m_e - g_g m_g], \quad (5)$$

где $\mu_0 = e\hbar / 2mc$ – магнетон Бора, $m_{g,e}$ – магнитные квантовые числа сверхтонких уровней $F_{g,e}$, а g – фактор Ланде сверхтонкой структуры [8]:

$$g = \left[1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \right] \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)}. \quad (6)$$

Для переходов $m_g, F_g \rightarrow m_e, F_e$ спектральной линии D₂ матричные элементы дипольного момента (по теореме Вигнера–Эккарта) выражаются через

3J-символы [9]:

$$\langle J_e, I, F_e, m_e \parallel d_e \parallel J_g, I, F_g, m_g \rangle = \langle J_e, I, F_e \parallel d_e \parallel J_g, I, F_g \rangle (-1)^{F_e - m_e} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ -m_e & g & m_g \end{pmatrix}. \quad (7)$$

С учетом того, что угловые моменты сверхтонких уровней основного и возбуждённого состояний равны

$$F_{e,g} = J_{e,g} + I,$$

где $J_{e,g}$ – соответственно, полные электронные угловые моменты (включая спиновые моменты электронов) основного и возбужденного состояний, а I – спиновый момент ядра, приведенный матричный элемент дипольного момента в выражении (7) факторизируется и выражается через 6J-символы Вигнера:

$$\langle J_e, I, F_e \parallel d \parallel J_g, I, F_g \rangle = \langle J_e \parallel d \parallel J_g \rangle (-1)^{F_e - J_g + I + 1} \begin{pmatrix} F_e & 1 & F_g \\ J_g & 1 & J_e \end{pmatrix}. \quad (8)$$

Система уравнений баланса для населенностей, соответствующая схеме рис.1, имеет следующий вид для s -состояний (Cs^{133} , $F_g = 3, 4$):

$$\frac{dn_g^i}{dt} = \sum_j W_{g,e}^{ij}(t)(n_e^j - n_g^i) + \sum_j \gamma_{e,g}^{ji} n_e^j, \quad (9)$$

и для p -состояний (Cs^{133} , $F_e = 2, 3, 4, 5$):

$$\frac{dn_e^i}{dt} = -\sum_j W_{g,e}^{ij}(t)(n_e^j - n_g^i) - \sum_j \gamma_{e,g}^{ji} n_e^j. \quad (10)$$

В уравнениях (9) и (10) $\gamma_{e,g}^{ji}$ – ширины спонтанных переходов из p -состояний в s -состояния. Некогерентные эффекты с константой распада γ_c , перемешивающие уровни основного состояния, будут учтены в уравнениях (9) дополнительно.

3. Резонансная флуоресценция атомов без внешнего магнитного поля

Рассмотрим резонансную флуоресценцию на линии D₂ атомов Cs^{133} без внешнего магнитного поля. С этой целью численно решается система дифференциальных уравнений баланса (9) и (10) с учетом сканирования по времени частоты лазера (2).

Для исследования динамики флуоресценции будем вычислять временную зависимость полной населённости возбужденного состояния от начального момента времени, когда частота лазерного излучения близка к резонансу с переходом $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$, до момента времени, когда частота лазерного излучения близка к резонансу с переходом $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$. С помощью сканирования лазерной частоты получаем группу линий сначала для переходов $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$, а потом для $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$. В случае линейного сканирования частоты лазерного излучения и при выполнении определенных соотношений для ширин спонтанных процессов и времени сканирования, указанная зависимость эквивалентна спектру

резонансной флуоресценции.

Численное решение системы уравнений (9) и (10), в случаях линейной (π) и круговой (σ) поляризации приведем для значения частоты Раби $\Omega = 3\gamma$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^3 \gamma^{-1}$. Результаты показаны соответственно на рис.2a,b, без учета некогерентного перемешивающего взаимодействия.

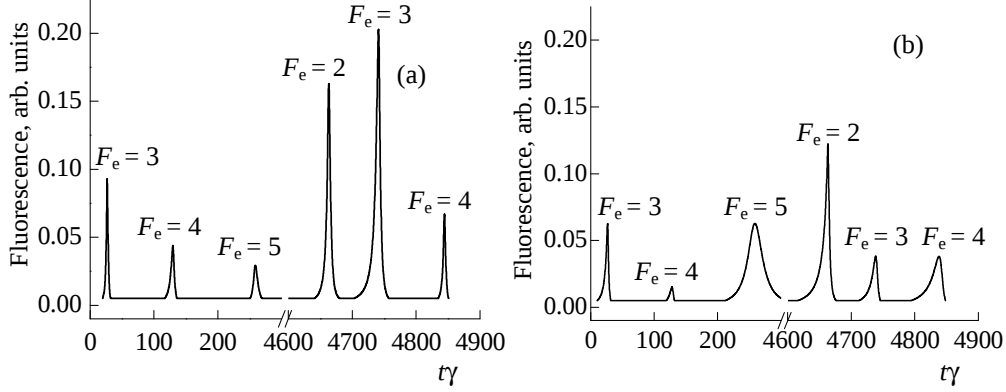


Рис.2. Резонансная флуоресценция в случае линейной (a) и круговой (b) поляризации лазерного поля при $\Omega = 3\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0.5\gamma$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^3 \gamma^{-1}$, $\gamma = 5,2$ МГц.

При сканировании частоты с увеличением времени увеличивается частота лазера и поле последовательно будет находиться в резонансе сначала с первой, а потом со второй группой переходов (см. рис.1).

Как видно из рис.2a, в случае линейной поляризации лазерного поля интенсивность резонансной флуоресценции падает, когда лазерное поле последовательно в резонансе с переходами $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3, 4, 5$ первой группы. Это обусловлено наличием дополнительного канала спонтанного распада на уровень $F_g = 3$ для первой группы, что приводит к уменьшению населенности на уровне $F_g = 4$. В случае переходов второй группы $F_g = 3 \rightarrow F_e = 2, 3, 4$ интенсивность резонансной флуоресценции увеличивается, так как населенность на $F_g = 3$ увеличивается за счёт спонтанного распада, а последний переход $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ падает из-за наличия дополнительного канала спонтанного распада на уровень $F_g = 4$.

В случае круговой поляризации (рис.2b), с течением времени происходит перекачка населенностей на один из крайних магнитных подуровней, что приводит к увеличению интенсивности флуоресценции на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 5$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 4$ (следует отметить, что последний переход открытый) и к уменьшению интенсивности флуоресценции на переходах $F_g = 4 \rightarrow F_e = 4$ и $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3$. Такая ситуация обычно имеет место в экспериментах с атомными пучками, а также с холодными атомами.

Картина существенно меняется, когда ставится эксперимент с парами щелочных металлов. Из-за наличия некогерентных процессов внутри ячейки (столкновения между атомами и т.п.) происходит перемешивание основных состояний. Чтобы получить правильную картину, наблюдаемую на эксперименте, введем дополнительную константу

распада $\gamma_c \sim \gamma$ из-за некогерентных процессов между основными состояниями (рис.1). С учетом γ_c решения системы уравнений (9) и (10) представлены на рис.3.

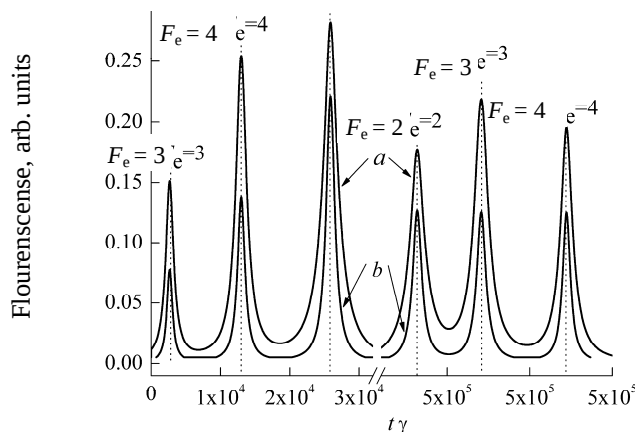


Рис.3. Резонансная флуоресценция в случае круговой (a) и линейной (b) поляризации лазерного поля при $\Omega = 3\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\rightarrow_{\text{laser}} = 3\gamma$, $t = 5_{\text{scan}} \rightarrow 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

Величина пиков резонансной флуоресценции в случае циркулярной поляризации (a) больше (на $\approx 40\%$), чем в случае линейной поляризации (b), что отчетливо наблюдается для переходов Cs^{133} $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ и $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ и количественно согласуется с экспериментальными результатами для цезия [6,10].

4. Резонансная флуоресценция для изотопа Cs^{133} при наличии внешнего магнитного поля

Наблюдение резонансной флуоресценции с учетом зеемановского расщепления сверхтонкой структуры изотопа Rb^{85} проблематично из-за пересечения уровней при сравнительно малых значениях магнитного поля (~ 4 Гс). Ситуация существенно отличается в случае изотопа Cs^{133} , для которого можно рассматривать сравнительно большие магнитные поля, которые дают возможность наблюдения зеемановского расщепления сверхтонкой структуры D₂ линии.

Нами проведены численные расчеты уравнений (9) и (10) с учётом магнитного поля (5) и (6). Для краткости приведем графики только для одного значения величины магнитного поля $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, частоты Раби $\Omega = 3\gamma$ и времени сканирования лазерного поля $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^5 \gamma^{-1}$ ($\gamma = 5.2$ МГц). Рассмотрим графики для резонансной флуоресценции в зависимости от времени сканирования лазерной частоты. На рис.4 показан случай сканирования частоты лазерного поля с линейной поляризацией. Как видно, пики зеемановского расщепления расположены симметрично для каждого перехода. Выполнены также расчеты резонансной флуоресценции для каждого подуровня с целью идентификации зеемановских расщеплений.

Рис.4. Резонансная флуоресценция в магнитном поле для линейной поляризации лазерного поля для переходов $F_g=4 \rightarrow F_e=3$ (a), $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ (b), $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ (c), $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ (d), $F_g=3 \rightarrow F_e=3$ (e), $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (f), при $\Omega = 3\gamma$, $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0$, $t_{\text{scan}} = 5 \times 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

Аналогичные графики численных расчетов для левой круговой поляризации (σ^-) приведены на рис.5. В отличие от линейной поляризации лазерного поля, пики зеемановского расщепления не симметричны, расположены на правом крыле графиков для подуровней и имеют различные ширины. Как и в случае линейной поляризации, для идентификации зеемановских расщеплений выполнены также расчеты резонансной флуоресценции для каждого подуровня. Уменьшение ширины пиков на рис.5 обусловлено уменьшением величин соответствующих дипольных моментов переходов.

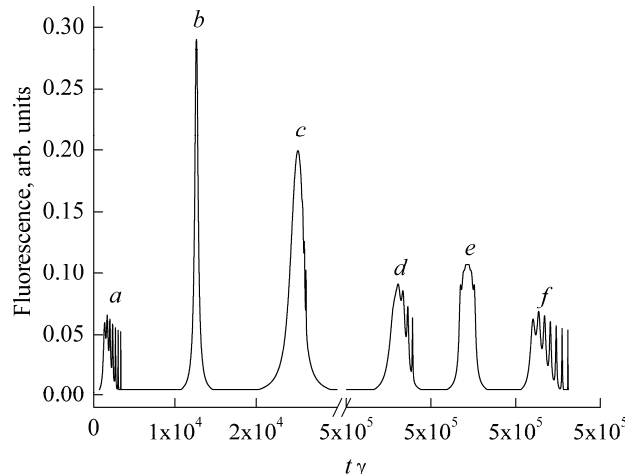


Рис.5. Резонансная флуоресценция в магнитном поле для круговой поляризации (σ^-) лазерного поля для переходов $F_g=4 \rightarrow F_e=3$ (a), $F_g=4 \rightarrow F_e=4$ (b), $F_g=4 \rightarrow F_e=5$ (c), $F_g=3 \rightarrow F_e=2$ (d), $F_g=3 \rightarrow F_e=3$ (e), $F_g=3 \rightarrow F_e=4$ (f), при $\Omega = 3\gamma$, $\Omega_{\text{Larmor}} = 5\gamma$, $\Delta_0 = 10\gamma$, $\gamma_{\text{laser}} = 0$, $t_{\text{scan}} = 5 \rightarrow 10^5 \gamma^{-1}$, $\gamma_c = \gamma$, $\gamma = 5,2$ МГц.

В случае же правой поляризации (σ^+) лазерного поля пики зеемановского расщепления расположены, соответственно, на левом крыле на графиках для подуровней.

5. Заключение

В работе приведены результаты численных расчетов по балансным уравнениям для

резонансной флуоресценции D₂ линии атома Cs со сканированием частоты лазерного поля как с линейной, так и с круговой поляризацией при наличии внешнего магнитного поля. Получены графики для спектров флуоресценции, проведена идентификация пиков зеемановского расщепления и исследована динамика процесса.

В заключение выражаю благодарность А.В.Папоян и В.О.Чалтыкяну за предоставление темы, а также Д.Г.Саркисяну и Г.Г.Григорян за полезные обсуждения.

Работа выполнена в рамках грантов GRSP 25/06 и INTAS No 06-1000017-9234, а также Государственного тематического финансирования РА (тема No 0049).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Budker, W.Gawlik, D.F.Kimball**, et al. Rev. Mod. Phys., **74**, 1153 (2002).
2. **M.Scully, M.Fleischhauer**. Phys. Rev. Lett., **69**, 1360 (1992).
3. **D.Budker**. Nature (London), **422**, 574 (2003).
4. **A.V.Papoyan, D.H.Sarkisyan, K.Blush, M.Auzinsh, D.Bloch, M.Ducloy**. Laser Physics, **13**, 1467 (2003).
5. **A.V.Papoyan, E.A.Gazazyan**. Applied Spectroscopy, **60**, 1085 (2006).
6. **E.A.Gazazyan, S.V.Shmavonyan, A.V.Papoyan**. Сборник трудов конференции «Лазерная Физика–2005», Аштарак, Армения, 2006, с.81.
7. **A.Atvars, M.Auzinsh, E.A.Gazazyan, A.V.Papoyan, S.V.Shmavonyan**. Eur. Phys. J. D, **44**, 411 (2007).
8. **И.И.Собельман**. Введение в теорию атомных спектров. М., Наука, 1977.
9. **Д.А.Варшавович, А.Н.Москалев, В.К.Херсонский**. Квантовая теория углового момента. Л., Наука, 1975.
10. **Е.Б.Александров, Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка**. Интерференция атомных состояний. М., Наука, 1991.

DYNAMICS OF RESONANT FLUORESCENCE FROM ATOMIC Cs VAPOR AT SCANNING THE FREQUENCY OF LASER RADIATION IN THE PRESENCE OF A CONSTANT MAGNETIC FIELD

E.A. GAZAZYAN

The dynamics of interaction of laser radiation resonant with the transitions of D₂ line in atomic Cs¹³³ in the presence of an external magnetic field is studied. Populations of levels and dynamics of resonant fluorescence at scanning frequency of the laser radiation with linear and circular polarizations are considered.

УДК 535.343.4

ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ ЛИНИИ D₁ ПОГЛОЩЕНИЯ ЦЕЗИЯ ОТ ТОЛЩИНЫ СТОЛБА АТОМАРНЫХ ПАРОВ АТОМОВ

А.Д. САРГСЯН¹, Д.Г. САРКИСЯН¹, Е. ПАШАЯН-ЛЕРУА²,
К. ЛЕРУА², П. МОРОШКИН³, А. ВЕЙС³

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

²Институт Карно Бургундии, Университет Бургундии, Дижон, Франция

³Институт Физики, Университет Фрибурга, Швейцария

(Поступила в редакцию 27 июня 2007 г.)

Разработана новая наноячейка, имеющая плавное изменение толщины столба паров атомов в интервале $L = 350 \div 5100$ нм, которая позволила исследовать поведение резонансного поглощения на линии D₁ атомов Cs при изменении толщины от $L = \lambda/2$ до $L = 5\lambda$ с шагом $\lambda/2$ (λ – резонансная длина волны лазера 894 нм) и при изменении лазерной интенсивности. Показано, что при малых лазерных интенсивностях наблюдается сужение спектра резонансного поглощения при толщинах $L = (2n + 1)\lambda/2$ (где n – целое число) вплоть до $L = 7\lambda/2$ и уширение спектра при толщинах $L = n\lambda$. Разработанная теоретическая модель хорошо описывает эксперимент.

1. Введение

В последние годы опубликован ряд работ, посвященных лазерной спектроскопии (процессам резонансного поглощения и флуоресценции) столба паров атомов толщиной $10 \div 100$ мкм [1] и столба паров атомов, содержащихся в так называемых сверхтонких ячейках, или наноячейках [2-7]. В этих работах было показано, что важным параметром, определяющим спектральную ширину, форму линии и величину поглощения в таких ячейках, является параметр L / λ , где L – толщина столба паров (расстояние между окнами наноячейки), λ – длина волны лазерного излучения, резонансного атомному переходу. В частности, было показано, что спектральная ширина резонансного поглощения достигает минимального значения при $L = (2n+1)\lambda/2$ (где n – целое число), которое было названо эффектом когерентного сужения Дике (КСД). Также было показано [3-7], что при $L = n\lambda$ спектральная ширина резонансного поглощения достигает максимального значения, близкого к доплеровской ширине (порядка нескольких сотен МГц), регистрируемой в ячейках обычной длины (1–10 см) [8]. Это явление было названо коллапсом эффекта КСД. В работе [5] эффект КСД и коллапс КСД были исследованы вплоть до толщин $L = 7\lambda/2$ для D₂ линии ⁸⁵Rb, $\lambda = 780$ нм. Нами разработана новая наноячейка, позволяющая плавно изменять толщину столба паров

в интервале 350÷5000 нм и исследовать большие величины L/λ . Отметим, что ранее, в работах [2-5] было исследовано резонансное поглощение на линиях D_2 атомов Rb и Cs, у которых частотное расстояние между верхними сверхтонкими уровнями достаточно мало (несколько десятков МГц), что делало технически сложным исследование поведения индивидуальных атомных переходов. С этой точки зрения более удобными являются линии D_1 атомов Rb и Cs, у которых частотное расстояние между верхними сверхтонкими уровнями достигает величины ~ 1 ГГц и поэтому атомные переходы полностью разделены.

2. Экспериментальная установка

Конструкция наноячейки с клиновидным (перестраиваемым) зазором между окнами аналогична приведенной в [2-5], однако толщина столба паров могла изменяться в интервале 350÷5000 нм, что значительно больше, чем в [2-5]. Увеличение перекрываемого диапазона толщин было достигнуто предварительным напылением слоя Al_2O_3 толщиной ~ 5000 нм на поверхность одного из окон наноячейки в нижней ее части. Клиновидная (по вертикали) толщина L зазора наноячейки определялась интерференционным методом, описанным в [3]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок одночастотного перестраиваемого по частоте диодного лазера (лазер с распределённой обратной связью: Distributed Feedback – DFB с длиной волны $\lambda = 894$ нм и спектральной шириной $\gamma_L \sim 6$ МГц с диаметром ~ 1 мм направлялся на наноячейку под углом, близким к нормальному. Интенсивность излучения лазера регулировалась нейтральными фильтрами F (как показано на рис.1). Наноячейка помещалась в дополнительную печку, в которой имелось два отверстия для прохождения лазерного излучения. Температура бокового отростка наноячейки, которая определяет плотность атомов Cs, составляла 110÷120°C. Для предотвращения конденсации паров атомов на окна наноячейки, температура на окнах поддерживалась на 20–30 градусов выше. Частота лазера сканировалась в диапазоне ~ 10 ГГц, перекрывающем все 4 спектральные компоненты: $F_g = 3 \rightarrow F_e = 3,4$ и $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3,4$ сверхтонкой структуры D_1 линии Cs (F_g , F_e обозначают, соответственно, нижние и верхние уровни линии D_1). Для получения спектров пропускания при различных толщинах L печка с наноячейкой перемещалась по вертикали, как показано стрелкой на рис.1. Небольшая часть излучения направлялась на ячейку обычной длины (~ 3 см), которая находилась при комнатной температуре, в которой осуществлялась известная схема “Насыщения Поглощения” (НП) [8]. Фильтры F также использовались для ослабления пробного пучка (а также и накачки) в схеме НП для того, чтобы получить спектральный репер с шириной, близкой к натуральной. Спектры регистрировались с помощью двухлучевого цифрового осциллографа Tektronix.

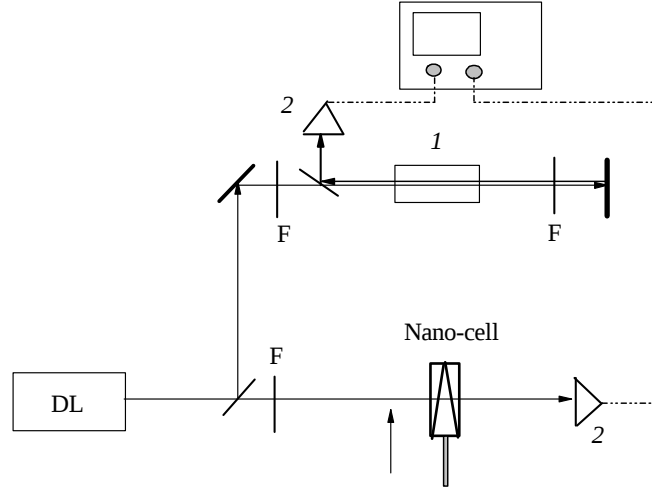


Рис.1. Схема экспериментальной установки. DL – диодный лазер, 1 – ячейка с парами атомов Cs, nanopcell – наноячейка с плавным изменением толщины столба паров атомов в интервале $L = 350 \div 5100$ нм, 2 – фотоприемники, F – фильтры.

3. Теоретическая модель

Рассмотрим взаимодействие атомного газа с линейно поляризованным электрическим полем лазерного излучения $E(z) = E_0 \cos(\omega_L t - kz)$ с частотой ω_L и амплитудой E_0 , распространяющегося в направлении оси z . Здесь k – волновое число. Атомный газ заключен в сверхтонкую ячейку с толщиной L . Уравнение, описывающее эволюцию матрицы плотности атомов во внешнем поле $E(z)$, имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}_0 + \hat{V}, \rho] + \hat{\Gamma} \rho, \quad (1)$$

где $\hat{H}_0$ – гамильтониан свободного атома, а $\hat{\Gamma}$ описывает релаксационные процессы. Для оператора взаимодействия с полем E ограничиваемся электродипольным приближением $\hat{V} = -\hat{d}E$ ($\hat{d}$ – оператор дипольного момента атома). Предполагаем, что атомы – двухуровневые с уровнями определенной (противоположной) четности ($d_{11} = d_{22} = 0$). В резонансном приближении уравнение (1) принимает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= -2 \operatorname{Im}(\Omega^* \rho_{21}) + \gamma_{21} \rho_{22}, \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= 2 \operatorname{Im}(\Omega^* \rho_{21}) + \Gamma_{22} \rho_{22}, \\ \frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} &= i\Omega(\rho_{11} - \rho_{22}) - (i\Delta + \Gamma_{21})\rho_{21}. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь γ_{21} – скорость спонтанного перехода с уровня 2 на уровень 1, $\Gamma_{22} = \gamma_{21} + \gamma_0$ – полная

скорость распада уровня 2, γ_0 – скорость утечки населенности из системы, приводящая к оптической накачке второго основного подуровня $6^2S_{1/2}$, $\Gamma_{21} = \frac{1}{2}(\gamma_{21} + \gamma_0)$ – полная скорость релаксации когерентности ρ_{21} . Здесь $\Delta = (\omega - \omega_{21} - kv)$ – отстройка от резонанса с учетом доплеровского сдвига kv , где v – скорость атомов, $\Omega = -E_0 d / \hbar$ – частота Раби (ЧР). Для учета лазерной ширины используется модель диффузной фазы Вигнера–Леви [9–11], в соответствии с которой предполагается, что лазерное излучение имеет лоренцевый спектр с полной шириной на полувысоте γ_L . Эта ширина вводится в уравнения (2) в качестве релаксационного члена для недиагонального элемента матрицы плотности ρ_{21} , согласно процедуре, изложенной в [12,13]. Спектр поглощения рассчитывается численным интегрированием системы уравнений (2) для элементов матрицы плотности с последующим усреднением по ансамблю распределения атомных скоростей, которое предполагается максвелловским. Теоретическая модель и используемые формулы приведены в [6,7]. Основные допущения, используемые в модели, заключаются в следующем: плотность числа атомов предполагается малой и межатомными столкновениями пренебрегаем; столкновения атомов со стенками ячейки носят неупругий характер, т.е. атомы после столкновений полностью теряют оптическое возбуждение; диаметр пучка лазерного излучения намного превышает толщину кюветы, что позволяет пренебречь релаксацией вследствие выхода атомов из лазерного пучка. В расчетах принимается также во внимание влияние на спектр поглощения эффекта отражения излучения от плоскопараллельных окон наноячейки, которая ведет себя как низкодобротный эталон Фабри–Перо [6].

4. Результаты и обсуждение

На рис.2 приведены экспериментальные спектры резонансного пропускания наноячейки для атомного перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при толщине $L = \lambda/2$, при эффективной интенсивности (ЭИ) лазера $I_{\text{эф}} \sim 0.03$ мВт/см² и для ячейки с $L = 3$ см. ЭИ определяется умножением измеренной интенсивности на коэффициент $\gamma_N/(\gamma_N + \gamma_L)$, где γ_N – радиационная ширина D1 линии цезия ~ 4.6 МГц, а $\gamma_L \sim 6$ МГц. Кривая 1 – спектр пропускания наноячейки при температуре бокового отростка $\sim 110 \div 120^\circ\text{C}$. Абсолютная величина поглощения составляет 1–2%. Экспериментальный профиль линии 1 пропускания при $L = \lambda/2$ наиболее хорошо аппроксимируется кривой 2, которая описывается функцией “псевдо-фойгт2” программы ORIGIN-7, при этом лоренцевский и гауссовый профили имеют полную ширину на полувысоте (ПШПВ) 70 МГц и 77 МГц, соответственно (при этом также подбирались параметры m и A функции “псевдо-фойгт2”). Кривая 2 имеет ПШПВ ~ 75 МГц. Отметим, что теоретическая кривая на рис.3b при $L = \lambda/2$ также хорошо аппроксимируется функцией “псевдо-фойгт2”, что также свидетельствует в пользу правильности выбранной теоретической модели. Кривая 3 – экспериментальный, доплеровски-уширенный спектр пропускания ячейки с $L = 3$ см, который хорошо описывается гауссовым профилем 4 с ПШПВ ~ 350 МГц (на рисунке кривые 3 и 4 практически сливаются). Следовательно, при $L = \lambda/2$ наблюдается сужение спектра в 4.6 раза. Если же проводить сравнение спектров пропускания наноячейки и обычной ячейки при одной и той же температуре окон $\sim 150^\circ\text{C}$, то в этом случае ПШПВ для обычной ячейки составит 430 МГц и сужение спектра при $L = \lambda/2$ будет уже в 5.7 раза.

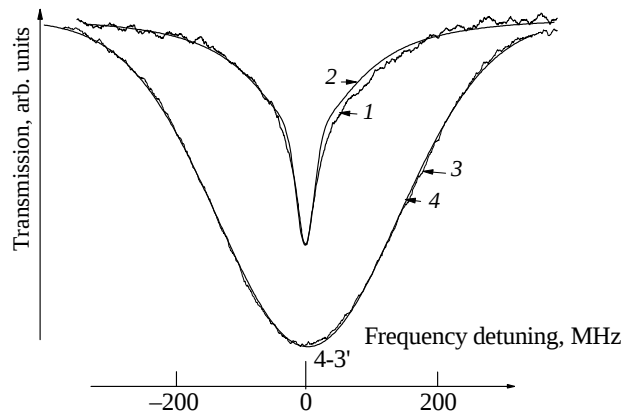


Рис.2. Спектры резонансного пропускания наноячейки для перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при $L = \lambda/2$ и ячейки с $L = 3$ см; 1 – спектр пропускания наноячейки при $L = \lambda/2$, который хорошо описывается функцией “псевдо-фойгт2” с ПШПВ ~ 75 МГц, температура оторстка $110 \div 120^\circ\text{C}$, 3 – экспериментальный доплеровски-уширенный спектр пропускания ячейки с $L = 3$ см, который хорошо описывается гауссовым профилем 4 с ПШПВ ~ 350 МГц.

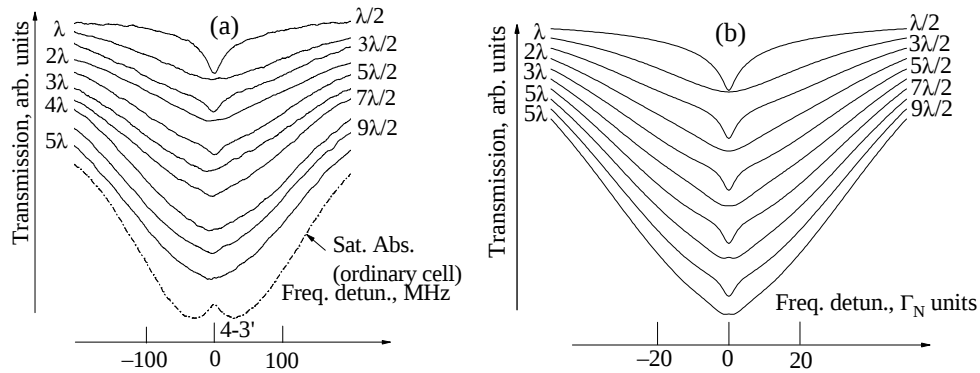


Рис.3. а) Спектры резонансного пропускания для атомного перехода $F_g = 4 \rightarrow F_e = 3$ при изменении толщины столба от $L = \lambda/2$ до 5λ с шагом $\lambda/2$, при ЭИ лазера ~ 0.03 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, при ЧР $\Omega = 0.01\gamma_N$; $\gamma_N \sim 4.56$ МГц, $\gamma_L \sim 6$ МГц, тепловой скорости $vT = 200$ м/с. Нижние кривые на рис.3а,4а,5а получены по известной технике НП в ячейке с $L = 3$ см.

На рис.3а приведены экспериментальные спектры пропускания для того же атомного перехода при изменении величины L в интервале толщины столба паров от $L = \lambda/2$ до $L = 5\lambda$ с шагом $\lambda/2$, при ЭИ лазера ~ 0.03 мВт/см². Эффект КСД и коллапс КСД хорошо видны на рисунке: минимальное значение спектральной ширины достигается при толщинах столба $L = (2n + 1) \lambda/2$. Отметим, что при $L = \lambda/2$ спектральная ширина наименьшая: $75 \div 80$ МГц [3-7], в то время как при $L = 3\lambda/2, 5\lambda/2, 7\lambda/2$ и $9\lambda/2$ сужение спектра происходит при наличии возрастающего широкого

доплеровского пьедестала (очевидно, что при дальнейшем увеличении толщины L спектр будет все ближе походить на доплеровски-уширенный спектр поглощения в обычной ячейке). Как видно из рисунка, при $L = n \lambda$ спектральная ширина наибольшая (при $L = \lambda$ спектральная ширина ~ 300 МГц). Следовательно, происходит 4-х кратное сужение спектра пропускания при $L = \lambda / 2$ по сравнению с $L = \lambda$. Отметим, что в работе [3], для линии D₁ наблюдалось двухкратное сужение спектра, что, по-видимому, объясняется следующим образом: из-за малых зазоров между окнами наноячейки откачка остаточных газов (адсорбированных поверхностью окон) сильно затруднена и поэтому требуется многочасовая откачка при температуре ~ 400 (С; в работе [3] использовалась первая модель наноячейки, в которой откачка остаточных газов была проведена хуже, чем в последующих. Остаточные газы могут приводить к дополнительному уширению спектра пропускания, причем это влияние на толщине $L = \lambda / 2$ сказывается больше, чем при $L = \lambda$. Отметим, что пиковое пропускание на точном резонансе на толщине $L = \lambda / 2$ практически равно пиковому пропусканию на толщине $L = \lambda$, в то время как при увеличении интенсивности лазера (см. рис.4,5) пиковое пропускание при $L = \lambda / 2$ становится уже больше, чем при $L = \lambda$. Нижние кривые на рис.3а,4а,5а получены по известной технике НП в ячейке обычной длины. На рис.3б приведены теоретические спектры резонансного пропускания для того же перехода при ЧР $\Omega \gamma 0.01 = n$; $\gamma_N \sim 4.56$ МГц, $\gamma_L \sim 6$ МГц, тепловой скорости $v_T = 200$ м/с. Как видно, наблюдается хорошее согласие эксперимента и теории.

На рис.4а приведены экспериментальные спектры резонансного пропускания, причем все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 0.5 мВт/см². Эффект КСД и коллапс КСД хорошо виден на рисунке: минимальное значение спектральной ширины достигается при толщинах столба паров атомов $L = \lambda / 2, 3 \lambda / 2$ и $5 \lambda / 2$. Однако, для $L = n \lambda$, в отличие от рис.3, на точном атомном резонансе начинает появляться так называемый VSOP (Velocity Selective Optical Pumping/Saturation) пик. Этот пик VSOP уменьшенного поглощения расположен точно на атомном переходе [1,4,5] и возникает в результате того, что атом с основного уровня $F_g = 4$, поглотив лазерный фотон, переходит на возбужденный уровень $F_e = 3$ и далее спонтанно переходит либо на основной уровень $F_g = 3$ либо на $F_g = 4$. Это явление называется оптической накачкой (ОН) [7,14]. В результате ОН часть атомов переходит на уровень $F_g = 3$ и уменьшается число атомов, которые поглощают с уровня

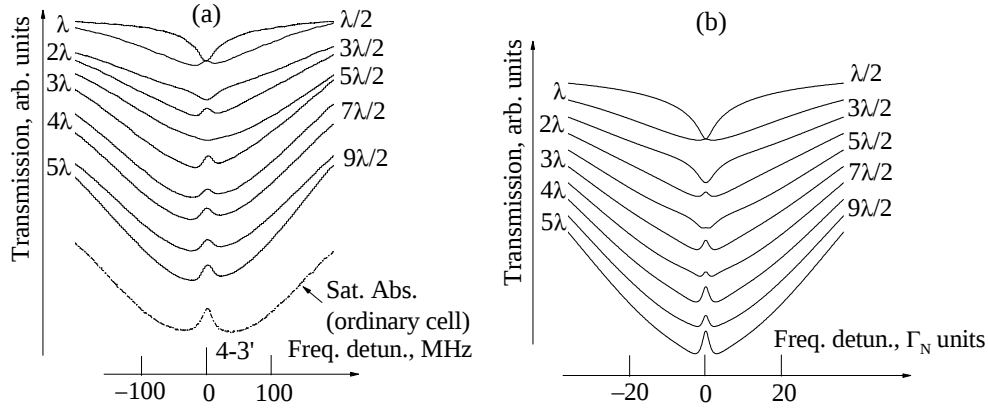


Рис.4. а) Экспериментальные спектры резонансного пропускания. Все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 0.5 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, все параметры те же, что на рис.3б, однако ЧР $\Omega \gamma 0.06 = N$.

(a) (b)

Рис.5. а) Экспериментальные спектры резонансного пропускания. Все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 7 мВт/см²; б) теоретические спектры пропускания для того же перехода, все параметры те же, что на рис.3б, однако ЧР $\Omega \gamma 0.2 = N$.

$\Gamma g = 4$, что приводит к уменьшению поглощения с этого уровня. Эффективность процесса ОН [7] определяется выражением

$$\eta \sim \frac{\Omega^2 \gamma_N t}{(\Delta + kv)^2 + \Gamma^2}, \quad (3)$$

где t – время взаимодействия излучения с атомом, Δ – частотная расстройка от резонанса, Γ – сумма однородных и неоднородных уширений. Из (3) видно, что чем больше время взаимодействия t , тем выше эффективность ОН. Для атомов, летящих перпендикулярно к лазерному пучку, время взаимодействия $t_D = D / v$ (D – диаметр лазерного пучка), в то время как для атомов, летящих вдоль лазерного пучка, время взаимодействия $t_L = L / v$. Поскольку диаметр пучка ~ 1 мм, а расстояние между стенками $L = 894$ нм, то t_D на три порядка больше, чем t_L . Для атомов же, летящих перпендикулярно к лазерному пучку, $kv = 0$, и выражение (3) принимает максимальное значение при $\Delta = 0$. По этой причине пик VSOP находится точно на атомном переходе [1,4,5]. На рис.4б приведены теоретические спектры пропускания для того же перехода при ЧР $\Omega = 0.06\gamma N$, остальные параметры такие же, как для рис.3б. Как видно, наблюдается хорошее согласие с экспериментом.

На рис.5а приведены экспериментальные спектры пропускания, все параметры те же, что на рис.3а, однако ЭИ лазера ~ 7 мВт/см². Эффект КСД наблюдается только для $L = \lambda / 2$, а для остальных L появляются пики VSOP, поскольку, как видно из формулы (3), увеличение

лазерной интенсивности увеличивает эффективность ОН. На рис.5b приведены теоретические спектры резонансного пропускания для того же перехода, при ЧР $\Omega = 0.2\gamma_N$, остальные параметры такие же, как для рис.3b. Здесь также наблюдается хорошее согласие с экспериментом. Важно отметить, что при малых лазерных интенсивностях спектральная ширина VSOP резонанса близка к натуральной ширине. Это видно из сравнения спектральных ширин VSOP резонанса при $L = \pi \lambda$ и пика уменьшенного поглощения, полученного техникой НП (рис.3а). Поэтому, с практической точки зрения, VSOP резонансы (при $L = \lambda$ достигается минимальная спектральная ширина) могут быть использованы как частотный репер (с однонаправленным лазерным пучком) для атомных переходов, как это реализуется с помощью известной техники НП. Кроме того, во внешних магнитных полях VSOP резонанс может расщепиться на несколько новых пиков, при этом амплитуда пиков и их частотное положение зависят от величины приложенного магнитного поля [15,16]. Это позволит исследовать атомные переходы между зеемановскими подуровнями в спектре пропускания Cs на D1 линии.

А.С. благодарит Институт Физики Университета Фрибурга, Швейцария за предоставленную возможность проведения экспериментальных исследований. А.С., Д.С., П.М. и А.В. выражают благодарность за финансовую поддержку SCOPES Grant IB7320-110684/1. Авторы А.С., Д.С., Е.П.-Л., и К.Л. благодарят за финансовую поддержку INTAS South-Caucasus Grant 06-1000017-9001.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.Briaudeau, D.Bloch, M.Ducloy. Phys. Rev. A, **59**, 3723 (1999).
2. D.Sarkisyan, D.Bloch, A.Papoyan, M.Ducloy. Opt. Commun., **200**, 201 (2001).
3. D.G.Dutier, A.Yarovitski, et al. Europhysics Letters, **63**, 35 (2003).
4. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Phys. Rev. A, **69**, 065802 (2004).
5. D.Sarkisyan, T.Varzhapetyan, et al. Proc. SPIE, **6257**, 625701 (2006).
6. G.Dutier, S.Saltiel, D.Bloch, M.Ducloy. J. Opt. Soc. Am. B, **20**, 793 (2003).
7. G.Nikogosyan, D.Sarkisyan, Yu.Malakyan. J. Opt. Technol., **71**, 602 (2004).
8. В.Демтредер. Лазерная спектроскопия. М., Наука, 1985.
9. J.H.Eberly. Phys. Rev. Lett., **37**, 1387 (1976).
10. G.S.Agarwal, Phys. Rev. Lett., **37**, 1383 (1976).
11. P.Zoller. J. Phys. B: At. Mol. Phys., **10**, L321 (1977).
12. G.S.Agarwal. Phys. Rev. A, **18**, 1490 (1978).
13. B.J.Dalton, P.L.Knight. Optics Commun., **42**, 411 (1982).
14. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, et al. Optics and Spectroscopy, **101**, 762 (2006).
15. A.Sargsyan, D.Sarkisyan, A.Papoyan. Phys. Rev. A, **73**, 033803 (2006).
16. N.Papageorgiou, A.Weis, et al. Appl. Phys. B, **59**, 123 (1994).

ՑԵԶԻՈՒՄԻ ԿԼԱՆՄԱՆ D₁ ԳԾԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅԱՆ ԿԱԽՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆ
ԱՏՈՄԱԿԱՆ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՍՅԱՆ ՀԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆՆԻՑ

Ա.Դ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Դ.Հ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Ե. ՓԱՇԱՅԱՆ-ԼԵՌՈՒԱ,
Կ. ԼԵՌՈՒԱ, Պ. ՄՈՐՈՇԿԻՆ, Ա. ՎԵՅՍ

Մշակված է նոր նանոբջիջ, որը հնարավորություն է տալիս կատարել ատոմական գոլորշիների սյան հաստության սահուն փոփոխում (350÷5000 նմ): Այս նանոբջջի օգնությամբ հետազոտված է Cs-ի D₁ ատոմական գծի կլանման վարքը, $L = \lambda/2 - 5\lambda$ հաստությունների տիրույթում, $\lambda/2$ քայլով (լազերի ռեզոնանսային ալիքի երկարությունը 894 նմ է) լազերային ճառագայթման տարբեր ինտենսիվության դեպքում: Ցույց է տրված, որ լազերային ճառագայթման թույլ ինտենսիվության դեպքում շերտի $L = (2n + 1)\lambda/2$ հաստությունների համար (n -ը ամբողջ թիվ է) նկատվում է ռեզոնանսային կլանման սպեկտրի նեղացում, ընդհուպ մինչև $L = 7\lambda/2$ հաստությունները, իսկ $L = n\lambda$ հաստությունների դեպքում նկատվում է ռեզոնանսային սպեկտրի լայնացում: Մշակված է փորձը բավականին լավ նկարագրող տեսական մոդել:

DEPENDENCE OF THE CESIUM ABSORPTION D₁ LINEWIDTH
ON THE THICKNESS OF ATOMIC VAPOR COLUMN

A.D. SARGSYAN, D.H. SARKISYAN, Y. PASHAYAN-LEROY,
C. LEROY, P. MOROSHKIN, A.WEIS

A new nanocell with a smoothly varying longitudinal thickness of the atomic vapor layer L in the range of 350 ÷ 5100 nm allowing to study the resonant absorption of D₁ line of Cs atoms for thicknesses changing from $L = \lambda/2$ to $L = 5\lambda$ with the step of $\lambda/2$ ($\lambda = 894$ nm is the resonant laser wavelength) and for different intensities is developed. It is shown that for low laser intensities there is narrowing of the resonant absorption spectrum for the thickness from $L = (2n + 1)\lambda$ (where n is an integer) up to $L = 7\lambda/2$ and broadening of the spectrum for $L = n\lambda$. The developed theoretical model describes well the experiment.

УДК 535.343.1

ИНТЕНСИВНОСТИ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ИОНА Yb^{3+} В КРИСТАЛЛАХ LiNbO_3

А.Г. ДЕМИРХАНИЯН¹, Г.Г. ДЕМИРХАНИЯН², В.Г. БАБАДЖАНИЯН¹,
Р.Б. КОСТАНИЯН¹, Э.П. КОКАНИЯН¹

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак

²Армянский государственный педагогический университет, Ереван

(Поступила в редакцию 18 сентября 2007 г.)

Проведены экспериментальные и теоретические исследования оптических спектров поглощения и люминесценции кристаллов $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$. В рамках теории кристаллического поля точечных зарядов решена задача Штарка: определены параметры кристаллического поля и построены волновые функции штарковских состояний. Вычислены силы линий косвенных электродипольных и магнитодипольных межштарковских переходов и определены значения параметров Джадда(Офельта). Рассчитаны коэффициенты ветвления люминесценции, коэффициенты Эйнштейна и время жизни возбужденного подуровня. Получено удовлетворительное согласие результатов расчетов с экспериментальными данными.

1. Введение

В кристаллах $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ привлекательные особенности матрицы ниобата лития (освоенные технологии роста кристаллов высокого оптического качества, отличные нелинейно-оптические, пьезо- и пироэлектрические свойства) выгодно сочетаются с хорошими спектроскопическими характеристиками (простая схема энергетических уровней, отсутствие каналов безызлучательной релаксации энергии электронного возбуждения, сравнительно большие времена жизни возбужденного состояния и т.д.) ионов Yb^{3+} . Иттербий-содержащие материалы интересны еще и тем, что ионы Yb^{3+} , коэффициент поглощения которых более чем на порядок превосходит значения коэффициентов поглощения других редкоземельных ионов (P^{3+}), являются хорошими сенситизаторами для многих P^{3+} ионов (например, для Nd^{3+} и Er^{3+}) [1-4].

2. Рост кристаллов и методика эксперимента

Кристаллы $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ выращивались вдоль оптической оси (ось C) методом Чохральского в платиновых тиглях на воздухе. Концентрация примеси, вводимой в исходный расплав ниобата лития конгруэнтного состава в виде окисла Yb_2O_3 , составляла 0.01, 0.2, 0.8 и 1 мольных процента. В процессе выращивания через систему кристалл - расплав пропусклся постоянный электрический ток плотностью 12 А/м², что обеспечивало получение монокристаллов. Исследования проводились на ориентированных образцах с размерами

10x1(или 3)x7 мм (X, Y, Z). Регистрация спектров поглощения в диапазоне длин волн от 300 до 1100 нм с разрешением 0.2 нм осуществлялась на спектрофотометре Specord-50. Спектры излучения в диапазоне от 800 до 1500 нм с разрешением 0.5 нм измерялись с помощью фотоприемника ФСВ-16АН, установленного на выходной щели дифракционного монохроматора МДР-3. Источником оптического возбуждения служил непрерывный диодный лазер InGaAs на длине волны 940 нм. Для проведения кинетических исследований формы кривых затухания люминесценции (на длине волны 982 нм) с возбужденного уровня $^4F_{5/2}$ примесных ионов Yb^{3+} в матрице НЛ применялось излучение импульсного лазера YAG:Nd $^{3+}$ с модуляцией добротности (длительность импульса ~ 20 нс), а приемником излучения служил высоко-скоростной фотоумножитель ФЭУ-83. Постоянная времени системы регистрации была порядка 1 мкс. Все измерения проводились при комнатной температуре.

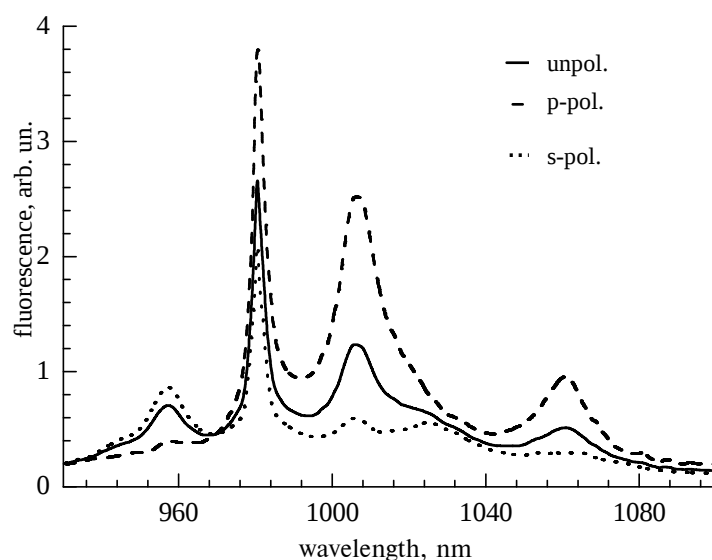


Рис.1. Спектр люминесценции $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ (1 ат % Yb), накачка: InGaAs LD, $\lambda_{\text{н}} = 940$ нм, $T = 300$ К.

На рис.1 приведен спектр люминесценции кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$ (1 ат. %) при возбуждении на длине волны 940 нм, а на рис.2- участок спектра поглощения, где проявляются характерные для Yb^{3+} ионов полосы поглощения. На обоих рисунках видны значительные изменения в относительных интенсивностях различных полос в зависимости от поляризации.

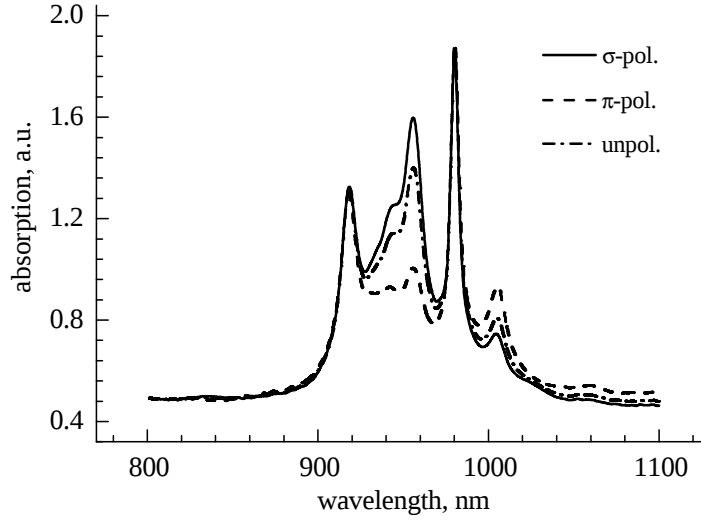


Рис.2. Спектр поглощения LiNbO₃:Yb³⁺ при $T = 300$ К.

3. Волновые функции штарковских состояний

В матрице ниобата лития ионы Yb³⁺, замещая ионы лития и частично ионы ниобия, находятся в кислородном октаэдрическом окружении с локальной группой симметрии C_3 [4]. Потенциал кристаллического поля (КП), соответствующий локальной группе C_3 , содержит девять параметров КП. Однако, штарковское расщепление возбужденного $^4F_{5/2}$ и основного $^2F_{7/2}$ мультиплетов иона Yb³⁺ позволяет получить всего пять независимых экспериментальных данных, что сильно затрудняет определение величин параметров КП из условия наилучшего соответствия расчетных и экспериментальных значений энергий штарковского расщепления. Таким образом, число параметров КП существенно превышает число независимых экспериментальных данных. Поэтому в качестве первого приближения будем исходить из более высокой группы симметрии C_{3v} , которая, обеспечивая полное штарковское расщепление мультиплетов, в потенциале КП приводит к шести параметрам:

$$V_{cr} = \alpha_J A_{20} O_2^0 + \beta_J A_{40} O_4^0 + \gamma_J A_{60} O_6^0 + \beta_J A_{43} O_4^3 + \gamma_J A_{63} O_6^3 + \gamma_J A_{66} O_6^6, \quad (1)$$

где O_l^m (эквивалентные операторы Стивенса, матричные элементы которых табулированы в [5]; α_J , β_J и γ_J (коэффициенты Стивенса. Для иона Yb³⁺ они равны

$$\alpha_{7/2} = \frac{2}{7 \times 9}, \quad \beta_{7/2} = -\frac{2}{3 \times 5 \times 7 \times 11}, \quad \gamma_{7/2} = \frac{4}{3 \times 7 \times 9 \times 11 \times 13},$$

$$\alpha_{5/2} = \frac{2}{5 \times 7}, \quad \beta_{5/2} = -\frac{2}{5 \times 7 \times 9}, \quad \gamma_{5/2} = 0. \quad (2)$$

Однако, и в этом случае число параметров КП превосходит число независимых данных, полученных из спектров поглощения. Поэтому для определения шести параметров КП необходимо дополнить экспериментальные данные по оптическим спектрам. В наших

вычислениях мы использовали результаты ЭПР измерений работы [6].

Волновые функции шарковских состояний возбужденного ${}^2F_{5/2}$ и основного ${}^2F_{7/2}$ мультиплетов в JM_J -представлении (J - полный угловой момент, M_J - его проекция) определяются внутримultipлетной диагонализацией потенциала КП (1) на основе базисных функций неприводимых представлений ${}^T\Gamma_4$ и ${}^T\Gamma_{56}$ группы C_{3v} [7]:

$$D_{7/2} = 3^T\Gamma_4 + {}^T\Gamma_{56}, \quad D_{5/2} = 2^T\Gamma_4 + {}^T\Gamma_{56}. \quad (3)$$

Отличные от нуля матричные элементы потенциала КП (1), вычисленные на базисных функциях неприводимых представлений ${}^T\Gamma_4$ и ${}^T\Gamma_{56}$, имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} J = \frac{7}{2}: \quad & V_{11} = -15\alpha_{7/2} A_{20} + 540\beta_{7/2} A_{40} - 6300\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{22} = 3\alpha_{7/2} A_{20} - 780\beta_{7/2} A_{40} - 6300\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{33} = 21\alpha_{7/2} A_{20} + 420\beta_{7/2} A_{40} + 1260\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{44} = -9\alpha_{7/2} A_{20} - 180\beta_{7/2} A_{40} + 11340\gamma_{7/2} A_{60}, \\ & V_{12} = -12\sqrt{5}\beta_{7/2} A_{43} + 252\sqrt{5}\gamma_{7/2} A_{63}, \\ & V_{13} = -6\sqrt{35}\beta_{7/2} A_{43} - 72\sqrt{35}\gamma_{7/2} A_{63}, \quad V_{23} = 360\sqrt{7}\gamma_{7/2} A_{66}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} J = \frac{5}{2}: \quad & V_{11} = -8\alpha_{5/2} A_{20} + 120\beta_{5/2} A_{40}, \\ & V_{22} = 10\alpha_{5/2} A_{20} + 60\beta_{5/2} A_{40}, \\ & V_{12} = 3\sqrt{10}\beta_{5/2} A_{43}, \\ & V_{33} = -2\alpha_{5/2} A_{20} - 180\beta_{5/2} A_{40}. \end{aligned} \quad (5)$$

Из разложения (3) видно, что волновая функция основного кramerсовского дублета или совпадает с базисной функцией $\Psi_4 = |7/2 \pm 3/2\rangle$ представления ${}^T\Gamma_{56}$, или же является линейной комбинацией функций $\Psi_1 = \pm|7/2 \pm 1/2\rangle$, $\Psi_2 = -|7/2 \mp 5/2\rangle$ и $\Psi_3 = -|7/2 \pm 1/2\rangle$ представления ${}^T\Gamma_4$: $a\Psi_1 + b\Psi_2 + c\Psi_3$ (где коэффициенты удовлетворяют условию нормировки

$a^2 + b^2 + c^2 = 1$). Однако, вычисление матричных элементов зеемановского гамильтониана

$$V_m = \beta g_{\perp}(B_x J_x + B_y J_y) + \beta g_{\parallel} B_z J_z$$

в предположении, что волновой функцией основного состояния является функция Ψ_4 , для поперечного и продольного расщеплений приводит к значениям $\Delta_{\parallel} = 3\hbar\beta g_{\parallel} B_z$ и $\Delta_{\perp} = 0$, противоречащим экспериментальному факту $\Delta_{\perp} \neq 0$ [5,6]. Поэтому следует предположить, что волновая функция основного дублета имеет вид $\Psi_0 = a\Psi_1 + b\Psi_2 + c\Psi_3$. Тогда для зеемановских продольного и поперечного расщеплений получим:

$$\Delta_{\parallel} = \beta g_{\parallel} B_z \left| 6a^2 + 12c^2 - 5 \right|; \quad \Delta_{\perp} = 2\beta g_{\perp} \sqrt{B_x^2 + B_y^2} \left| \sqrt{7}bc - 2a^2 \right|. \quad (6)$$

Таким образом, получаем два дополнительных условия. Используя для входящих в (6) параметров экспериментальные значения зеемановских расщеплений в продольном и

поперечном магнитных полях из [6] $g_z = 4.86$; $g_x = g_y = 2.69$, $B_x = 0.26$ Тл, $B_y = B_z = 0$, $\Delta_{\perp} = 0.3 \text{ см}^{-1}$ и $B_y = B_x = 0$, $B_z = 0.15$ Тл, $\Delta_{\parallel} = 0.3 \text{ см}^{-1}$ (Δ (зеemanовское расщепление основного кramerсовского дублета, B (индукция статического магнитного поля), с учетом соотношения нормировки $a^2 + b^2 + c^2 = 1$, для волновой функции основного состояния получим: $\Psi_0 = \pm 0.509416 |7/2 \pm 1/2\rangle - 0.616433 |7/2 \mp 5/2\rangle - 0.600421 |7/2 \pm 7/2\rangle$. Волновые функции остальных штарковских состояний определяются стандартной процедурой диагонализации матриц (4) и (5), используя численные значения коэффициентов Стивенса (2) и параметров КП: $A_{20} = 182.4$, $A_{40} = 73.2$, $A_{60} = 180.1$, $A_{43} = 1732.9$, $A_{63} = 724.9$, $A_{66} = 1374.5$ (в см^{-1}), которые определены из условия наилучшего соответствия рассчитанных и экспериментальных значений штарковских расщеплений. Окончательно, для волновых функций штарковских состояний иона Yb^{3+} в LiNbO_3 получим:

$$\begin{aligned}
 |v_1\rangle &= \pm 0.509416 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle - 0.616433 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.600421 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_2\rangle &= \pm 0.804567 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle + 0.093697 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle + 0.586424 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_3\rangle &= \pm 0.305234 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle + 0.781812 \left| \frac{7}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle - 0.543692 \left| \frac{7}{2} \pm \frac{7}{2} \right\rangle, \\
 |v_4\rangle &= \left| \frac{7}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle, \\
 |v_5\rangle &= -0.442843 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle \pm 0.896599 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \\
 |v_6\rangle &= 0.896599 \left| \frac{5}{2} \pm \frac{1}{2} \right\rangle \pm 0.442843 \left| \frac{5}{2} \mp \frac{5}{2} \right\rangle, \\
 |v_7\rangle &= \pm \left| \frac{5}{2} \pm \frac{3}{2} \right\rangle,
 \end{aligned} \tag{7}$$

где нумерация начинается с нижайшего штарковского состояния.

4. Силы линий межштарковских переходов

Как известно, основной вклад в силы линий $f-f$ переходов дают косвенные электродипольные переходы (КЭД), теория которых, разработанная Джаддом [8] и Офельтом [9], широко применяется при интерпретации оптических спектров примесных R^{3+} ионов. Однако, не учитывая штарковскую структуру спектра примесного иона, стандартный джадд(офельтовский анализ не применим для иттербий-содержащих материалов из-за скудности схемы энергетических уровней иона Yb^{3+} .

Выражения для сил линий КЭД переходов с учетом штарковской структуры оптического спектра примесного иона получены в [10-13]:

$$S_{\text{ied}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = \sum_t \Omega_t A_t^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) \left| \langle J_f \| U_t \| J_i \rangle \right|^2. \tag{8}$$

Здесь Ω_t ($t=2, 4, 6$) (параметры Джадда(Офельта), $\langle J_f \| U_t \| J_i \rangle$ (приведенный матричный

элемент неприводимого единичного оператора U_t , коэффициенты $A_t(i \rightarrow f)$ определяют распределение интенсивности по компонентам межштарковских переходов $i \rightarrow f$: для σ -поляризованной линии

$$A_t^{(\sigma)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \sum_M \frac{t(t-1) + M^2}{t(2t-1)} \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2, \quad (9)$$

а для π -поляризованной линии

$$A_t^{(\pi)}(i \rightarrow f) = \frac{1}{2J_f + 1} \sum_M \frac{t^2 - M^2}{t(2t-1)} \left| \sum_{M_i M_f} b_{J_f M_f}^{(f)*} b_{J_i M_i}^{(i)} C_{J_i M_i t M}^{J_f M_f} \right|^2, \quad (10)$$

где C_{JM}^{kq} – коэффициенты Клебша–Гордана, $b_{JM}^{(v)}$ – численные коэффициенты в волновых функциях v -ого штарковского состояния.

Силу линии магнитодипольного (МД) перехода можно представить в виде

$$S_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = A_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) S_{\text{md}}, \quad (11)$$

где S_{md} (межмультиплетный матричный элемент МД перехода, величина которого, вычисленная по формулам, приведенным в [12,13], для иона Yb^{3+} равна $S_{\text{md}} = (24/7)(\mu/e)^2$ (μ – магнетон Бора, e – заряд электрона), явные выражения коэффициентов $A_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}$ приведены в [14].

Таким образом, сила линии, обусловленная КЭД и МД переходами, имеет вид

$$S_{\text{tot}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) = \chi_{\text{ed}} S_{\text{ied}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f) + \chi_{\text{md}} S_{\text{md}}^{(\text{unp}, \sigma, \pi)}(i \rightarrow f). \quad (12)$$

Факторы $\chi_{\text{ed}} = n(n^2 + 2)^2 / 9$ и $\chi_{\text{md}} = n^3$ учитывают поправку локального поля (n – коэффициент преломления на длине волны перехода). Используя величины матричных элементов $\langle J_f \| U_t \| J_i \rangle$, приведенные в [13], и волновые функции (7), для силы неполяризованных линий переходов с основного штарковского подуровня v_1 получим:

$$\begin{aligned} S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_5) &= \chi_{\text{ed}} (0.006091 \Omega_2 + 0.013181 \Omega_4 + 0.039905 \Omega_6) + 6.254 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}, \\ S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_6) &= \chi_{\text{ed}} (0.004337 \Omega_2 + 0.019945 \Omega_4 + 0.032871 \Omega_6) + 4.789 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}, \\ S_{\text{abs}}^{(\text{tot})}(v_1 \rightarrow v_7) &= \chi_{\text{ed}} (0.004877 \Omega_2 + 0.017894 \Omega_4 + 0.034367 \Omega_6) + 4.926 \times 10^{-23} \chi_{\text{md}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Величины параметров Ω_t , найденные из условия наилучшего согласия вычисленных интегральных коэффициентов поглощения

$$\alpha_{i \rightarrow f} = \frac{1}{N} \int k(\lambda) d\lambda = \frac{8\pi^3 e^2 \lambda}{3ch n^2} S_{\text{tot}}^{(\text{unp})}(i \rightarrow f) \quad (14)$$

с их экспериментальными значениями, определенными из низкотемпературных неполяризованных спектров поглощения [1], равны $\Omega_2 = 1.3 \times 10^{-20}$, $\Omega_4 = 2.98 \times 10^{-20}$, $\Omega_6 = 0$ (в см^2). Используя эти значения параметров, вычислены силы поляризованных и неполяризованных линий всех межштарковских переходов, коэффициенты Эйнштейна и

вероятности излучательных переходов со штарковских подуровней возбужденного мультиплета (с учетом больцмановского распределения), межштарковские коэффициенты ветвления лю-

Табл.1. Спектроскопические характеристики π -поляризованных (σ -поляризованных) линий в $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$.

переход	λ , нм	S_{if} , 10^{20} см ²		A_{if} , с ⁻¹	W_{if} , с ⁻¹	β_{if} , %
		КЭД	МД	Суммар.	300 К	300 К
$v_5 \rightarrow v_1$	980	0.02595 (0.02124)	0.00279 (0.00347)	230 (197.3)	175.1 (150.2)	14.8 (23.1)
$\rightarrow v_2$	1010	0.06125 (0.03075)	0.00819 (0.00080)	507.1 (231.5)	386.1 (176.2)	32.6 (27.1)
$\rightarrow v_3$	1030	0.01314 (0.01123)	0.00275 (0.00119)	109.1 (85.6)	83.1 (65.2)	7.0 (10.0)
$\rightarrow v_4$	1060	0.04256 (0.02312)	0.00210 (0)	283.2 (147.0)	215.6 (111.9)	18.2 (17.2)
$v_6 \rightarrow v_1$	955	0.04943 (0.01565)	0.00415 (0.00063)	463.8 (141.2)	97.8 (29.8)	8.2 (4.6)
$\rightarrow v_2$	983.5	0.03336 (0.01856)	0.00025 (0.00514)	267.4 (186.5)	56.4 (39.3)	4.8 (6.1)
$\rightarrow v_3$	1002.4	0.04912 (0.02075)	0.00239 (0.00245)	386.2 (173.5)	81.5 (36.6)	6.9 (5.6)
$\rightarrow v_4$	1030.7	0.02779 (0.01459)	0.00626 (0)	233.2 (100.9)	49.2 (21.3)	4.1 (3.3)
$v_7 \rightarrow v_1$	918	0.04340 (0.01626)	0.00493 (0)	470.5 (159.1)	13.1 (4.4)	1.1 (0.7)
$\rightarrow v_2$	944.3	0.01789 (0.01012)	0.00158 (0)	174.3 (91.0)	4.8 (2.5)	0.4 (0.4)
$\rightarrow v_3$	961.7	0.05810 (0.01960)	0.00718 (0)	552.5 (166.8)	15.3 (4.6)	1.3 (0.7)
$\rightarrow v_4$	987.8	0.03651 (0.02736)	0 (0.00760)	286.8 (271.5)	8.0 (7.5)	0.6 (1.2)

Здесь λ – длина волны перехода; S_{if} – сила линии; A_{if} – коэффициенты Эйнштейна; W_{if} – вероятности спонтанных переходов; β_{if} – коэффициенты ветвления люминесценции.

люминесценции при температуре $T = 300$ К. Результаты вычислений приведены в табл.1. Налицо качественное согласие вычисленных (последний столбец таблицы) и экспериментальных (рис.1) значений межштарковских коэффициентов ветвления люминесценции с основного штарковского подуровня возбужденного мультиплета. Видно также, что больший коэффициент ветвления люминесценции соответствует длине волны 1010 нм, что также соответствует экспериментальному факту [1]. Согласно приведенным в таблице данным, суммарная вероятность спонтанных переходов с подуровней мультиплета

$^2F_{5/2}$ равна $W^{(unp)} = \sum_{i=5}^7 \sum_{f=1}^4 W_{v_i \rightarrow v_f}^{(unp)} = 1845.6 \text{ с}^{-1}$. Отсюда для радиационного времени жизни возбужденного уровня при $T = 300 \text{ К}$ получим $\tau_{\text{rad}} = 541.8 \text{ мкс}$, что также хорошо согласуется с экспериментальным значением $\sim 538 \text{ мкс}$ [1].

5. Заключение

Таким образом, вычисления основных спектроскопических характеристик кристалла $\text{LiNbO}_3:\text{Yb}^{3+}$, проведенные на основе волновых функций (7) штарковских состояний иона Yb^{3+} , приводят к вполне удовлетворительным результатам. Это позволяет надеяться, что они могут быть также с успехом применены при вычислении других характеристик (температурных ширин, сдвигов, сверхтонкой структуры и т.п.) спектральных линий.

Работа выполнена в рамках грантов № 045 и № 0073 МНО РА. Один из авторов (Э.П.Коканян) благодарен за частичную поддержку проекта NFSAT AR2-3235-AS-04.

ЛИТЕРАТУРА

1. **E. Montoya, A. Lorenzo, L.E. Bausa.** J. Phys. Cond. Matt., **11**, 311 (1999).
2. **W.F. Krupke.** IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics, **6**, 1287 (2000).
3. **Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян, Э.П.Коканян, Р.Б.Костанян.** В сб. трудов конф. Лазерная Физика-2004, Аштарак, изд. "Гитутюн" НАН РА, 2005, с.29.
4. **G.Malovichko, V.Grachev, E.P.Kokanyan, O. Schirmer.** Ferroelectrics, **239**, 357 (2000).
5. **А.Абрагам, Б.Блини.** Электронный парамагнитный резонанс переходных ионов, т.2. М., Мир, 1972.
6. **G.Burns, D.F.O'Kane, R.S.Tittle.** Phys. Rev., **167**, 314 (1968).
7. **А.М.Леушин.** Таблицы функций, преобразующихся по неприводимым представлениям кристаллографических точечных групп. М., Наука, 1968.
8. **B.R.Judd.** Phys. Rev., **127**, 750 (1962).
9. **G.S.Ofelt.** J. Chem. Phys., **37**, 511 (1962).
10. **В.Г.Бабаджян, Г.Г.Демирханян.** Изв. НАН Армении, Физика, **41**, 45 (2006).
11. **Г.Г.Демирханян.** Оптика и спектроскопия, **101**, 576 (2006).
12. **G.G.Demirkhanyan.** Laser Physics, **16**, 1057 (2006).
13. **G.G.Demirkhanyan, V.G.Babajanyan, E.P.Kokanyan, R.B.Kostanyan, J.B.Gruber, D.K.Sardar.** Optical Materials, **29**, 1107 (2007).
14. **А.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджян, Г.Г.Демирханян, Р.Б.Костанян, Э.П.Коканян, С.С.Овсепян.** В сб. трудов конф. Лазерная Физика-2006, Аштарак, изд. "Гитутюн" НАН РА, 2007, с.25.

Yb³⁺ ԻՈՆԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳԾԵՐԻ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
LiNbO₃ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Հ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Գ.Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Վ.Գ. ԲԱԲԱՋԱՆՅԱՆ,
Ռ.Բ. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Է.Պ. ԿՈԿԱՆՅԱՆ

Իրականացված է LiNbO₃:Yb³⁺ բյուրեղի կլանման և առաքման օպտիկական սպեկտրների փորձարարական և տեսական ուսումնասիրությունը: Բյուրեղային դաշտի տեսության կետային լիցքերի մոտավորության շրջանակներում լուծված է Շտարկի խնդիրը: որոշված են բյուրեղային դաշտի պարամետրերը և շտարկյան վիճակների ալիքային ֆունկցիաները: Հաշվարկված են անուղղակի էլեկտրադիպոլային և մագնիսադիպոլային միջշտարկյան անցումներով մակածված գծերի ուժերը և որոշված են Ջադդ–Օֆելտի պարամետրերի արժեքները: Հաշվարկված են ճառագայթման ճյուղավորման գործակիցները, էյնշտեյնի գործակիցները և գրգռված ենթամակարդակի կյանքի տևողությունը: Ստացված է լավ համընկնում փորձարարական տվյալների հետ:

SPECTRAL LINE INTENSITIES OF Yb³⁺ ION IN LiNbO₃ CRYSTALS

H.G. DEMIRKHANYAN, G.G. DEMIRKHANYAN, V.G. BABAJANYAN,
R.B. KOSTANYAN, E.P. KOKANYAN

Optical spectra of absorption and luminescence of LiNbO₃:Yb³⁺ crystals are investigated experimentally and theoretically. Within the framework of the point charge approximation of crystal field the Stark problem is solved: crystal field parameters and wave functions of Stark states are determined. Line strengths due to indirect electric-dipole and magnetic-dipole inter-Stark transitions are calculated and values of the Judd–Ofelt parameters are determined. Values of branching ratios of luminescence, Einstein coefficients, and lifetime of the excited sublevel are calculated. A satisfactory agreement of calculation results with experimental data is obtained.

УДК 621.372

КОНВЕКЦИЯ В ОТНОСИТЕЛЬНО ТОНКИХ СЛОЯХ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Р.Б. АЛАВЕРДЯН, А.М. ГРИГОРЯН, Ю.С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 27 июля 2007 г.)

Экспериментально исследованы лазерно-индуцированные конвективные движения в тонких слоях нематических жидких кристаллов (≤ 1 мм). Показано, что конвекция, формирующаяся при наличии вертикального градиента температуры, имеет тороидальную форму. Измерены скорости конвекционного движения жидкого кристалла при двух различных сечениях падающего лазерного пучка. Проведено сравнение порога градиента температуры конвективных движений, исходя из теоретических расчетов и экспериментальных параметров.

1. Введение

Как известно, конвекционные движения в жидкостях при вертикальном или горизонтальном градиенте температуры довольно хорошо изучены как теоретически, так и экспериментально. В частности, в работах [1-5] исследована конвекция жидкости при вертикальном температурном градиенте, при котором появляются ячейчатые структуры. Это объясняется неустойчивостями в неоднородно прогретой жидкости. При этом надо заметить, что в данных работах объем исследованных жидкостей был намного больше объемов конвективных ячеек.

В работах [1-3] проанализированы три различных механизма создания конвективных движений – силы плавучести, силы поверхностного натяжения и термоэлектрические силы. При некотором критическом значении нагрева включается какой-либо из механизмов конвективного движения. Какой именно механизм включается первым, в основном зависит от характерных размеров объема жидкости. В более толстых слоях (больше 1 мм) возникают ячейки Бенара, в слоях потоньше (меньше 1 мм) – ячейки Марангони, а в самых тонких (меньше 100 мкм) – первым включается термоэлектрический механизм.

Также, в работе [1] исследованы изменения соотношений продольного и поперечного размеров ячейки конвекции при плавном изменении толщины жидкого слоя. Показано, что резкое изменение соотношения размеров ячейки конвекции происходит из-за смены механизма возбуждения конвекции. Как можно было ожидать, в случае тонких слоев вместо сил плавучести доминантными становятся термокапиллярные силы, а при уменьшении толщины они сменяются термоэлектрическими силами. В работе проведены теоретические расчеты, которые сравниваются с классическими экспериментальными результатами Бенара [4]. При этом в [4] эксперименты проводились с воском, слой которого имел толщину до 1 мм

и помещался на гладкий металлический поддон.

Принимая во внимание приведенную в работе [5] формулу зависимости градиента температуры, при котором наблюдается гидродинамическая конвекция, от параметров жидкого кристалла, можно оценить величину мощности лазерного излучения, достаточную для создания гидродинамических конвекций.

В настоящей работе мы экспериментально исследовали возбуждение гидродинамических конвекций в тонких (< 1 мм) неориентированных слоях НЖК, обусловленное поглощением лазерного излучения с гауссовским распределением интенсивности. В результате поглощения лазерного излучения создается вертикальный градиент температуры, который в свою очередь возбуждает тороидальное конвективное движение.

2. Экспериментальные результаты

В эксперименте были использованы горизонтально установленные ячейки с НЖК Е7 (рис.1). Ячейка НЖК представляет из себя две плоские стеклянные подложки (3), разделенные спейсерами (2), между которыми находится НЖК (1). Ячейка НЖК была установлена между скрещенными поляризаторами и освещена снизу сфокусированным, нормально падающим гауссовым лазерным пучком. В нашем эксперименте использовался непрерывный YAG:Nd³⁺ лазер, имеющий длину волны $\lambda = 1,06$ мкм. Ячейка НЖК снизу освещалась лампой, свет от которой регистрировался камерой, подключенной к компьютеру. Тем самым фиксировался весь процесс развития гидродинамических движений.

Визуализация гидродинамических движений проводилась путем добавления в НЖК алюминиевого порошка, размеры частиц которого составляли порядка 3 мкм, с весовой концентрацией 10⁻³%. Оптическое поглощение данного комплекса $\beta \approx 10^2$ см⁻¹ на $\lambda = 1,06$ мкм. Скорость гидродинамических движений НЖК определялась как скорость движения алюминиевых частиц.

Эксперимент состоял в следующем: в горизонтально установленной ячейке НЖК посредством лазерного излучения создавался вертикальный градиент температуры, обусловленный поглощением лазерного излучения в ячейке НЖК. Далее, вертикальный градиент температуры создавал гидродинамические движения, которые приводили к смене распределения директора НЖК. С помощью камеры было зафиксировано, что эти гидродинамические движения имеют тороидальную структуру, вследствие чего распределение директора НЖК также имеет соответствующую структуру. Это было подтверждено наблюдениями с применением скрещенных поляризаторов.

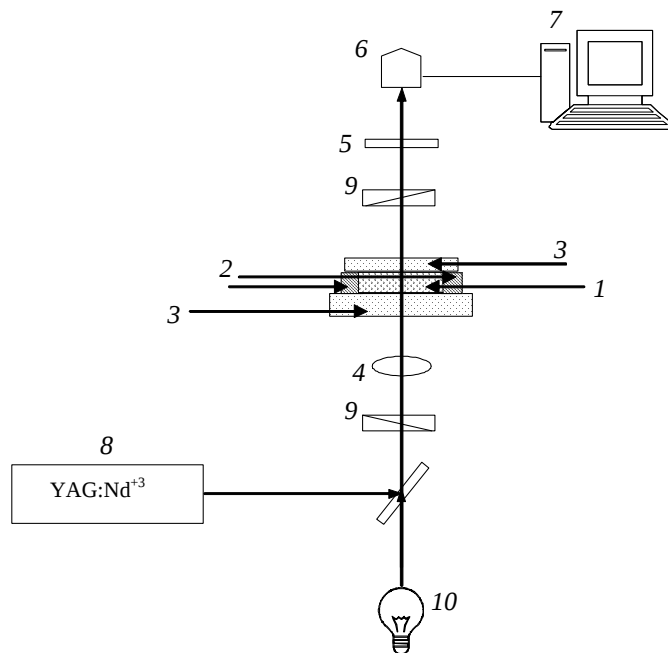


Рис.1. Схема экспериментальной установки. 1 – НЖК, 2 – спейсеры ячейки НЖК, 3 – подложки ячейки НЖК, 4 – фокусирующая линза, 5 – фильтр, поглощающий ИК излучение, 6 – CCD-камера, 7 – компьютер, 8 – лазер, 9 – скрещенные поляризаторы, 10 – лампа подсветки.

Эксперименты проводились с тремя ячейками, имеющими разные толщины НЖК слоя, и для каждой были измерены зависимости максимальной радиальной скорости торoidalной волны от мощности падающего лазерного излучения, при двух разных размерах пучка падающего лазерного излучения.

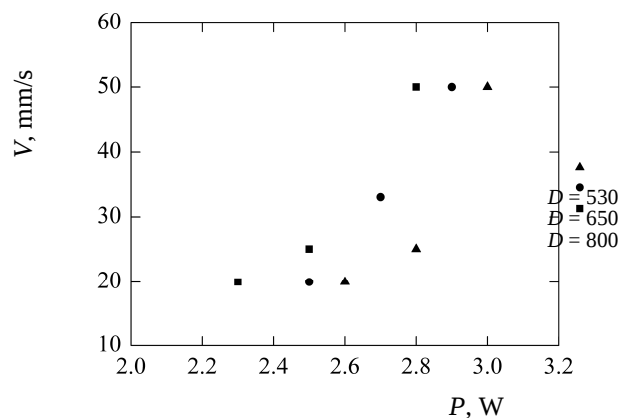


Рис.2. Зависимость максимальной радиальной скорости торoidalной волны от мощности падающего лазерного излучения, при сечении падающего лазерного излучения 200 мкм для трех разных толщин слоя НЖК (530 мкм, 650 мкм, 800 мкм).

мкм).

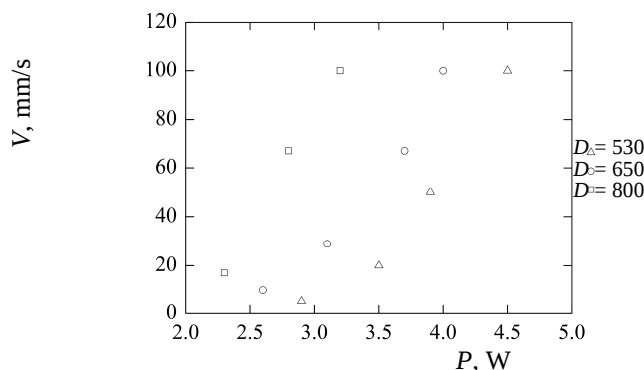


Рис.3. Зависимость максимальной радиальной скорости торoidalной волны от мощности падающего лазерного излучения, при сечении падающего лазерного излучения 1 мм для трех разных толщин слоя НЖК (530 мкм, 650 мкм, 800 мкм).

На рис.2,3 приведены зависимости максимальной радиальной скорости торoidalной волны от мощности падающего лазерного излучения, при разных толщинах слоя НЖК и для двух разных значений сечений падающего лазерного излучения. Видно, что скорость монотонно возрастает с ростом мощности падающего излучения.

3. Теоретическая оценка

Для оценки необходимого для возникновения конвективных движений градиента температуры в используемых в эксперименте ячейках НЖК можно воспользоваться результатами работы [6]. В ней приведена формула зависимости градиента температуры ΔT , при котором наблюдается гидродинамическая конвекция, от параметров жидкого кристалла. Воспользуемся тремя безразмерными параметрами, характеризующими свойства гидродинамических движений [6]. Это число Прандтля

$$\sigma = \frac{\alpha_4 / 2}{\rho k_{\parallel}}, \quad (1)$$

отношение времени релаксации директора к времени тепловой диффузии

$$F = \frac{(\alpha_4 / 2) k_{\parallel}}{k_{33}}, \quad (2)$$

и число Рэлея

$$R = \frac{\theta g \rho d^3 \Delta T}{(\alpha_4 / 2) k_{\parallel}}. \quad (3)$$

В этих уравнениях α_4 – один из коэффициентов вязкости, θ – коэффициент изобарного теплового расширения, $k_{\parallel}$ – коэффициент тепловой диффузии, параллельной директору

НЖК, k_{33} – одна из констант упругости НЖК, ρ – плотность НЖК, d – толщина слоя НЖК и g – гравитационное ускорение.

Время установки гидродинамического движения рассчитывается согласно следующей формуле:

$$t_v = d^2 / k_{||}. \quad (4)$$

Параметры F , σ и t_v можно считать фиксированными для определенного типа НЖК, в определенном температурном интервале. Для НЖК Е7 при 25(С (при котором и проводился эксперимент) эти параметры имеют следующие значения: $\sigma \approx 200$, $R \approx 3000$ и $F \approx 400$. Время t_v имеет порядок нескольких минут и зависит от толщины слоя НЖК. Рассчитывая значения R , можно оценить величину ΔT для данной толщины слоя НЖК. При такой оценке значение ΔT получается порядка нескольких °С.

С другой стороны, ΔT можно оценить, пользуясь формулой из работы [7]

$$\Delta T = \frac{1}{\phi} \frac{\beta}{\psi^2 \rho C_p} I e^{-\alpha d}, \quad (5)$$

где ϕ – коэффициент тепловой диффузии, β – коэффициент поглощения, ρ – плотность НЖК, C_p – удельная теплоемкость при постоянном давлении, ψ – общий коэффициент потерь, I – интенсивность лазерного излучения, d – толщина слоя (размеры ячейки НЖК).

Оценивая значение ΔT в условиях эксперимента, при размере лазерного пучка 1 мм: $I \approx 300$ Вт/см², $\beta \approx 10^2$ см⁻¹, $\psi \approx 10^4$ см⁻¹, $e^{-\alpha z} \approx 1$, $\phi \approx 10^{-4}$ см²/с, $\rho C_p \approx 1$ Дж/см³ град⁵, получим $\Delta T \approx 3^\circ\text{C}$.

Таким образом, видно, что градиент температуры, оцененный с помощью параметров эксперимента, и его теоретическая оценка имеют тот же порядок. Это позволяет предположить, что наблюдаемые конвективные движения объясняются существующей теорией.

4. Обсуждение и выводы

В данной работе экспериментально исследованы конвективные движения в относительно тонких слоях нематических жидких кристаллов с закрытой поверхностью. Выявлен тип конвекции, возникающий при вертикальном градиенте температуры, который является тороидальным. Измерены также скорости конвекционного движения жидкого кристалла при двух разных сечениях падающего лазерного пучка. Измерения показали, что при увеличении интенсивности падающего излучения скорости гидродинамической конвекции монотонно растут, тогда как в открытых ячейках с такими же толщинами слоя НЖК наблюдалось уменьшение скорости гидродинамической конвекции (см. [5]). Уменьшение скорости объясняется сложным характером деформации поверхности НЖК. В настоящей работе эксперименты проводились с закрытой ячейкой НЖК, чем и обусловлено монотонное возрастание скоростей.

Проведено сравнение значений возбуждаемого градиента температуры, полученного из теории гидродинамической конвекции (3) и из прямых измерений интенсивности

лазерного излучения (5). Полученное соответствие позволяет предположить, что выявленные конвективные движения объясняются в рамках существующей теории.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Е.Д.Эйдельман.** ЖТФ, **68**, 11 (1998).
2. **A.Arakelyan, Yu.Chilingaryan, R.Alaverdyan.** J. de Phys., **50**, 1393 (1989).
3. **Е.Д.Эйдельман.** СОЖ, **5**, 94 (2000).
4. **H.Benard.** Ann. Chem. Phys., **23**, 62 (1901).
5. **Р.С.Акопян, Р.Б.Алавердян, А.Г.Аракелян, С.Ц.Нерсисян, Ю.С.Чилингарян.** Квантовая электроника, **34**, 267 (2004).
6. **L.Thomas, W.Pesch, G.Ahlers.** Phys. Rev. E, **58**, 5885 (1998).
7. **Р.Б.Алавердян, С.М.Аракелян, Ю.С.Чилингарян.** Письма в ЖЭТФ, **42**, 366 (1983).

ԿՈՆՎԵԿՏԻՎ ՇԱՐԺՈՒՄՆԵՐԸ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՀԱՄԵՄԱՏԱԲԱՐ ԲԱՐԱԿ ՇԵՐՏԵՐՈՒՄ

Ռ.Բ. ԱԼԱՎԵՐԴՅԱՆ, Ա.Մ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, ՅՈՒՍ. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Փորձնականորեն ուսումնասիրված են լազերով մակածված կոնվեկտիվ շարժումները նեմատիկ հեղուկ բյուրեղի բարակ շերտերում (≤ 1 մմ): Ցույց է տրված, որ ուղղահայաց ջերմաստիճանային գրադիենտի դեպքում առաջացող կոնվեկցիան կրում է տորոիդալ բնույթ: Չափված են կոնվեկտիվ շարժումների արագությունները, ընկնող լազերային փնջի երկու տարբեր հատույթների դեպքում: Կատարված է կոնվեկտիվ շարժումների շեմային ջերմաստիճանային գրադիենտների համեմատություն՝ ելնելով տեսական հաշվարկներից և փորձի պարամետրերից:

CONVECTION IN RELATIVELY THIN LAYERS OF NEMATIC LIQUID CRYSTALS

R.B. ALAVERDYAN, A.M. GRIGORYAN, Yu.S. CHILINGARYAN

The laser-induced convective motion in nematic liquid crystal thin layers (≤ 1 mm) is investigated experimentally. It is shown that the convection formed at the vertical temperature gradient has a toroidal form. Convective motion velocities were measured at two different diameters of the incident laser beam. A comparison of the convective movement temperature gradient thresholds is carried out, using theoretical estimations and experimental parameters.

УДК 621.373

ХАРАКТЕР СИМИЛЯРИТОНА, СФОРМИРОВАННОГО В ОДНОМОДОВОМ ВОЛОКНЕ БЕЗ УСИЛЕНИЯ

Г.Л. ЕСАЯН, К.А. ПАЛАНДЖЯН, Т.Г. МАНСУРЯН,
А.С. ЗЕЙТУНЯН, Л.Х. МУРАДЯН

Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 17 сентября 2007 г.)

На основе численных и экспериментальных исследований продемонстрирован нелинейно-спектральный характер симиляритона, сформированного в одномодовом волоконном световоде без усиления. Показано, что совместное воздействие кэрровской нелинейности и нормальной дисперсии световода приводит к формированию симиляритонов, временная огибающая, спектр и фаза которых в центральной энергонесущей части имеют форму, близкую к параболической.

1. Введение

В последние годы замечен возросший интерес к симиляритонам, представляющим из себя импульсы, которые при распространении в оптических волокнах сохраняют свою временную форму с масштабным коэффициентом. Такие импульсы в волокнах с нормальной дисперсией и усилением имеют параболическую интенсивность и фазу. Симиляритоны представляют не только академический, но и большой практический интерес с точки зрения задач компрессии или использования в качестве опорных импульсов в различных приложениях. Впервые параболические импульсы были получены как асимптотические решения нелинейного уравнения Шредингера в волокне без усиления при высоких интенсивностях [1]. Однако, практически распространение таких импульсов в волокне без усиления, вследствие дисперсионного расплывания, приводит к падению интенсивности импульса и потере параболической формы. Этим обусловлено появление большого количества теоретических и экспериментальных работ по исследованию распространения параболических импульсов в волокнах с усилением [2-9]. В таких волокнах усиление компенсирует вызванное дисперсионным расплыванием уменьшение интенсивности, сохраняя необходимый баланс между дисперсией и фазовой самомодуляцией. Было показано, что параболические импульсы формируются вне зависимости от формы начального импульса [4,6]. При этом длительность сформированного импульса, спектральная ширина и чирп также не зависят от длительности начального импульса и определяются только его энергией и характеристиками усиливающего волокна [2,4,6]. В работе [7] показано, что параболические импульсы можно синтезировать и в волокне с убывающей дисперсией. В работах [8,9] исследованы, соответственно, линейное и нелинейное распространение импульсов в волокне с произвольно распределенной

дисперсией и усилением (или затуханием). Показано, что в линейном случае при определенных условиях также возможно формирование симиляритонов, причем они необязательно должны иметь параболическую форму и имеют спектральный характер.

В данной работе представлены результаты по формированию симиляритонов в волокне без усиления. Проведенные численные и экспериментальные исследования распространения мощных лазерных импульсов в волокне без усиления показывают, что совместное воздействие нелинейной фазовой самомодуляции и дисперсии приводит к тому, что в таком волокне из импульсов с произвольной начальной формой формируются импульсы с линейным чирпом (параболической фазой), величина которого практически не зависит от начального чирпа и интенсивности импульса и определяется дисперсионными характеристиками волокна. При этом формы спектрального и временного профилей интенсивности в центральной энергонесущей части близки к параболической, повторяют друг друга и не меняются при распространении в волокне.

2. Теория

Нелинейное распространение ультракоротких импульсов обычно описывают посредством нелинейного уравнения Шредингера

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \zeta} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \eta^2} + R |\Psi|^2 \Psi.$$

Здесь $\Psi(\zeta, \eta)$ – медленно меняющаяся амплитуда, нормированная на свое пиковое значение на входе в систему, $\zeta = z/L_D$ – безразмерное расстояние, $\eta = (t - z/u)\tau_0$ – бегущее время (z – пространственная координата, L_D – характерная дисперсионная длина, τ_0 – начальная длительность импульса, u – групповая скорость) [10]. Параметр нелинейности $R = L_D/L_{NL}$, где L_{NL} – длина фазовой самомодуляции. Известно, что в случае, когда нелинейными эффектами можно пренебречь ($R = 0$), фурье-компонента импульса приобретает фазу

$$\tilde{\Phi}(\Omega, f) = \tilde{\Phi}_0(\Omega, 0) - f\Omega^2/2,$$

где $\Omega = (\omega - \omega_0)\tau_0$ – безразмерная частота (ω – текущая частота, ω_0 – центральная частота), $\tilde{\Phi}_0$ – начальная фаза, f – длина волокна в единицах L_D [10]. По аналогии с чирпом импульса удобно характеризовать спектральную фазу при помощи параметра $\alpha = -\tilde{\Phi}''(\Omega)$. Отметим, что при $f \gg 1$ (в дальнем поле дисперсии) $\alpha = \gamma^{-1}$, где $\gamma = \Phi''(t)$ – коэффициент чирпа импульса, t – бегущее время в единицах начальной длины импульса. При этом, если импульс обладает линейным чирпом, то и фаза $\tilde{\Phi}'(\Omega)$ линейна по частоте.

Таким образом, в случае $R = 0$ импульс с начальным линейным чирпом на выходе из волокна также имеет линейный чирп и параметр α равен

$$\alpha(R=0) = \alpha_0 + \Delta\alpha(R=0), \quad \text{где} \quad \Delta\alpha(R=0) = f, \quad \alpha_0 = -\tilde{\Phi}_0''(\Omega). \quad (1)$$

Отметим, что при $\alpha_0 = 0$, т.е. в случае спектрально-ограниченного импульса $\alpha(R=0) = f$.

При учете нелинейных явлений в волокне ($R > 0$), в общем случае нет простого

аналитического решения. В этом случае фазовая самомодуляция приводит к тому, что меняется не только фаза фурье-компоненты, но и ее амплитуда. В случае, когда $R \gg 1$ и $f \gg 1$, эволюцию импульса в волокне приближенно можно разделить на два этапа. Так как при этом $L_D \gg L_{NL}$, то можно считать, что на начальном нелинейном этапе распространения заметную роль играет только фазовая самомодуляция, а на втором дисперсионном этапе – только дисперсия. На первом этапе фазовая самомодуляция приводит к уширению спектра импульса при практически неизменной его временной форме. Если спектр уширяется в b раз, то, так как для гауссовского импульса в безразмерных величинах t и Ω начальные длительность импульса и ширина спектра равны единице, можно записать $\Delta\Omega_{NL} = b \times \Delta\Omega_0 = b$, $\tau_{NL} = \tau_0 = 1$. Тогда, опять учитывая, что в центральной части чирп импульса практически линеен, имеем $\alpha_{NL} \approx \gamma_{NL}^{-1} \approx \tau_{NL} / \Delta\Omega_{NL} = 1/b$. На втором этапе распространения импульса существенную роль играет уже только дисперсия и параметр α можно описать с помощью формулы (1): $\alpha(R \gg 0) = \alpha_{NL} + f = 1/b + f = f(1 + 1/bf)$. Таким образом, можно ожидать, что значение ($\approx f$, причем тем точнее, чем больше уширение спектра и длина волокна).

Отметим, что приведенные выше рассуждения в случае $R > 0$ носят только качественный характер и строгое определение характеристик импульса можно провести при помощи численных исследований.

3. Численный эксперимент

Проведенные численные исследования подтверждают обсуждавшуюся выше качественную картину и показывают, что при длине волокна порядка нескольких L_D конечный чирп импульса также оказывается линейным. При этом величина чирпа первоначально спектрально-ограниченного импульса практически не зависит от интенсивности импульса и определяется длиной волокна

$$\alpha(R > 0) \cong f = \Delta\alpha(R = 0). \quad (2)$$

Таким образом, увеличение интенсивности импульса приводит к взаимосвязанному (синхронному) изменению спектра и формы импульса таким образом, что величина чирпа остается неизменной.

Соотношение (2) практически оказывается верным и в случае, когда импульс на входе в волокно имеет начальный линейный чирп $\alpha_0 > 0$ при условии, что интенсивность импульса достаточно велика. На рис.1 показана зависимость α от начального α_0 при различных значениях параметра нелинейности R . Из рисунка видно, что в линейном случае ($R = 0$) выполняется (1), а при больших значениях R величина чирпа такая же, как и для спектрально-ограниченного импульса в линейном случае, что соответствует (2). При этом соотношение (2) достаточно хорошо выполняется для импульсов с положительным начальным чирпом ($\alpha_0 > 0$), что обусловлено тем, что на начальном этапе распространения существенную роль играет фазовая самомодуляция импульса. Это приводит к тому, что при $\alpha_0 > 0$ и при больших R ширина спектра очень быстро увеличивается, в то время как форма импульса остается практически неизменной. Вследствие этого величина $\alpha \sim \tau / \Delta\Omega$ (τ и $\Delta\Omega$ – соответственно, длина импульса и ширина спектра) уменьшается и дальнейшее

распространение импульса происходит таким же образом, как для спектрально-ограниченного импульса. В случае же $\alpha_0 < 0$ фазовая самомодуляция приводит не к уширению, а к сжатию спектра. При этом коэффициент α возрастает, чем и обусловлено отклонение от соотношения (2). Заметим, однако, что и в этом случае при больших R значение α , а следовательно, и величина чирпа практически не зависят от интенсивности и начального чирпа импульса.

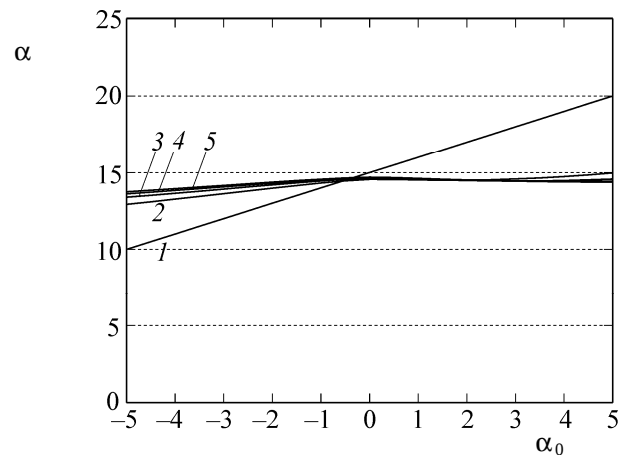


Рис.1. Зависимость конечного чирпа гауссовского импульса от начального. Расчеты проводились для волокна с длиной $f=15$ при значениях интенсивности, соответствующих $R=0$ (1), $R=10$ (2), $R=20$ (3), $R=30$ (4), $R=40$ (5).

Линейность чирпа приводит к тому, что интенсивность и спектр импульса на выходе из волокна имеют практически одинаковую форму. При этом даже в случае импульсов, первоначально имеющих сложную неколоколообразную структуру, выходной импульс в центральной энергонесущей части имеет форму, близкую к параболической (рис.2). Причем с увеличением начальной интенсивности и длины волокна нерегулярности вытесняются к краям импульса и его спектра и все большая часть импульса приобретает параболическую форму. Однако значительное увеличение длины импульса при распространении и соответствующее уменьшение интенсивности в конце концов приводит к практическому прекращению фазовой самомодуляции. После этого форма спектра уже не меняется и дальнейшее распространение импульса имеет чисто дисперсионный характер. При этом форма импульса также практически не меняется, так как в волокне формируется спектр и форма импульса повторяет форму спектра.

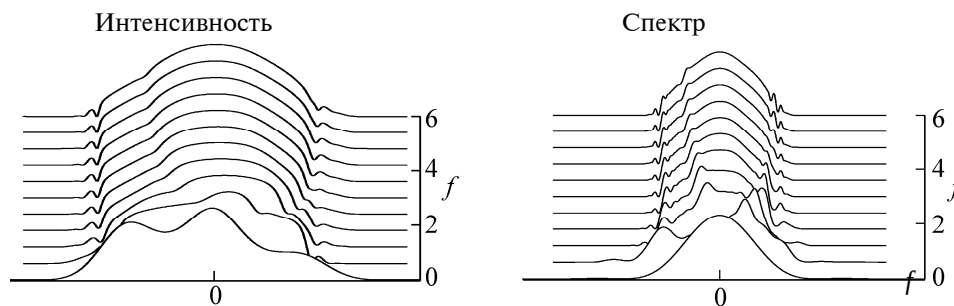


Рис.2. Распространение импульсов со сложной микроструктурой. Время t и частота Ω нормированы, соответственно, на текущие значения длительности импульса и ширины спектра. $R = 40$.

4. Эксперимент

Для подтверждения полученных результатов была собрана экспериментальная установка, представляющая из себя интерферометр Маха–Цендера. Излучение титан-сапфирового лазера с длительностью импульса ~ 140 фс и частотой 76 МГц подавалось на вход интерферометра, одно плечо которого содержало оптическое волокно длиной (2.1 м. Одна реплика начального импульса, пройдя через волокно, приобретала фазу $\tilde{\varphi}_f(\Omega)$. Другая реплика начального, выходящего из лазера импульса с фазой $\tilde{\varphi}_0(\Omega)$ проходила через второе свободное плечо интерферометра. На выходе интерферометра регистрировался суммарный интерференционный спектр, получающийся в результате наложения двух реплик. Из этого интерференционного спектра определялась разность спектральных фаз $\tilde{\varphi}_f(\Omega) - \tilde{\varphi}_0(\Omega)$. При этом фаза начального импульса $\tilde{\varphi}_0(\Omega) \approx 0$ и в течение измерений оставалась неизменной. На рис.3а показан типичный измеряемый интерференционный спектр. На рис.3б показана восстановленная фаза, где точки соответствуют максимумам и минимумам интерференционной картины, фазы которых отличаются на π . Линия на рисунке соответствует аппроксимационной параболе.

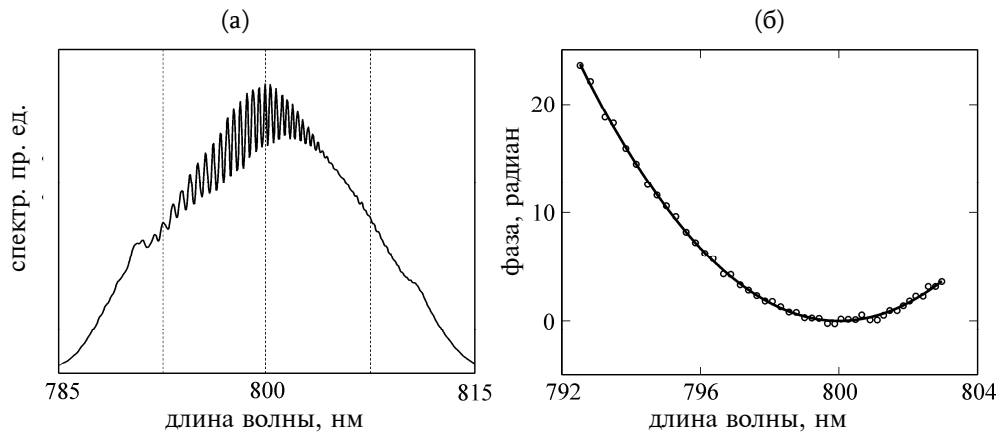


Рис.3. Типичный измеряемый интерференционный спектр (а) и восстановленная фаза (б). Точки соответствуют максимумам и минимумам интерференционной картины, а линия – аппроксимационной параболы.

Для исследования зависимости разности фаз $\tilde{\varphi}_f(\Omega) - \tilde{\varphi}_0(\Omega)$ (а следовательно, при условии неизменности $\tilde{\varphi}_0(\Omega)$ и $\tilde{\varphi}_f(\Omega)$) изменялась мощность вводимого в волокно излучения. Вследствие фазовой самомодуляции спектр импульса уширялся с 7 до 36 нм (средняя мощность $P_{cp} \sim 100$ мВт). В результате измерения показали, что изменения интенсивности не приводили к изменению измеряемой разности фаз $\tilde{\varphi}_f(\Omega) - \tilde{\varphi}_0(\Omega)$, которая имела параболический вид.

Для исследования зависимости $\tilde{\varphi}_f(\Omega)$ от начального chirpa импульса при $R \gg 1$, непосредственно перед волокном устанавливались дисперсионные линии задержки, приводящие к удлинению импульса в 1.4–2.2 раза. Однако и в этом случае величина $\tilde{\varphi}_f(\Omega) - \tilde{\varphi}_0(\Omega)$ оставалась неизменной (в пределах ошибки эксперимента $\sim 4\%$).

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что chirp импульса на выходе из волокна не зависит от chirpa входного импульса и от начальной интенсивности импульса. При этом, с учетом $\tilde{\varphi}_0(\Omega) \approx 0$, достаточно хорошо выполнялось и соотношение (2).

5. Заключение

Таким образом, нелинейно-спектральный характер самовоздействия фемтосекундных и субпикосекундных (с длительностью ~ 100 фс) лазерных импульсов в одномодовом волокне без усиления в дальнем поле дисперсии (длина волокна ~ 1 м) приводит к формированию из импульсов с произвольной начальной формой симиляритонов со следующими характерными особенностями: 1) сформированные импульсы обладают линейным chirпом (параболической фазой). При больших мощностях импульса, начиная с уровня $P \sim 10$ кВт (средние мощности $P_{cp} \sim 100$ мВт при частоте повторения ~ 100 МГц; $R \gg 1$), величина chirpa практически не зависит от начального chirpa и интенсивности импульса и определяется только дисперсионными характеристиками волокна; 2) импульсы имеют спектральный характер, т.е. формы спектрального и временного профилей интенсивности повторяют друг друга и не меняются при дальнейшем распространении в волокне. При этом в центральной энергонесущей

части импульса они близки к параболической форме.

ЛИТЕРАТУРА

1. D.Anderson, M.Desaix, M.Karlsson, M.Lisak, M.L.Quiroga-Teixeiro. J. Opt. Soc. Am. B, **10**, 1185 (1993).
2. V.I.Kruglov, A.C.Peacock, J.D.Harvey, J.M.Dudley. Opt. Lett., **25**, 1753 (2000).
3. V.I.Kruglov, A.C.Peacock, J.D.Harvey, J.M.Dudley. J. Opt. Soc. Am. B, **19**, 461 (2002).
4. C.Finot, G.Millot, J.M.Dudley. Opt. Lett., **29**, 2533 (2004).
5. C.Finot, G.Millot, C.Billet, J.M.Dudley. Opt. Express, **11**, 1547 (2003).
6. M.E.Fermann, V.I.Kruglov, B.C.Thomsen, J.M.Dudley, J.D.Harvey. Phys. Rev. Lett., **84**, 6010 (2000).
7. T.Hirooka, M.Nakazawa. Opt. Lett., **29**, 498 (2004).
8. V.I.Kruglov, D.M'echin, J.D.Harvey. Opt. Express, **12**, 6198 (2004).
9. V.I.Kruglov, A.C.Peacock, J.D.Harvey. Phys. Rev. Lett., **90**, 113902 (2003).
10. С.А.Ахманов, В.А.Выслоух, А.С.Чиркин. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., Наука, 1988.

ԱՌԱՆՑ ՈՒԺԵՂԱՅՄԱՆ ԱԼԻՔՍԱՐՈՒՄ ՁԵՎԱՎՈՐՎԱԾ ՄԻՄԻԼԱՐԻՏՈՆԻ ԲՆՈՒՅԹԸ

Գ.Լ. ԵՍԱՅԱՆ, Բ.Հ. ՓԱԼԱՆՋՅԱՆ, Տ.Գ. ՄԱՆՍՐՅԱՆ,
Ա.Ս. ԶԵՅԹՈՒՆՅԱՆ, Լ.Խ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ

Թվային և էքսպերիմենտալ հետազոտությունների հիման վրա ցուցադրված է առանց ուժեղացման միամոդ ալիքատարում ձևավորված սիմիլարիտոնի ոչ գծային-սպեկտրոնային բնույթը: Ցույց է տրված, որ Կեռյան ոչ գծայնության և ալիքատարի նորմալ դիսպերսիայի համատեղ ազդեցությունը հանգեցնում է սիմիլարիտոնի ձևավորմանը, որի ժամանակային պարուրիչը, սպեկտրը և փուլը կենտրոնական էներգակիր մասում ունեն պարաբոլիկ մոտ տեսք:

CHARACTER OF SIMILARITONS FORMED IN A SINGLE-MODE FIBER WITHOUT GAIN

G.L. YESAYAN, K.A. PALANJYAN, T.G. MANSURYAN,
A.S. ZEYTUNYAN, L.KH. MOURADIAN

We have demonstrated numerically and experimentally the nonlinear-spectronic character of a pulse called similariton formed in a single-mode fiber without gain. We have shown that the combined impact of the Kerr-type nonlinearity and normal dispersion of the fiber leads to the similariton shaping. The temporal, spectral, and phase profiles of such pulses have nearly parabolic shapes in their central energy-carrying parts.

УДК 538.945

ИССЛЕДОВАНИЕ СВОЙСТВ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СОСТОЯНИЯ БИНАРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СТЕКОЛ $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ МЕТОДОМ ПСЕВДОПОТЕНЦИАЛА

А.М. ВОРА

Пармешвари, Гуджарат, Индия

(Поступила в редакцию 11 августа 2007 г.)

Теоретически исследованы свойства сверхпроводящего состояния (ССС), а именно, константа электрон-фононной связи λ , кулоновский псевдопотенциал μ^* , температура перехода T_C , показатель изотопического эффекта α и эффективное взаимодействие N_0V для десяти бинарных металлических стекол $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ ($x = 25-60$ ат%), с использованием модельного потенциала пустого ядра Ашкрофта. Используются пять поправочных на локальное поле функций, предложенных Хартри (Х), Тейлором (Т), Ичимару-Уцуми (ИУ), Фаридом и др. (Ф), и Саркаром и др. (С) для изучения экранирующего влияния на вышеотмеченные параметры. Показано, что константа электрон-фононной связи λ и температура перехода T_C достаточно чувствительны к выбору поправочной на локальные поля функции, в то время как кулоновский псевдопотенциал μ^* , показатель изотопического эффекта α и эффективное взаимодействие N_0V слабо зависят от поправочной функции. Показано, что значения T_C , полученные с использованием поправочной функции Х, качественно согласуются с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными и зависят от концентрации меди x почти линейно. Показано, что приведенные результаты хорошо согласуются с другими имеющимися теоретическими и экспериментальными данными. Полученные по СССР результаты подтверждают существование сверхпроводящей фазы в металлических стеклах.

1. Введение

Корреляции электронов в твердом теле, и в частности, сверхпроводимость являются интенсивно развивающейся областью физики твердого тела, где имеют место открытия новых явлений, неизвестных свойств известных явлений, а также разработка новых материалов и приборов для технических применений. За последние несколько лет получены сверхпроводящие металлические стекла на основе различных металлов периодической системы. Изучение СССР металлических стекол имеет большое значение для определения их применимости в сверхпроводящих линиях передач, а исследование зависимости температуры перехода T_C от состава металлического стекла способствует изысканию новых сверхпроводников с более высокой температурой перехода. Эксперименты показывают также, что температура сверхпроводящего перехода T_C для аморфных металлов намного выше, чем у кристаллов, что также зависит от содержания металла в кристаллической или в аморфной фазе [1-19]. Хотя

теория псевдопотенциалов успешно использовалась при изучении различных свойств металлических стекол, имеется лишь небольшое число несистематических попыток исследования ССС бинарных металлических стекол на основе модельного потенциала [7-19]. Концепция псевдопотенциала в случае бинарных металлических стекол предполагает наличие псевдоионов, свойства которых в среднем описывают два типа ионов в бинарной системе, а газ свободных электронов предполагается распределенным между ними. Система электрон-псевдоион рассматривается посредством псевдопотенциала, а взаимодействие между электронами учитывается через диэлектрическую экранирующую функцию. Для правильного предсказания сверхпроводящих свойств металлических стекол очень существенен правильный выбор псевдопотенциала и экранирующей функции [4-19].

Среди большого числа металлических стекол, к настоящему времени имеются сообщения о ССС, полученных с использованием псевдопотенциалов, лишь для некоторых из них. Так, например, Вора и др. [4-9] исследовали ССС некоторых металлов, бинарных сплавов на основе индия и на основе щелочных металлов и целый ряд металлических стекол, используя формализм однопараметрического модельного потенциала.

ССС металлических стекол $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ сообщались в работах Гупты и др. [15] и Шармы и др. [16]. Изучение ССС стекла $\text{Mg}_{70}\text{Zn}_{30}$ проводилось Агарвалом и др. [17] и Гуптой и др. [18]. Они использовали для вычисления ССС модельный потенциал пустого ядра Ашкрофта (ППЯ) [20]. Зависимость ССС от экранирования в металлических стеклах $\text{Ca}_{70}\text{Mg}_{30}$ изучалась Р.Шармой и К.С.Шармой [19] с помощью модельного ППЯ Ашкрофта [20], линейного потенциала Шармы-Качавы [21] и модельного потенциала Вельжковича-Славича [22].

Теоретическое исследование ССС металлических стекол $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ сообщалось Шармой и др. [10-12]. В большей части этих работ расчеты проводились с модельным ППЯ Ашкрофта [20]. Однако ни в одной из работ при вычислении ССС не использовались поправочные на локальное поле функции X [23], T [24], IY [25], Φ [26] и C [27]. Кроме того, медь является хорошим проводником и проявляет условно сверхпроводящие свойства, в то время как цирконий – переходной металл и имеет несверхпроводящий характер в нормальных условиях, так что этот класс стекол может быть вполне подходящим для промышленного применения. Поэтому в настоящей работе на основе модельного ППЯ Ашкрофта исследованы ССС десяти бинарных металлических стекол $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ ($x=25(60 \text{ at}\%)$), а именно, константа электрон-фононной связи λ , кулоновский псевдопотенциал μ^* , температура перехода T_C , а также показатель изотопического эффекта α и эффективное взаимодействие N_0V .

2. Техника вычислений

Константа электрон-фононной связи λ вычисляется в настоящей работе с помощью соотношения [4-9]

$$\lambda = \frac{m_b \Omega_0}{4\pi^2 k_F M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^{2k_F} q^3 |V(q)|^2 dq. \quad (1)$$

Здесь m_b – зонная масса, M – масса иона, Ω_0 – объем атома, k_F – волновой вектор Ферми, $V(q)$ – экранированный псевдопотенциал и $\langle \omega^2 \rangle$ – среднеквадратичная частота фонона бинарного стекловидного сплава.

Используя соотношения $X = q/2k_F$ и $\Omega_0 = 3\pi^2 Z / (k_F)^3$, получим равенство (1) в форме

$$\lambda = \frac{12 m_b Z}{M \langle \omega^2 \rangle} \int_0^1 X^3 |W(X)|^2 dX, \quad (2)$$

где Z и $W(X)$ суть, соответственно, валентность металлического стекла и экранированный псевдопотенциал пустого ядра Ашкрофта для бинарных смесей [20].

Известное выражение экранированного модельного ППЯ Ашкрофта [20], используемое в настоящих вычислениях ССС бинарных металлических стекол, имеет вид

$$W(X) = \frac{-\pi Z}{\Omega_0 X^2 k_F^2 \epsilon(X)} \cos(2k_F X r_C), \quad (3)$$

где r_C – параметр модельного потенциала бинарных металлических стекол. Модельный ППЯ Ашкрофта является простой однопараметрической моделью [20], которая успешно использовалась для различных металлокомплексов [10-19]. Оказалось, что при использовании с подходящим видом диэлектрической экранирующей функции этот потенциал дает хорошие результаты также в расчетах ССС металлических стекол [10-19]. Поэтому в настоящей работе мы впервые используем модельный ППЯ с улучшенными поправочными на локальное поле функциями ИУ, Φ и S . Параметр r_C модельного потенциала можно получить путем фитинга либо с определенными экспериментальными данными, либо с реальными форм-факторами, относящимися к исследуемым свойствам. Величина параметра r_C модельного потенциала для исследуемых бинарных металлостекол получена здесь фитированием форм-факторов, как предлагается в [11,12,28].

Кулоновский псевдопотенциал μ^* дается выражением [4-9]

$$\mu^* = \frac{\frac{m_b}{\pi k_F} \int_0^1 \frac{dX}{\epsilon(X)}}{1 + \frac{m_b}{\pi k_F} \ln\left(\frac{E_F}{10\theta_D}\right) \int_0^1 \frac{dX}{\epsilon(X)}}, \quad (4)$$

где E_F – энергия Ферми, а $\epsilon(X)$ – модифицированная диэлектрическая функция Хартри, записываемая в виде [23]

$$\varepsilon(X) = 1 + [(\varepsilon_H(X) - 1)(1 - f(X))]. \quad (5)$$

Здесь $\varepsilon_H(X)$ – статическая диэлектрическая функция Хартри [23], а $f(X)$ – поправочная на локальное поле функция. В настоящей работе поправочные на локальное поле функции X, T, ИУ, Ф и С включают воздействие обменных и корреляционных эффектов. Подробности всех локально-полевых поправок приведены ниже.

Экранирующая функция X [23] является чисто статической и не содержит обменных и корреляционных эффектов:

$$f(X) = 0. \quad (6)$$

Тейлором (Т) было предложено аналитическое выражение для локально-полевой поправочной функции, для которой точно выполняется правило сумм на сжимаемость. Это наиболее общепринятая локально-полевая поправочная функция, полностью содержащая все характеристики этих функций описанных до 1972 года. Согласно Тейлору,

$$f(X) = \frac{q^2}{4k_F^2} \left[1 + \frac{0.1534}{\pi k_F^2} \right]. \quad (7)$$

Локально-полевая поправочная функция ИУ [25] является подгоночной формулой для диэлектрической экранирующей функции вырожденной электронной жидкости при металлических и меньших плотностях, которая точно воспроизводит результат, полученный методом Монте-Карло, а также удовлетворяет условию самосогласованности в смысле правила сумм сжимаемости и короткодействующих корреляций. Эта формула имеет вид

$$f(X) = A_{IU}Q^4 + B_{IU}Q^2 + C_{IU} + \left[A_{IU}Q^4 + \left(B_{IU} + \frac{8A_{IU}}{3} \right)Q^2 - C_{IU} \right] \left\{ \frac{4-Q^2}{4Q} \ln \left| \frac{2+Q}{2-Q} \right| \right\}. \quad (8)$$

На основе локально-полевой поправочной функции ИУ Фарид и др. (Ф) [26] предложили локально-полевую поправочную функцию вида

$$f(X) = A_FQ^4 + B_FQ^2 + C_F + \left[A_FQ^4 + D_FQ^2 - C_F \right] \left\{ \frac{4-Q^2}{4Q} \ln \left| \frac{2+Q}{2-Q} \right| \right\}. \quad (9)$$

Основываясь на формулах (8) и (9), Саркар и др. (С) [27] предложили простой вид локально-полевой поправочной функции

$$f(X) = A_S \left\{ 1 - (1 + B_S Q^4) \exp(-C_S Q^2) \right\}, \quad (10)$$

где $Q = 2X$. Параметры A_{IU} , B_{IU} , C_{IU} , A_F , B_F , C_F , D_F , A_S , B_S и C_S являются параметрами локально-полевых поправочных функций ИУ, Ф и С, зависящими от объема атома. Математические выражения для этих параметров приведены в соответствующих работах [25-27] по локально-полевым поправочным функциям

После вычисления λ и μ^* температура перехода T_C и показатель изотопического эффекта α исследуются по формулам Макмиллана [4-9]

$$T_C = \frac{\theta_D}{1.45} \exp \left[\frac{-1.04(1+\lambda)}{\lambda - \mu^* (1+0.62\lambda)} \right], \quad (11)$$

$$\alpha = \frac{1}{2} \left[1 - \left(\mu^* \ln \frac{\theta_D}{1.45 T_C} \right)^2 \frac{1+0.62\lambda}{1.04(1+\lambda)} \right]. \quad (12)$$

Эффективная длина взаимодействия $N_0 V$ изучается по формуле [4-9]

$$N_0 V = \frac{\lambda - \mu^*}{1 + \frac{10}{11} \lambda}. \quad (13)$$

3. Результаты и обсуждение

Величины входных параметров для исследуемых металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ собраны в табл.1. Вычисленные нами данные по ССС приведены в табл.2 наряду с экспериментальными [29] и аналогичными теоретическими результатами [9,12]. Графическое представление параметра r_C модельного потенциала в зависимости от концентрации меди (С) (в ат %) приведено на рис.1. Графический анализ ССС систем $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ приведен на рис.2-6.

Табл.1. Исходные параметры металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$.

Металло-стекло	Z^*	r_C , а.е.	Ω_0 , а.е.	k_F , а.е.	m_b , а.е.	M (а.е.м.)	θ_D (К)	$\langle w^2 \rangle \times 10^{-6}$ (произв.ед.)
$\text{Cu}_{25}\text{Zr}_{75}$	3.25	1.573	137.86	0.8621	1.113	77.55	304.00	0.4957
$\text{Cu}_{30}\text{Zr}_{70}$	3.10	1.597	133.98	0.8525	1.115	74.82	306.60	0.5028
$\text{Cu}_{33}\text{Zr}_{67}$	3.01	1.606	131.65	0.8468	1.117	73.18	308.16	0.5071
$\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$	2.95	1.617	130.10	0.8430	1.118	72.09	309.20	0.5099
$\text{Cu}_{40}\text{Zr}_{60}$	2.80	1.638	126.22	0.8334	1.120	69.35	311.80	0.5170
$\text{Cu}_{45}\text{Zr}_{55}$	2.65	1.658	122.34	0.8239	1.123	66.62	314.40	0.5241
$\text{Cu}_{50}\text{Zr}_{50}$	2.50	1.687	118.47	0.8144	1.125	63.89	317.00	0.5311
$\text{Cu}_{55}\text{Zr}_{45}$	2.35	1.720	114.59	0.8048	1.128	61.15	319.60	0.5382
$\text{Cu}_{57}\text{Zr}_{43}$	2.29	1.729	113.04	0.8010	1.129	60.06	320.64	0.5410
$\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$	2.20	1.739	110.71	0.7953	1.130	58.42	322.20	0.5453

Вычисленные значения константы электрон-фононной связи λ для десяти бинарных металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$, приведены в табл.2 наряду с другими теоретическими данными [9,12]; вычисления проведены с использованием пяти локально-полевых поправочных функций и модельного потенциала ППЯ. График изменения λ с концентрацией меди (С) (в ат%) также приведен на рис.2 для различных локально-полевых поправочных функций. Графики λ имеют ту же форму, которая предложена Баконьи [30]. Из табл.2 и рис.2 видно, что величина λ чувствительна к выбору локально-полевой поправочной функции. График, полученный для экранирующей функции X, хорошо согласуется с результатами Баконьи [30]. Заметим, что в настоящем исследовании процентное отношение влияния на константу электрон-фононной связи λ различных локально-полевых поправочных функций к влиянию статической экранирующей функции X равно примерно 20-64%. Кроме того, X-экранирование дает

наименьшее значение λ , в то время как при использовании Φ -функции это значение максимально. Из табл.1 видно также, что при переходе от $\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$ к $\text{Cu}_{25}\text{Zr}_{75}$ вычисленная величина λ растет от 0.5526 до 1.0634 при возрастании концентрации циркония от 0.40 до 0.75. Рост λ с концентрацией циркония показывает постепенный переход от слабой связи электронов с фононами до промежуточной, что может быть объяснено увеличением гибридизации *sp-d* электронов циркония с увеличением концентрации, которое наблюдалось также фон Миннигеродом и Самвером [31]. Это может быть также объяснено увеличением роли колебаний ионов в областях с повышенной концентрацией циркония [31]. Наиболее важной особенностью, которую необходимо отметить, является уменьшение вычисляемой здесь величины λ с увеличением концентрации меди в серии металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$.

Вычисленные значения кулоновского псевдопотенциала μ^* , учитывающего кулоновское взаимодействие между электронами проводимости, приведены в табл.2 наряду с другими теоретическими данными [9,12]; вычисления проведены с использованием различных форм локально-полевых поправочных функций. Из табл.2 видно, что расчетные значения μ^* находятся в интервале от 0.1563 до 0.1843 для всех металлостекол, что согласуется с данными Макмиллана [32], где приводится значение $\mu^* \approx 0.13$ для переходных металлов. Видно, что экранирующее влияние на расчетные значения μ^* незначительно. Графики зависимости μ^* от концентрации для различных локально-полевых поправочных функций приведены на рис.3, которые показывают слабую зависимость от выбора этих функций. Процентное влияние на расчетную величину μ^* различных локально-полевых поправочных функций по отношению к статической X-функции экранирования лежит для металлостекол в интервале 5.25%–11.29%. И в этом случае экранирующая X-функция дает наименьшее значение μ^* , а величина, получаемая из Φ -функции, максимальна. Эти результаты хорошо согласуются с имеющимися теоретическими данными [8-19]. И в этом случае величина μ^* растет с ростом концентрации меди.

Табл.2 содержит также величину температуры перехода T_C бинарных металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$, рассчитанную с различными видами локально-полевых поправочных функций, наряду с экспериментальными [29] и теоретическими [9,12] данными. Из таблицы видно, что экранирующая X-функция дает наименьшее значение T_C , а Φ -функция – наибольшую величину.

Табл.2. Параметры сверхпроводящего состояния бинарных металлостекол $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$.

Стекло	CCC	Результаты настоящей работы					Экс-пер. [29]	Другие эксперименты
		H	T	IU	F	S		
$\text{Cu}_{60}\text{Zr}_{40}$	λ	0.5526	0.8471	0.8838	0.9038	0.6799	0.31	0.44[12], 0.40[12], 0.39[12], 0.39[12], 0.39[12]
	μ^*	0.1656	0.1817	0.1839	0.1843	0.1752		0.15[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12]
	T_C (K)	1.6728	7.6362	8.4449	8.9410	3.8514		0.52[12], 0.31[12], 0.31[12], 0.30[12], 0.27[12]
	α	0.2274	0.3510	0.3571	0.3619	0.2946		0.16[12], 0.12[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12]
	N_0V	0.2576	0.3759	0.3881	0.3950	0.3119		0.21[12], 0.19[12], 0.19[12], 0.19[12], 0.18[12]
$\text{Cu}_{57}\text{Zr}_{43}$	λ	0.5748	0.8788	0.9167	0.9374	0.7056	—	0.6911[9]
	μ^*	0.1648	0.1807	0.1828	0.1832	0.1742		0.2052[9]
	T_C (K)	2.0901	8.5031	9.3431	9.8547	4.4901		2.6834[9]
	α	0.2557	0.3630	0.3684	0.3726	0.3133		0.1662[9]
	N_0V	0.2693	0.3881	0.4003	0.4072	0.3237		0.2984[9]
$\text{Cu}_{55}\text{Zr}_{45}$	λ	0.5864	0.8946	0.9331	0.9540	0.7186	0.65	0.47[12], 0.44[12], 0.43[12], 0.43[12], 0.42[12]
	μ^*	0.1642	0.1800	0.1821	0.1825	0.1736		0.15[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12]
	T_C (K)	2.3255	8.9407	9.7914	10.3091	4.8276		0.98[12], 0.65[12], 0.63[12], 0.61[12], 0.57[12]
	α	0.2692	0.3687	0.3737	0.3777	0.3222		0.23[12], 0.20[12], 0.21[12], 0.22[12], 0.22[12]
	N_0V	0.2754	0.3941	0.4063	0.4132	0.3297		0.23[12], 0.21[12], 0.21[12], 0.21[12], 0.21[12]
$\text{Cu}_{50}\text{Zr}_{50}$	λ	0.6000	0.9095	0.9477	0.9688	0.7321	0.92	0.50[12], 0.46[12], 0.45[12], 0.45[12], 0.44[12]
	μ^*	0.1628	0.1783	0.1804	0.1807	0.1719		0.15[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.14[12]
	T_C (K)	2.6344	9.3810	10.2218	10.7398	5.2117		1.33[12], 0.92[12], 0.88[12], 0.86[12], 0.81[12]
	α	0.2866	0.3759	0.3804	0.3841	0.3334		0.26[12], 0.24[12], 0.25[12], 0.25[12], 0.25[12]
	N_0V	0.2829	0.4003	0.4122	0.4190	0.3363		0.24[12], 0.22[12], 0.22[12], 0.22[12], 0.22[12]
$\text{Cu}_{45}\text{Zr}_{55}$	λ	0.6139	0.9253	0.9633	0.9845	0.7462	1.25	0.52[12], 0.48[12], 0.47[12], 0.47[12], 0.46[12]
	μ^*	0.1615	0.1766	0.1787	0.1790	0.1704		0.14[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	2.9637	9.8354	10.6688	11.1865	5.6136		1.74[12], 1.25[12], 1.18[12], 1.15[12], 1.09[12]
	α	0.3024	0.3827	0.3868	0.3901	0.3439		0.29[12], 0.27[12], 0.28[12], 0.28[12], 0.28[12]
	N_0V	0.2904	0.4066	0.4183	0.4251	0.3431		0.25[12], 0.24[12], 0.23[12], 0.23[12], 0.23[12]
$\text{Cu}_{40}\text{Zr}_{60}$	λ	0.6360	0.9540	0.9928	1.0145	0.7704	1.75	0.55[12], 0.51[12], 0.50[12], 0.49[12], 0.49[12]
	μ^*	0.1602	0.1750	0.1770	0.1774	0.1689		0.14[12], 0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	3.4826	10.6161	11.4591	11.9808	6.2720		2.34[12], 1.75[12], 1.65[12], 1.61[12], 1.53[12]
	α	0.3213	0.3915	0.3950	0.3980	0.3571		0.32[12], 0.31[12], 0.31[12], 0.31[12], 0.31[12]
	N_0V	0.3015	0.4172	0.4288	0.4355	0.3538		0.27[12], 0.25[12], 0.25[12], 0.25[12], 0.25[12]
$\text{Cu}_{35}\text{Zr}_{65}$	λ	0.6536	0.9758	1.0150	1.0370	0.7892	2.25	0.58[12], 0.54[12], 0.52[12], 0.52[12], 0.51[12]
	μ^*	0.1588	0.1734	0.1754	0.1757	0.1674		0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	3.9218	11.2051	12.0491	12.5703	6.7964		2.93[12], 2.25[12], 2.11[12], 2.07[12], 1.98[12]
	α	0.3354	0.3981	0.4013	0.4040	0.3669		0.34[12], 0.33[12], 0.34[12], 0.34[12], 0.34[12]
	N_0V	0.3103	0.4252	0.4367	0.4433	0.3621		0.28[12], 0.27[12], 0.26[12], 0.26[12], 0.26[12]
$\text{Cu}_{33}\text{Zr}_{67}$	λ	0.6563	0.9775	1.0166	1.0384	0.7913	2.38	0.58[12], 0.54[12], 0.53[12], 0.52[12], 0.52[12]
	μ^*	0.1583	0.1728	0.1747	0.1751	0.1668		0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	3.9968	11.2589	12.0956	12.6138	6.8657		3.09[12], 2.39[12], 2.23[12], 2.19[12], 2.10[12]
	α	0.3383	0.3994	0.4025	0.4052	0.3689		0.35[12], 0.34[12], 0.35[12], 0.35[12], 0.35[12]
	N_0V	0.3119	0.4261	0.4375	0.4441	0.3633		0.29[12], 0.27[12], 0.27[12], 0.26[12], 0.26[12]
$\text{Cu}_{30}\text{Zr}_{70}$	λ	0.6699	0.9956	1.0352	1.0574	0.8065	2.78	0.47[12], 0.44[12], 0.43[12], 0.43[12], 0.42[12]
	μ^*	0.1576	0.1719	0.1738	0.1741	0.1659		0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	4.3398	11.7293	12.5718	13.0908	7.2781		2.53[12], 2.78[12], 2.60[12], 2.56[12], 2.46[12]
	α	0.3472	0.4038	0.4067	0.4092	0.3753		0.36[12], 0.35[12], 0.35[12], 0.35[12], 0.35[12]
	N_0V	0.3184	0.4324	0.4438	0.4503	0.3696		0.30[12], 0.28[12], 0.28[12], 0.27[12], 0.27[12]
$\text{Cu}_{25}\text{Zr}_{75}$	λ	0.6778	1.0021	1.0414	1.0634	0.8135	3.18	0.62[12], 0.58[12], 0.56[12], 0.55[12], 0.55[12]
	μ^*	0.1563	0.1703	0.1722	0.1726	0.1645		0.14[12], 0.14[12], 0.13[12], 0.13[12], 0.13[12]
	T_C (K)	4.5590	11.9088	12.7372	13.2491	7.4894		3.98[12], 3.18[12], 2.97[12], 2.92[12], 2.81[12]
	α	0.3542	0.4071	0.4098	0.4122	0.3802		0.37[12], 0.36[12], 0.36[12], 0.36[12], 0.36[12]
	N_0V	0.3227	0.4353	0.4465	0.4530	0.3731		0.31[12], 0.29[12], 0.28[12], 0.28[12], 0.28[12]

Результаты, полученные нами с помощью локально-полевой поправочной X-функции хорошо согласуются с имеющимися экспериментальными [29] и теоретическими [9,12] данными. Экспериментальные данные по T_C для металлостекол $\text{Cu}_{57}\text{Zr}_{43}$ в литературе отсутствуют.

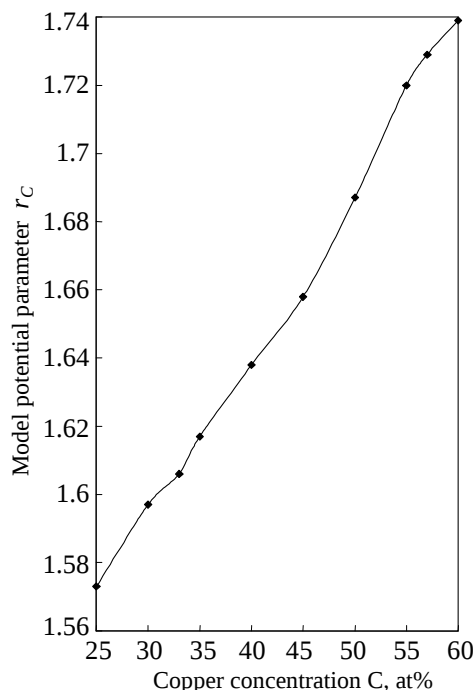


Рис.1. Зависимость параметра r_C модельного потенциала от концентрации меди.

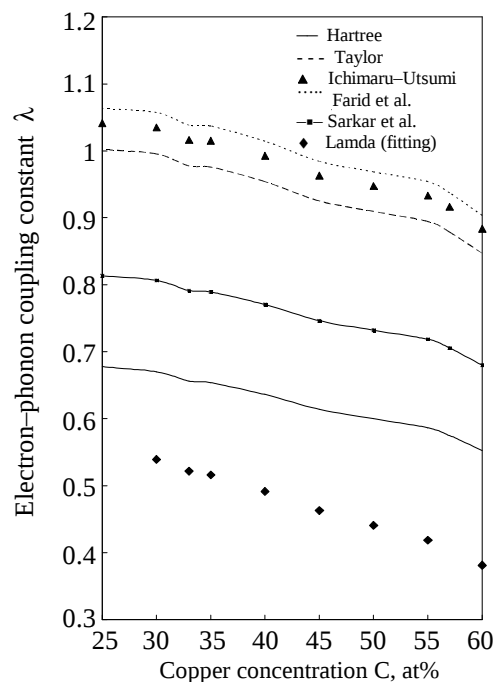


Рис.2. Изменение константы электрон-фононной связи λ с концентрацией меди.

Изменение расчетных величин температуры перехода T_C металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ с концентрацией меди при использовании пяти различных типов локально-полевых поправочных функций с ППЯ показано на рис.4. На графике приведены также экспериментальные значения Алтуняна и др. [29]. Видно, что T_C довольно чувствительна к выбору локально-полевой поправочной функции, а результаты по T_C с X-экранированием качественно согласуются с экспериментальными данными по исследуемым металлостеклам $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$, поскольку соответствующие кривые при X-экранировании почти полностью перекрываются с экспериментальными кривыми. Видно также, что экранирующая X-функция дает наименьшее, а Ф-функция – наибольшее значение T_C . Кроме того, график T_C спадает почти линейно с ростом концентрации меди. Зависимость от состава может быть описана линейной регрессией данных, полученных при X-экранировании для различных значений концентрации меди, откуда получаем

$$T_C (K) = -0.0818C + 6.717. \quad (14)$$

Подгоночный график этого уравнения приведен на рис.4, который показывает, что T_C спадает почти линейно с ростом содержания меди с наклоном $dT_C/dC = -0.0818$. Широкая экстраполяция дает $T_C = 6.717$ K в гипотетическом случае чистого аморфного циркония.

Линейная T_C формулы (14), полученная в настоящей работе, очень близка к линейным зависимостям

$$T_C (\text{K}) = -0.0893C + 5.35, \quad (15)$$

$$T_C (\text{K}) = -0.08369C + 5.1903, \quad (16)$$

предложенным Баконьи [30] и Шармой и др. [12] на основе экспериментальных и теоретических данных для системы $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$.

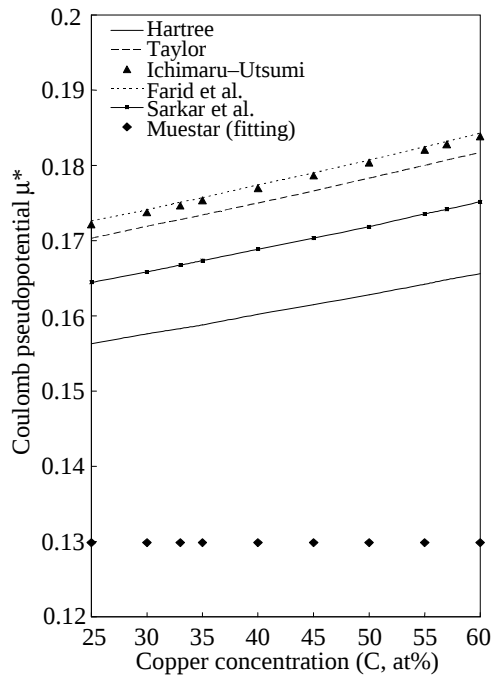


Рис.3. Изменение кулоновского псевдопотенциала μ^* с концентрацией меди.

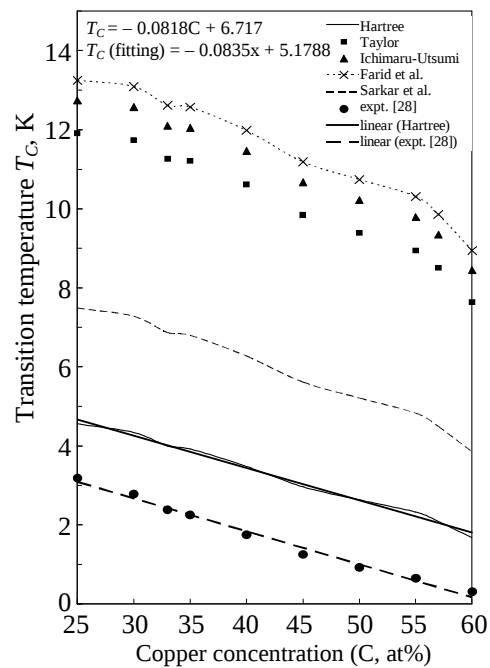


Рис.4. Изменение температуры перехода T_C с концентрацией меди.

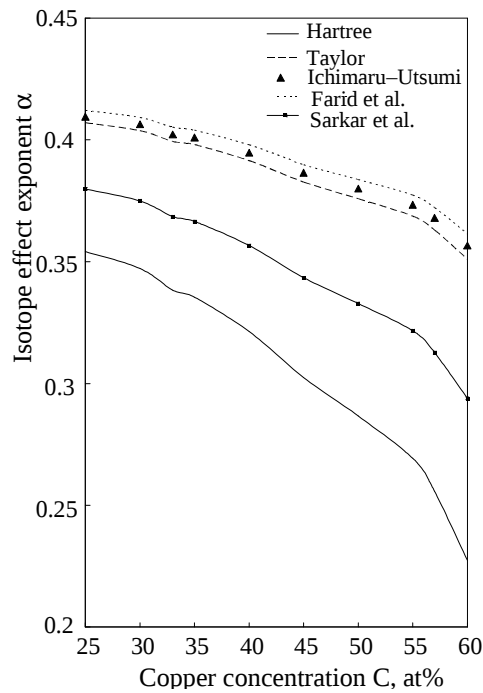


Рис.5. Изменение показателя изотопического эффекта α с концентрацией меди.

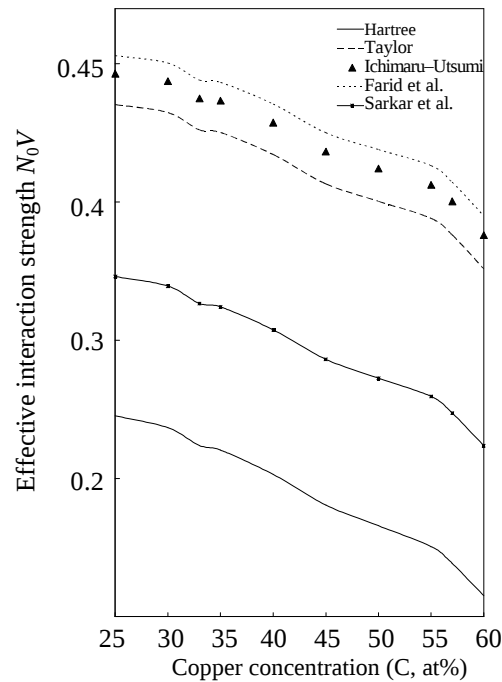


Рис.6. Изменение эффективной длины взаимодействия N_0V с концентрацией меди.

Нами проделаны также обратные вычисления для получения константы электрон-фононной связи λ через кулоновский псевдопотенциал μ^* и измеренную температуру перехода T_C для систем $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$. Сначала фиксируем $\mu^* \approx 0.13$ согласно Макмиллану [32], который предложил для переходных металлов подставлять измеренную температуру перехода T_C в формулу (11) и считать, что она дает правильное значение λ . Поведение подобранного таким образом значения λ согласуется с нашими вычислениями этой величины. Подгоночные значения константы λ электрон-фононной связи, кулоновского псевдопотенциала μ^* и измеренной температуры перехода T_C описываются рис.2–4. Результаты фитирования весьма благоприятны для большинства металлостекол. Зависимость от состава может быть описана линейной регрессией фитирования экспериментальных значений температуры перехода T_C для различных значений концентрации меди; эта зависимость также представлена на рис.4 и описывается формулой

$$T_C (\text{K}) = -0.0835C + 5.1788. \quad (17)$$

Это означает, что T_C почти линейно спадает с ростом содержания меди с наклоном $dT_C/dC = -0.0835$. Расширенная экстраполяция дает $T_C = 5.1788$ К. Наше линейное уравнение (14) очень близко к полученному фитированием на эксперимент линейному уравнению для температуры перехода T_C .

Вычисленные нами значения T_C находятся в области, которая пригодна при применениях металлостекол для линий передач без потерь в криогенной технике. Поскольку

металлостекла обладают хорошей упругостью и могут выполняться в виде проволок, они могут успешно применяться в сверхпроводящих линиях передач при температурах порядка 7 К.

Значения показателя изотопического эффекта α для металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ приведены в табл.2. Рис.5 демонстрирует изменение α с концентрацией меди; эта величина растет (с уменьшением концентрации циркония). Вычисленные значения показателя изотопического эффекта α проявляют слабую зависимость от диэлектрического экранирования; они минимальны для экранирующей X-функции и максимальны в случае Ф-функции. Отрицательное значение α наблюдается в случае металлостекол, что свидетельствует о том, что электрон-фононная связь в этих металлических комплексах не объясняет полностью все их свойства, связанные со сверхпроводящим поведением. Сравнение наших результатов с другими теоретическими данными [9,12] весьма обнадеживает. Поскольку экспериментальные значения α в литературе до сих пор не сообщались, значения, полученные нами, могут быть использованы для исследования колебаний ионов в сверхпроводимости аморфных веществ. Поскольку локально-полевая поправочная функция ИУ дает наилучшие результаты для λ и T_C , то можно считать, что величина α , полученная с таким экранированием, даст возможность наилучшим образом учесть роль колебаний ионов в сверхпроводящем поведении этих систем. Наиболее важная особенность, которую необходимо здесь отметить, это резкое уменьшение величины α с ростом концентрации меди.

Значения эффективной длины взаимодействия N_0V приведены в табл.2 и изображены на рис.6 для различных локально-полевых поправочных функций. Видно, что величина N_0V для исследуемых металлостекол лежит в области сверхпроводников со слабой связью. Величина N_0V также проявляет слабую зависимость от диэлектрического экранирования и имеет минимальное значение для экранирующей функции X и максимальное для функции Ф. Полученные здесь результаты находятся в качественном согласии с имеющимися теоретическими данными [9,12]. Изменение полученных значений N_0V показывает, что рассматриваемые металлостекла попадают в область сверхпроводников со слабой связью. В этом случае также величина N_0V убывает с ростом концентрации меди.

Воздействие локально-полевых поправочных функций играет важную роль в вычислении λ и μ^* , что приводит к сильным изменениям T_C , α и N_0V . Локально-полевые поправочные функции ИУ, Ф и С могут давать согласованные результаты при рассмотрении ССС бинарных металлостекол также, как и обычно используемые функции X и Т. Таким образом, использование этих, более перспективных, локально-полевых поправочных функций полностью установлено. Результаты вычислений α и N_0V не выявили каких-либо аномальных значений для металлостекол $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$.

Необходимо подчеркнуть важность использования точного вида псевдопотенциала. Надо признать, что, хотя эффект псевдопотенциала значителен также и в сверхпроводниках с сильной связью, однако он играет решающую роль в слабосвязанных сверхпроводниках, т.е. в веществах, пограничных между сверхпроводниками и несверхпроводниками. Другими словами, малые изменения электрон-ионного взаимодействия могут приводить к резким изменениям сверхпроводящих свойств рассматриваемого материала. В связи с этим надо учитывать важность точного вида псевдопотенциала.

4. Заключение

Подытоживая, можно утверждать, что локально-полевая поправочная функция X при использовании с модельным ППЯ дает наилучшее объяснение сверхпроводимости систем $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$. Значения константы электрон-фононной связи λ и температуры перехода T_C проявляют существенную зависимость от вида локально-полевой поправочной функции, в то время как кулоновский псевдопотенциал μ^* , показатель изотопического эффекта α и эффективная длина взаимодействия N_0V слабо зависят от выбора этой функции. Величины λ , α и N_0V показывают, что металлостекла $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ попадают в область от слабых до промежуточных сверхпроводников. Поскольку экспериментальные данные по α и N_0V отсутствуют, вычисленные нами значения этих параметров можно рассматривать как надежные данные по металлостеклам, т.к. они находятся в пределах, получаемых из теории Элиасберга–Макмиллана. Линейный характер T_C показывает, что эта величина убывает с ростом содержания меди в металлостеклах $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$, а полученное для T_C линейное уравнение оказывается в хорошем согласии с известными результатами Баконьи [30], полученными из экспериментальных данных. Можно также заключить, что металлостекла $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ являются хорошими сверхпроводниками. Сравнение вычисленных нами результатов по ССС металлостекла $\text{Cu}_x\text{Zr}_{100-x}$ с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными весьма благоприятно, что подтверждает применимость модельного ППЯ и различных видов локально-полевых поправочных функций. В настоящее время проводятся подобные исследования ССС других многокомпонентных металлостекел.

ЛИТЕРАТУРА

1. **P.B.Allen**, in: C.P.Poole Jr. (Eds.), Handbook of Superconductivity, Academic Press, New York, 1999, p.478.
2. **A.V.Narlikar, S.N.Ekbote**. Superconductivity and Superconducting Materials. South Asian Publishers, New Delhi, 1983.
3. **S.V.Vonsovsky, Yu.A.Izyumov, E.Z.Kurmaev**. Superconductivity of Transition Metals, their Alloys and Compounds. Springer-Verlag, Berlin, 1982.
4. **A.M.Vora, M.H.Patel, P.N.Gajjar, A.R.Jani**. Pramana J. Phys., **58**, 849 (2002).
5. **P.N.Gajjar, A.M.Vora, M.H.Patel, A.R.Jani**. Int. J. Mod. Phys., **B17**, 6001 (2003).
6. **P.N.Gajjar, A.M.Vora, A.R.Jani**. Indian J. Phys., **78**, 775 (2004).
7. **A.M.Vora**. Physica, **C450**, 135 (2006).
8. **A.M.Vora, M.H.Patel, S.R.Mishra, P.N.Gajjar, A.R.Jani**. Solid State Physics, **44**, 345 (2001).
9. **P.N.Gajjar, A.M.Vora, A.R.Jani**. Mod. Phys. Lett., **B18**, 573 (2004).
10. **S.Sharma, K.S.Sharma, H.Khan**. Czech J. Phys., **55**, 1005 (2005).
11. **S.Sharma, K.S.Sharma, H.Khan**. Supercond. Sci. Technol., **17**, 474 (2004).
12. **S.Sharma, H.Khan, K.S.Sharma**. Phys. Stat. Sol. (b), **241**, 2526 (2004).
13. **S.Sharma, H.Khan**. Solid State Physics, **46**, 635 (2003).
14. **S.Sharma, H.Khan, K.S.Sharma**. Ind. J. Pure & Appl. Phys., **41**, 301 (2003).
15. **M.Gupta, P.C.Agarwal, K.S.Sharma, L.Dass**. Phys. Stat. Sol. (b), **211**, 731 (1999).
16. **K.S.Sharma, R.Sharma, M.Gupta, P.C.Agarwal, L.Dass**, in: Saksena et al. (Eds.). The Physics of Disordered Materials. NISCOM, New Delhi, 1997, p.95.
17. **P.C.Agarwal, M.Gupta, K.S.Sharma, L.Dass**, in: Saksena et al. (Eds.). The Physics of Disordered Materials. NISCOM, New Delhi, 1997, p.102.
18. **M.Gupta, K.S.Sharma, L.Dass**. Pramana J. Phys., **48**, 923 (1997).

19. **R.Sharma, K.S.Sharma.** Supercond. Sci. Technol., **10**, 557 (1997).
20. **N.W.Ashcroft.** Phys. Lett., **23**, 48 (1966).
21. **K.S.Sharma, C.M.Kachhava.** Solid State Commun., **30**, 749 (1979).
22. **V.Veljkovic, I.Slavic.** Phys. Rev., Lett., **29**, 105 (1972).
23. **W.A.Harrison.** Pseudopotentials in the Theory of Metals. New York, Benjamin, 1966.
24. **R.Taylor.** J. Phys. F: Met. Phys., **8**, 1699 (1978).
25. **S.Ichamaru, K.Utsumi.** Phys. Rev., **B24**, 3220 (1981).
26. **B.Farid, V.Heine, G.E.Engel, I.J.Robertson.** Phys. Rev., **B48**, 11602 (1993).
27. **A.Sarkar, D.S.Sen, S.Haldar, D.Roy.** Mod. Phys. Lett., **B12**, 639 (1998).
28. **Y.P.Krasny, N.P.Kovalenko, V.A.Tesis.** J. Non-Cryst. Solids, **205-207**, 669 (1996).
29. **Z.Altounian, J.O.Strom-Olsen.** Phys. Rev., **B27**, 4149 (1983).
30. **I.Bakonyi.** J. Non-Cryst. Solids, **180**, 131 (1995).
31. **G.Von Minnigerode, K.Samwer.** Physica, **B108**, 1217 (1981).
32. **W.L.Mcmillan.** Phys. Rev., **167**, 331 (1968).

A PSEUDOPOTENTIAL APPROACH TO THE SUPERCONDUCTING STATE PROPERTIES OF $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ BINARY METALLIC GLASSES

A.M. VORA

The theoretical investigation of the superconducting state properties viz. the electron–phonon coupling constant λ , Coulomb pseudopotential μ^* , transition temperature T_C , isotope effect exponent α and effective interaction strength N_0V of ten binary $\text{Cu}_C\text{Zr}_{100-C}$ ($C=25-60$ at%) metallic glasses is reported, using Ashcroft’s empty core (EMC) model potential. Five local field correction functions proposed by Hartree (H), Taylor (T), Ichimaru–Utsumi (IU), Farid et al. (F) and Sarkar et al. (S) are used to study the screening influence on the aforesaid properties. It is shown that the electron–phonon coupling strength λ and the transition temperature T_C are quite sensitive to the selection of the local-field correction functions, whereas the Coulomb pseudopotential μ^* , isotope effect exponent α and effective interaction strength N_0V show a weak dependence on the local field correction functions. The values of T_C obtained from the H-local-field correction function are found to be in qualitative agreement with available theoretical or experimental data and show almost linear behavior with respect to the concentration C of Cu. The obtained results are shown to be in good agreement with other available theoretical or experimental data and confirm the existence of the superconducting phase in the metallic glasses.

УДК 621.382

ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕМЕНТ МАГНИТОМЕТРА НА ОСНОВЕ ВИСМУТОВОЙ ВТСП КЕРАМИКИ С ДЖОЗЕФСОНОВСКОЙ СРЕДОЙ

Э.А. МУГНЕЦЯН

Международный научно-образовательный центр НАН Армении, Ереван

(Поступила в редакцию 5 октября 2007 г.)

Разработана технология получения керамических Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП образцов с воспроизводимыми свойствами джозефсоновской среды. Рассмотрена возможность создания магнитометра с чувствительным элементом из ВТСП керамики, используя чувствительный бесконтактный метод измерений на основе автогенератора на туннельном диоде. Определена крутизна кривой частотно-полевой характеристики, которая, наряду с величиной критического поля проникновения гипервихрей, является одним из основных параметров, определяющих возможность применения ВТСП образцов в магнитометрии.

1. Введение

Для измерения магнитного поля в разных диапазонах используются магнитометры с различными принципами работы. В основе работы одного из таких магнитометров лежит появление электросопротивления при проникновении магнитного поля в межгранульное пространство образца из ВТСП композита с джозефсоновской средой. Появление электросопротивления вызвано разрушением магнитным полем фазовой когерентности между кристаллитами, что переводит джозефсоновские контакты в резистивное состояние. Чувствительность таких магнитометров с ВТСП образцом состава $Y_{3/4}Lu_{1/4}Ba_2Cu_3O_7$ к магнитному полю равна $d\rho/dH = \sim 20$ мΩ см/Э и при полях $0 < H < 14$ Э позволяет достичь точности ~ 1 мВ/Э (см. работу [1] и ссылки в ней), что гораздо выше чувствительности сенсоров на основе полупроводников и холловских датчиков. Однако, несмотря на явные преимущества использования ВТСП образцов с джозефсоновской средой в качестве чувствительных элементов в магнитометрах, описанный выше метод имеет недостаток, связанный с получением образцов с воспроизводимыми характеристиками. Сложность заключается в получении качественных контактов с одинаковыми свойствами, что, как известно, для керамических ВТСП является весьма актуальной задачей.

Возникновения подобных проблем можно избежать, используя не контактный, а индуктивный метод регистрации изменения свойств ВТСП образца, обусловленного проникновением магнитного поля. Так, в работе [2], образец из Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП керамики помещался в медную катушку, являющуюся контуром генератора на туннельном

диоде. Измерение зависимости частоты автоколебаний в слабых магнитных полях позволило выявить основные этапы последовательного проникновения в образец разных типов вихрей и соответствующие им критические поля. Необходимо отметить, что в слабых магнитных полях при азотных температурах исследуемые образцы с джозефсоновской средой имели обратимый характер, что очень важно при рассмотрении возможности их использования в качестве чувствительного элемента магнитометра.

Целью настоящей работы является обсуждение возможности создания магнитометра с чувствительным элементом из ВТСП керамики с большой разрешающей способностью, основываясь на разработанной нами технологии получения керамических Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП образцов с воспроизводимыми свойствами джозефсоновской среды [3,4] и используя чувствительный бесконтактный метод измерений на основе автогенератора на туннельном диоде [2].

2. Синтез ВТСП керамики с развитой джозефсоновской средой

Образцы висмутовой ВТСП керамики с номинальными составами $\text{Bi}_2\text{Pb}_{0.5}\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.5}\text{Fe}_x\text{O}_y$, где $x = 0 \div 0.01$, были синтезированы по твердофазной технологии [3,4]. Для воздействия на джозефсоновские контакты межзеренных границ гранулярного сверхпроводника и для снижения H_c^1 керамики проводилось легирование 3d переходным элементом (в нашем случае железом). Частичное замещение основных элементов в ВТСП керамике должно вызвать изменение критических параметров сверхпроводника. Легирование ионами железа особенно сильно влияет на свойства джозефсоновской среды в Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ВТСП керамике, благодаря его собственным магнитным свойствам.

В качестве исходных компонентов использовались Bi_2O_3 , PbO , CaCO_3 , SrCO_3 , CuO , и Fe_2O_3 марки ОСЧ. Все процессы синтеза и термообработки проводились на воздухе. Тщательно перемешанные в необходимом соотношении, порошки исходных компонентов прессовались в таблетки и на первом этапе спекались при температуре 820°C в течение 48 часов. На втором этапе синтеза спеченные таблетки измельчались, повторно прессовались и спекались при 830°C в течение 48 часов. На третьем этапе синтеза таблетки вновь измельчались, прессовались и спекались при температуре 845°C в течение 75 часов.

Полученные после третьего этапа сферические образцы ВТСП керамики имели двухступенчатую кривую перехода в сверхпроводящее состояние (рис.1). В соответствии с установившимися представлениями высокотемпературная ступень на кривой сверхпроводящего перехода связана с переходом в сверхпроводящее состояние зерен ВТСП керамики, а низкотемпературная – с установлением межзеренных связей.

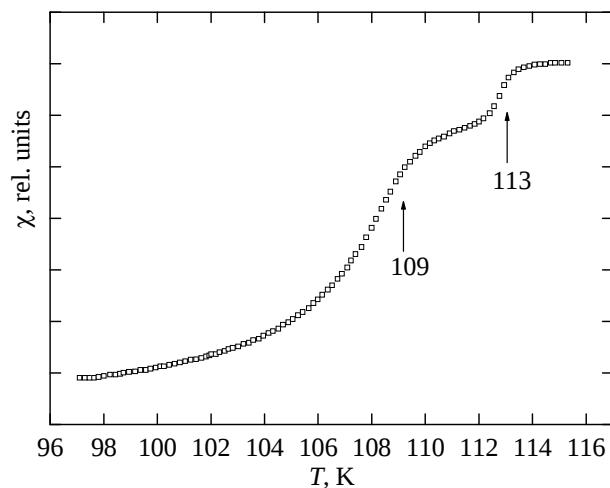


Рис.1. Температурная зависимость магнитной восприимчивости сверхпроводящей керамики.

Составы исследованных образцов, критические температуры, определенные по середине сверхпроводящего перехода для каждой ступени, а также поля проникновения гипервихрей в джозефсоновскую среду, приведены в таблице.

Номер образца	Состав	T_c связей, К	T_c зерен, К	H_c^1 , мЭ, $T=77$ К
1	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{O}_x$	104.5	108.9	24
2	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.5}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{0.001}\text{O}_x$	100.2	106.1	19
3	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{0.003}\text{O}_x$	97.5	104.5	19
4	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{0.006}\text{O}_x$	97.2	104.3	18
5	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{0.007}\text{O}_x$	95.7	102.9	17
6	$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.6}\text{Cu}_{3.6}\text{Pb}_{0.6}\text{Fe}_{0.01}\text{O}_x$	91.9	101.5	17

3. Структура и принцип работы магнитометра

В состав магнитометра входят криогенный генератор на туннельном диоде, ВТСП образец – сердечник с развитой джозефсоновской средой, вставляемый в контурную катушку генератора, магнитная система, состоящая из трех ортогонально ориентированных пар катушек Гельмгольца, и электронно управляющий автоматический блок, являющийся модификацией измерительно-управляющего устройства, рассмотренного в работах [5,6].

Синтезированный сферический образец висмутовой керамики вставляется в катушку, являющуюся контуром LC-криогенного генератора на туннельном диоде, при этом влияния ориентации образца на результаты измерений обнаружено не было (чего и следовало ожидать из-за хаотичного расположения гранул). При воздействии магнитного поля на сверхпроводящий сердечник частота генерации снижается (частота генерации определяется

самоиндукцией катушки, которая в свою очередь зависит от глубины проникновения магнитного поля в образец).

При полях, меньших чем критическое поле проникновения гипервихрей H_c^1 , благодаря эффекту Мейсснера, поле практически не проникает в образец. При внешних полях, превышающих H_c^1 , наблюдается проникновение магнитного поля в межгранульное пространство образца, и как видно на рис.2, поведение частотно-полевого зависимости в диапазоне измеряемого поля $H_c^1 < H < H_{\max}$ ($H_{\max} < 100$ мЭ) можно рассматривать как ряд линейных областей. В результате изменяется объем сердечника, доступный для переменного ВЧ поля, что приводит к изменению частоты f и амплитуды A_f генерации. Каждая из этих величин может быть использована в качестве магниточувствительного параметра в определенном диапазоне изменения магнитного поля.

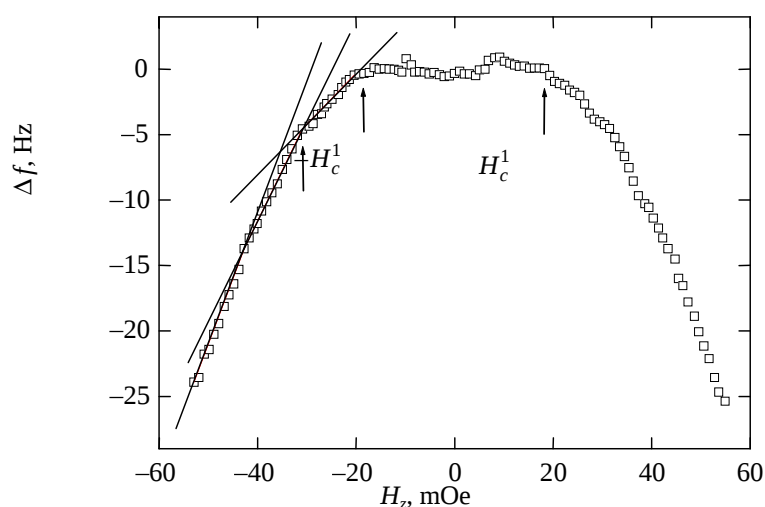


Рис.2. Зависимость понижения частоты генерации Δf криогенного генератора от величины и направления внешнего магнитного поля H , в условиях экранирования магнитного поля Земли.

Тот факт, что объем сверхпроводящего сердечника, доступный для ВЧ поля генератора, определяется преимущественно модулем вектора $\mathbf{H}$, а не его направлением, можно использовать для измерения трех компонент магнитного поля одним датчиком. При использовании гранулярного сердечника этот объем практически не зависит от направления вектора $\mathbf{H}$. Для измерения трех компонент магнитного поля с помощью одного датчика была разработана магнитная система, состоящая из трех ортогонально ориентированных пар катушек Гельмгольца, которая предназначена для создания смещающих H_x , H_y и H_z полей до 500 мЭ, направленных вдоль трех осей координат, и в случае необходимости компенсирования магнитного поля Земли. Ошибка при измерении магнитного поля, связанная с существованием ортогональных магнитных полей, компенсируется с помощью разработанной методики: измерение магнитного поля H_x проводится при положительном $+\mathbf{H}_{0x}$ и отрицательном $-\mathbf{H}_{0x}$ значениях смещающего поля. Так как ортогональное к измеряемому поле в этих двух случаях одинаково смещает частоту, то вычитая эти два

выражения, получим

$$f_- - f_+ = \left(f_0 + \frac{\partial f}{\partial H} H_x \right) - \left(f_0 - \frac{\partial f}{\partial H} H_x \right) = 2 \frac{\partial f}{\partial H} H_x,$$

где

$$H_x = \frac{f_- - f_+}{2 \frac{\partial f}{\partial H}}.$$

Здесь отсутствует f_0 и, следовательно, связанная с ней ошибка.

Для экспериментальной проверки предлагаемого магнитометра использовался синтезированный ВТСП сердечник из висмутовой керамики, легированный железом (образец 2 в таблице). Образец-сердечник имел сферическую форму с диаметром 0.6 см. Эксперимент проводился при температуре кипения жидкого азота 77 К, которая стабилизировалась терморегулятором с подключенными к нему нагревателями с точностью 0.05 К.

При этой температуре поле проникновения гипервихрей в образец $H_c^1 \approx 19$ мЭ. Частота автоколебаний генератора в охлажденном состоянии составляла примерно 3 МГц, при абсолютной нестабильности порядка $\Delta F = 1$ Гц. А напряженность создаваемого генератором ВЧ поля вблизи порога генерации и при максимальном уровне генерации изменялась в интервале от 1 до 7 мЭ.

4. Результаты

С изменением приложенного магнитного поля в диапазоне 0 ч 100 мЭ частота генерации имела обратимую, безгистерезисную и плавную зависимость от приложенного поля (рис.2), а крутизна $K = dF/dH$, которая является мерой чувствительности образца к магнитным полям, в разных диапазонах приложенного поля имела разные значения. В диапазонах магнитного поля 20 ÷ 30 мЭ, 30 ÷ 42 мЭ и 42 ÷ 52 мЭ крутизна соответственно равна $K_1 = 0.39$ Гц/мЭ, $K_2 = 0.77$ Гц/мЭ, $K_3 = 0.99$ Гц/мЭ. При имевшей место нестабильности частоты $\Delta F = 1$ Гц чувствительность изменялась в пределах $\Delta F/|K| = 1/K_1 \div 1/K_3 = 2.56 \div 1$ мЭ, причем такая чувствительность к магнитному полю наблюдалась вплоть до полей порядка 0.5 Э.

Из температурной зависимости наклона (крутизны dF/dH) частотно-полевой характеристики следует, что чувствительность висмутовой керамики к магнитному полю существенно зависит от температуры, причем зависимость dF/dH от температуры T имеет резкий максимум, расположенный на несколько градусов ниже T_c , в окрестности 100 К (рис.3). Поэтому при использовании висмутовой керамики в качестве чувствительного элемента в магнитометре целесообразно тщательно выбирать оптимальную рабочую температуру (в окрестности температуры кипения жидкого азота) керамики и частично компенсировать измеряемое магнитное поле, сдвигая значение результирующего поля на датчике в зону необходимой чувствительности прибора.

Интересным и неожиданным оказалось поведение керамики в скрещенных магнитных полях. Наблюдалось практически независимое влияние разных компонент поля на

частоту генерации измерительного генератора. Подобное поведение описывается в работе [2] и позволяет рассчитывать на создание трехкомпонентного векторного магнитометра с одним датчиком из ВТСП керамики.

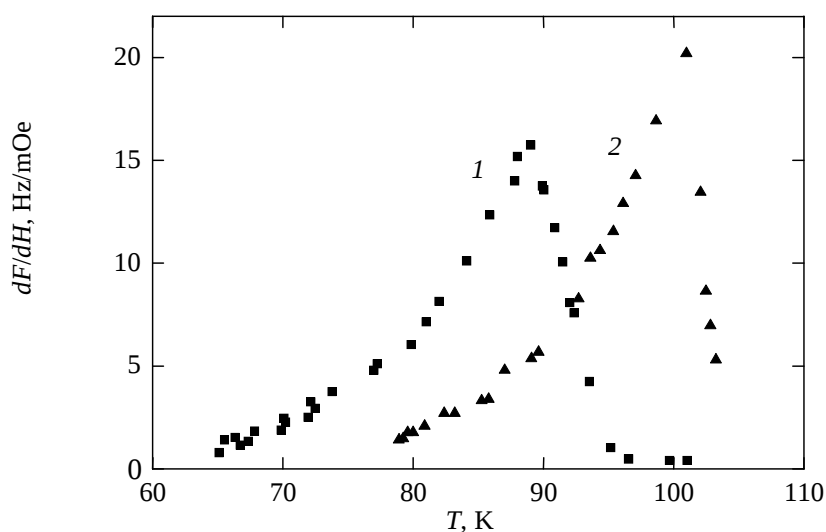


Рис.3. Температурная зависимость крутизны dF/dH для двух образцов с разными составами: 1 – $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.5}\text{Cu}_{3.5}\text{Pb}_{0.5}\text{Fe}_{0.001}\text{O}_y$, 2 – $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_{2.5}\text{Cu}_{3.5}\text{Pb}_{0.5}\text{O}_y$.

5. Заключение

Таким образом, результаты проведенных исследований доказывают возможность создания на основе ВТСП керамики с джозефсоновской средой магнитометра нового типа – трехкомпонентного измерителя слабых магнитных полей, порядка магнитного поля Земли. Чувствительность этих магнитометров на один, два порядка уступает чувствительности сверхпроводящих квантовых магнитометров (СКВИД), но у них более широкая область применения, что связано с их работоспособностью при нестандартных внешних условиях (например, при сильных градиентах магнитных полей и т.д.) и мобильностью. При этом можно повышать чувствительность на один, два порядка, применяя компенсационный метод измерения частоты (рассматривая разность частот $\Delta f = f' - f''$ двух генераторов, исключая температурный дрейф). На наш взгляд, чувствительность может быть повышена также за счет применения генератора на плоской катушке [7]. Однако, в этом случае теряется трехкомпонентность датчика, так как при использовании плоских катушек сферические образцы тоже нужно заменить плоскими образцами.

Такие магнитометры могут быть применены, в частности, для наблюдения за вариациями геомагнитного поля, в медицине, при поиске металлосодержащих сплавов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.А.Балаев, К.А.Шайхутдинов, С.И.Попков, Д.М.Гохфельд, А.А.Дубровский, М.И.Петров. Вестник Красноярского государственного университета, Физика, **4**, 39 (2005).
2. Э.А.Мугнецян, М.Т.Айвазян, Н.М.Добровольский, А.Г.Саркисян. Изв. НАН Армении, Физика, **42**, 435 (2007).
3. A.G.Sarkisyan, D.E.Khatchian, N.M.Dobrovolsky, K.S.Agababyan. Physica C, **235-240**, 3305 (1994).
4. А.Г.Саркисян, В.М.Арутюнян, Э.В.Путный и др. СФХТ, **3**, 2071 (1990).
5. Э.А.Мугнецян. Международная молодежная конференция «Информационные технологии», Ереван, 2005, с. 54.
6. Э.А.Мугнецян, М.Т.Айвазян, Н.М.Добровольский, И.Е.Васинюк, А.Г.Саркисян, Е.Г.Заргарян. Информационные Технологии и Управление, **1**, 8 (2006).
7. S.G.Gevorgyan, T.Kiss, A.A.Movsisyan, H.G.Shirinyan, Y.Hanayama, H.Katsube, T.Ohyama, M.Takeo, T.Matsushita, K.Funaki. Rev. Sci. Instr., **71**, 1488 (2000).

ՋՈՋԵՖՍՈՆՅԱՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՎ ՎԻՍՄՈՒՏԱՅԻՆ ԲՁԳՀ ԽԵՑԻՆ ՈՐՊԵՍ ՄԱԳՆԻՍԱԶԱՓԻ ԶԳԱՅՈՒՆ ԷԼԵՄԵՆՏ

Է.Ա. ՄՈՒՂՆԵՏՅԱՆ

Մշակված է ջոզեֆսոնյան միջավայրի վերարտադրվող հատկություններով Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O ԲՁԳՀ խեցիների սինթեզման տեխնոլոգիա: Դիտարկված է ԲՁԳՀ խեցիներից ստացվող զգայուն էլեմենտով մագնիսաչափերի ստեղծման հնարավորությունը, կիրառելով չափումների ոչ կոնտակտային մեթոդ՝ հիմնված թունելային դիոդով ավտոգեներատորի վրա: Որոշված է հաճախադաշտային բնութագրի թեքությունը, որը գերմրրիկների թափանցման կրիտիկական դաշտի հետ մեկտեղ, հանդիսանում է մագնիսաչափերում ԲՁԳՀ նմուշների օգտագործման հնարավորությունը որոշող հիմնական պարամետրերից մեկը:

SENSITIVE ELEMENT OF MAGNETOMETER BASED ON BISMUTHIC HTSC CERAMICS WITH A JOSEPHSON MEDIUM

E.A. MUGHNETSYAN

The technology of obtaining ceramic Bi-Pb-Sr-Ca-Cu-Fe-O HTSC with reproduced properties of a Josephson medium is elaborated. The possibility of creation of magnetometer with a sensitive element on HTSC ceramics is considered, using the sensitive method of contactless measurement based on the tunnel diode self-generator. The steepness of the frequency-field behavior is determined, which is one of the main parameters determining the possibility of the HTSC sample's application in magnetometers, as well as the value of the critical field of hypervortices penetration.

УДК 550.388.2

СООТНОШЕНИЯ ГРАНИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН МЕЖДУ СЛОЯМИ В ПОЛНОЙ МОДЕЛИ ОКОЛОЗЕМНОГО КОСМИЧЕСКОГО ПРОСТРАНСТВА И СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ

Ю.С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники НАН Армении, Аштарак

(Поступила в редакцию 5 июля 2007 г.)

Показано, что аналитическое решение задачи “атмосферного динамо” во всем объеме комплексной модели околоземного космического пространства и строения Земли, а также граничные условия физических величин между ее слоями однозначным образом определяют электродинамическое состояние всей системы.

К настоящему времени установлено, что Земля и ее газовая оболочка составляют, по крайней мере в электродинамическом отношении, физическое единство. Это есть сложная физическая система, состоящая из ее твердой неоднородной части – Земли и окружающей ее газовой части, простирающейся до верхней границы магнитосферы. Как известно, магнитосфера – это та область околоземного космического пространства, которая образуется путем сжатия солнечным ветром магнитного поля Земли. Естественно, что в такой системе, обладающей хорошей проводимостью, любые электродинамические возмущения должны передаваться из одной части в другую и иметь взаимное отражение. Отсюда ясно, что электродинамическое состояние газовой оболочки Земли должно иметь свое отображение внутри нее и наоборот, процессы в недрах Земли должны оставить свой “электродинамический след” на состоянии ее газовой оболочки, т.е. существует как бы однозначное, равновесное электродинамическое состояние между Землей и ее газовой оболочкой, на которое накладываются возмущения, передающиеся из одной части системы в другую. Однако заметим, что ионосферные возмущения, размеры которых меньше высоты однородной атмосферы, затухают в газовой оболочке [1] и не воздействуют на Землю.

В работе [2] изучена задача мелкомасштабного (по сравнению с радиусом Земли) динамо, связанного с движением нейтрального газа в ионосфере, для полной модели околоземного космического пространства, состоящей из нейтральной атмосферы, E , $F_{1,2}$ – слоев ионосферы и идеально проводящей магнитосферы. При условии идеально проводящей Земли на границе с нейтральной атмосферой, рассчитаны электрические поля, токи и возмущения концентраций заряженных частиц в ионосфере. Однако условие идеальной проводимости реальной границы является упрощающим задачу приближением. Так как оно экранирует электродинамическую систему от внешних условий и не позволяет при

исследовании выходить за ее пределы и отыскать электромагнитные поля вне системы, то на границе нейтральная атмосфера – сверхпроводящая среда возникают поверхностные заряды и препятствуют проникновению электрических полей из атмосферы в Землю и возникновению электрических полей и токов в ее внутренних областях.

Как видим, в принятой модели работы [2] идеально проводящая стенка между нейтральной атмосферой и Землей не позволяет делать какие-либо теоретические рассуждения относительно просачивания электрических полей во внутренние области Земли, возникновения токов и магнитных полей, прогнозирования различных природных явлений (землетрясений и др.), а также физико-химического состава недр Земли.

В дальнейшем с учетом этих обстоятельств для комплексной модели околоземного космического пространства работы [2] и Земли, состоящей из плоских слоев коры, мантии, жидкого и твердого ядра [3], была изучена та же задача механизма динамо и показано, что электрические поля, возбуждаемые ионосферными ветрами, размеры которых больше высоты однородной атмосферы, передаются в соседние области почти без затухания и, распространяясь через атмосферу, просачиваются в земную толщу, обладающую определенной электропроводностью, и создают там электрические токи и магнитные поля. Для каждой области околоземного космического пространства и внутреннего строения Земли решены системы физических уравнений, описывающих рассматриваемые процессы в каждом из слоев, и получены в общем виде аналитические выражения для электродинамических величин [2,3].

Магнитная гидродинамика отличается от обычной гидродинамики "действием на расстоянии", имеющим место в электромагнитных явлениях, и нельзя просто ограничиться рассмотрением только области, занятой проводящей жидкостью. Нужно учитывать также условия в остальной части пространства. Отсюда понятно, что в магнитной гидродинамике возникает задача в связи с внешними и граничными условиями для интересующих нас физических величин и их производных на границах областей проводящей жидкости, на поверхностях раздела между областями и вне проводящей области. Каждое уравнение порождает соответствующее условие и при решении каждой задачи необходимо самостоятельно установить, сколько требуется граничных условий и какими должны быть необходимые и достаточные граничные условия. В работах [2,3] установлены граничные условия для физических величин, которые однозначным образом определяют поставленную задачу. Здесь будут приведены граничные условия для соответствующих физических величин между слоями для рисунков, представленных в работах [2,3], в полной комплексной модели околоземного космического пространства и строения Земли как для случая антивращения, так и для случая ковращения [4].

Случай антивращения. Когда движение нейтрального газа в сопряженных точках северного и южного полушарий противоположно, для потенциала электрического поля 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 $z = \pm(d - a - l)$ на границе слоев F_1 и E , $f_1^E = f_1^a$ при $z = \pm d$ на границе слоя E и нейтральной атмосферы, $f_1^a = f_3^k$ при $z = \pm(d + f)$ на границе нейтральной атмосферы и поверхности Земли, $f_3^k = f_3^m$ при $z = \pm(d + f + h)$ на границе коры и мантии Земли, $f_3^m = 0$ при

$z = \pm(d + f + h + h_1)$ на границе мантии и жидкого ядра Земли, $f_3^{я.ж.} = f_3^{я.м.} = 0$ при $z = \pm(d + f + h + h_1 + h_2)$ на границе жидкого и твердого ядра Земли. Для электрического тока j имеем следующие граничные условия: $f_z^{F_2} = f_z^m$ 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 [4], $j_z^{F_2} = j_z^{F_1}$ при $z = \pm(d - a - l)$ на границе слоев F_2 и F_1 , $f_z^{F_1} = j_z^E$, 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, $j_z^a = j_{3z}^k = 0$ при $z = \pm(d + f)$ на границе нейтральной атмосферы и поверхности слоистого строения Земли, $j_{3z}^k = j_{3z}^m$ при $z = \pm(d + f + h)$ на границе коры и мантии Земли, $j_{3z}^m = j_{3z}^{я.ж.}$ при $z = \pm(d + f + h + h_1)$ на границе мантии и жидкого ядра Земли, $j_{3z}^{я.ж.} = j_{3z}^{я.м.}$ при $z = \pm(d + f + h + h_1 + h_2)$ на границе жидкого и твердого ядра Земли. Заметим, что ток в жидком ядре, как и в магнитосфере, направлен по магнитному полю Земли и равен значению j_{3z}^m на границе мантии и жидкого ядра.

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 $f_z^{F_2} = 0$ 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 потенциалов электрических полей и токов, найденные в каждом из слоев в работах [2,3], для случая антивращения получим следующую систему уравнений:

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

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;

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

$$j_{za.o.}^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = eN_0 \left[A\overline{\overline{G}}_1(t) + B\overline{\overline{G}}_2(t) + C_1\overline{\overline{G}}_3(t) + C_2\overline{\overline{G}}_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l)} = 0,$$

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);

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

$$\begin{aligned} j_z^{F_1} \Big|_{z=\pm(d-a)} &= eN_0 [C_3G_5(t) + C_4G_6(t) + C_5G_7(t)] \Big|_{z=\pm(d-a)} = j_z^E \Big|_{z=\pm(d-a)} = \\ &= eN_0 [C_6G_8(t) + C_7G_9(t) + C_8G_{10}(t)] \Big|_{z=\pm(d-a)} \end{aligned}$$

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

$$\begin{aligned} f_1^E \Big|_{z=\pm d} &= \alpha_{10}\beta_8(t) [C_6\beta_9(t) + C_7\beta_{10}(t) + C_8\beta_{11}(t)] + \alpha_6 \Big|_{z=\pm d} = f_1^a \Big|_{z=\pm d} = \\ &= \left\{ C_9 \exp[k(d+f-|z|)] + C_{10} \exp[-k(d+f-|z|)] \right\} \Big|_{z=\pm d}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$j_z^E \Big|_{z=\pm d} = eN_0 [C_6G_8(t) + C_7G_9(t) + C_8G_{10}(t)] \Big|_{z=\pm d} = j_z^a \Big|_{z=\pm d} = 0$$

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

$$\begin{aligned} f_1^a \Big|_{z=\pm(d+f)} &= \left\{ C_9 \exp[k(d+f-|z|)] + C_{10} \exp[-k(d+f-|z|)] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f)} = f_1^k \Big|_{z=\pm(d+f)} = \\ &= \left\{ A_1^k \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi + A_2^k \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f)}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} j_z^k \Big|_{z=\pm(d+f)} &= -eN_0 \sigma_{\parallel} \sqrt{\sigma_p / \sigma_{\parallel}} \times \\ &\times \left\{ A_1^k \left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi - A_2^k \left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f)} = 0 \end{aligned}$$

на границе поверхности Земли и нейтральной атмосферы, откуда электрическое поле просачивается во внутренние области Земли.

Прежде чем перейти к граничным соотношениям между слоями строения Земли, отметим, что ось z координатной системы работы [2] продолжена до центра Земли, h_1 , h_2 , h_3 , h_4 и k , m , j , t – соответственно, толщины и индексы постоянных и функций слоев коры,

мантии, жидкого и твердого ядра Земли.

Во внутреннем строении Земли будем иметь следующие уравнения:

$$\begin{aligned} f_1^k \Big|_{z=\pm(d+f+h)} &= \left\{ A_1^k \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi + A_2^k \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f+h)} = \\ &= f_1^m \Big|_{z=\pm(d+f+h)} = \left\{ A_1^m \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi + A_2^m \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f+h)}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} j_z^k \Big|_{z=\pm(d+f+h)} &= -eN_0 \sigma_{\parallel} \sqrt{\sigma_p / \sigma_{\parallel}} \times \\ &\times \left\{ A_1^k \left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi - A_2^k \left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f+h)} = \\ &= j_z^m \Big|_{z=\pm(d+f+h)} = -eN_0 \sigma_{\parallel} \sqrt{\sigma_p / \sigma_{\parallel}} \times \\ &\times \left\{ A_1^m \left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi - A_2^m \left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f+h)} \end{aligned}$$

на границе коры и мантии Земли;

$$\begin{aligned} f_1^m \Big|_{z=\pm(d+f+h+h_1)} &= \left\{ A_1^m \exp\left(t_0 - \frac{m_0}{2}\right) \xi + A_2^m \exp\left[-\left(t_0 + \frac{m_0}{2}\right) \xi\right] \right\} \Big|_{z=\pm(d+f+h+h_1)} = f_1^{я.жс.} = 0, \\ j_z^m \Big|_{z=\pm(d+f+h+h_1)} &= j_z^{я.жс.} \end{aligned}$$

на границе мантии и жидкого ядра Земли;

$$\begin{aligned} f_1^{я.жс.} \Big|_{z=\pm(d+f+h+h_1+h_2)} &= f_1^{я.мб.} = 0, \\ j_z^{я.жс.} \Big|_{z=\pm(d+f+h+h_1+h_2)} &= j_z^{я.мб.} \end{aligned} \quad (7)$$

на границе жидкого и твердого ядра Земли.

Для случая ковращения следует первое уравнение системы (1) $f_1^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0$ заменить уравнением

$$j_z^{F_2} \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = eN_0 \left[AG_1(t) + BG_2(t) + C_1 G_3(t) + C_2 G_4(t) \right] \Big|_{z=\pm(d-a-l-p)} = 0.$$

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, $A, B, C_1, \dots, C_{10}$ – произвольные постоянные, которые определяются из граничных условий, $\alpha_1, \dots, \alpha_9$ – постоянные, определяющие учет процессов амбиполярной диффузии, состоящие из регулярных физических параметров структуры околоземного космического пространства. Причем они входят в известные функции от $t = e^{-2(d+f-|z|)/H_n}$ $\beta_1(t), \dots, \beta_{11}(t)$ и $G_1(t), \dots, G_{11}(t)$, заключенные в аналитических решениях задачи [2], линейным и аддитивным образом. Следовательно, $\beta_1(t), \dots, \beta_{11}(t)$ и $G_1(t), \dots, G_{11}(t)$, можно представить в виде суммы слагаемых $\beta_i(t) = \bar{\beta}_i(t) + \beta_i(t)$ и $G_i(t) = \bar{G}_i(t) + G_i(t)$, где каждая пара

$\bar{\beta}_i(t), \bar{\beta}_i(t)$ и $\bar{G}_i(t), \bar{G}_i(t)$ содержит соответственно члены, характеризующие фотохимию, движение ветров в ионосфере и амбиполярную диффузию. Именно такой смысл имеют $\bar{\beta}_i(t), \bar{\beta}_i(t)$ и $\bar{G}_i(t), \bar{G}_i(t)$ в системе уравнений (1), (2).

В уравнениях (5), (6), (7) A_1^k, A_2^k и A_1^m, A_2^m – произвольные постоянные (вообще говоря, разные для каждого слоя), которые определяются из граничных условий, $\sigma_{||}$ и ρ – продольная проводимость и проводимость Педерсена – тоже разные в различных слоях, $t_0 = \sqrt{m_0^2 + 4k^2} / 2$, m_0 – постоянная аппроксимации выражения $\sigma_{m_0} = \sqrt{\sigma_{||}\sigma_p}$ экспонентой, $\sigma_{m_0} = \sigma_0 e^{m_0 \xi}$, $\xi = \int \sqrt{\sigma_{||}/\sigma_p} dz$, $k^2 = k_1^2 + k_2^2$, k_1 и k_2 те же, что и в работе [2].

Легко увидеть, что уравнения (1)–(7) составляют полную систему линейных, неоднородных алгебраических уравнений относительно постоянных $A, B, C_1, \dots, C_{10}, A_1^k, A_2^k, A_1^m, A_2^m$, заключенных в аналитических решениях задач [2,3]. Это означает, что задача механизма "атмосферного динамо" для многослойной комплексной модели околоземного космического пространства и проводящей Земли, представленная в виде многослойного униполярного индуктора, где каждый слой обладает специфическими физико-химическими и динамическими свойствами, имеет однозначное решение. Иными словами, на языке физики однозначно возможно просачивание электрических полей из газовой оболочки во внутренние области Земли. Электрические поля, возбуждаемые ионосферными ветрами, размеры которых больше высоты однородной атмосферы, просачиваясь в проводящие слои Земли, создают там электрические токи и магнитные поля.

Предполагается, что проводимость вдоль магнитных силовых линий внутри Земли существенно выше соответствующих проводимостей в перпендикулярном направлении, имеющих наибольшее значение в верхних слоях Земли. Тогда электрические токи внутри Земли будут замыкаться по магнитным силовым линиям через внутреннее ядро и горизонтальный слой коры.

Уравнения (1)–(7) относительно постоянных $A, B, C_1, \dots, C_{10}, A_1^k, A_2^k, A_1^m, A_2^m$ решаются при следующих значениях реальных параметров: расстояние по силовой линии магнитного поля Земли между сопряженными точками северного и южного полушария на широтах 65° $d = 4 \times 10^4$ км; высота нейтральной атмосферы от поверхности Земли $f = 100$ км; толщина Е-слоя $a = 40$ км; толщина F₁-слоя $l = 60$ 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 $p = 200$ 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, температура ионов/электронов в F₂-слое $T_{ie} = 1000$ К. Высота однородной атмосферы $H_n = 8 \times 10^5$ см в Е-слое и $H_n = 8 \times 10^6$ см в F-слое. Коэффициент рекомбинации положительных ионов и электронов в Е-слое $\alpha = 10^{-7}$ см³/сек; коэффициент уничтожения заряженных частиц в F₁- и F₂-слоях принят равным $a_r = 10^{-13}$ см³/сек, чепменовское распределение скорости ионизации $q_0 = 10^2$ см⁻³/сек. Концентрация нейтральных и заряженных частиц на начальных условных высотах принята равной $N_0 = 10^{12}$ ат/см³ и $N_0 = 10^5$ ат/см³ в Е-слое и $N_0 = 4 \times 10^{10}$ ат/см³ и $N_0 = 4 \times 10^5$ ат/см³ в F-слое. Частоты столкновений ионов и электронов с нейтральными частицами на тех же высотах $\gamma_{io} = 10^4$ сек⁻¹, $\gamma_{eo} = 3(10^4$ сек⁻¹ в Е-слое и $\gamma_{io} = 2 \times 10^3$ сек⁻¹, $\gamma_{eo} = 10^4$ сек⁻¹ в F-слое. Амплитуда скорости ветра $u_0 / k_{1,2} = 200$ м/сек, а

размер ячейки $2\pi/k_{1,2} = 200$ км.

Концентрация заряженных частиц аппроксимируется следующей формулой: $N_{0i,e} = N_0 \exp(z/H_m)$, а напряженность магнитного поля на поверхности Земли принимается равной $H = 0,5$ Гс. Далее принимается, что при радиусах Земли $R_3 = 6370$ км, ее твердого ядра $R_T = 1250$ км, жидкого ядра $R_{ж} = 3450$ км кора, мантия, жидкое и твердое ядра имеют соответствующие значения толщины: $h_1 = 40$ км, $h_2 = 2880$ км, $h_3 = 2200$ км и $h_4 = 1250$ км. Магнитные поля, создаваемые электрическими токами всей системы, определяются из уравнения $-\Delta \mathbf{h} = (4\pi/c) \text{rot } \mathbf{j}$.

Если нам известны (с определенной точностью) проводимости ядра и мантии, т.е. железа и силикатов, образующих основную массу названных слоев, то можно получить выражение для возмущения магнитного поля $\mathbf{h}$ как функции проводимости коры. Это в свою очередь позволит сделать важные физические выводы – путем измерения полей найти характеристики изучаемого объекта, создающего эти поля, т.е. фактически решить обратную задачу геофизики. Автору статьи удалось получить аналитическое решение в рамках предложенной математической модели для рассмотренной задачи – во всем объеме системы и единственное. Однако задача некорректна по Адамару, как и большинство задач геофизики. В силу неустойчивости обратной задачи можно с приближенными значениями входных данных получить решение, сильно отличающееся от истинного. Как же решаются такие неустойчивые задачи? Эта проблема решена в математической теории регуляризации, в основе которой лежит понятие условно корректной (или корректной по А.Н.Тихонову) постановки задачи. Результаты этой теории широко применяются во всех областях современной физики, где требуется решение обратных задач.

Таким образом, используя теорию регуляризации, можно решить предложенную автором обратную задачу: по полученным им результатам прямой задачи исследовать физико-химический состав земной коры. Поскольку, как уже отмечалось выше, геофизические методы являются косвенными методами изучения строения и состава Земли. Но это уже задача разведочной геофизики, требующая отдельного исследования.

По вопросам электромагнитных зондирований Земли существует много работ. Среди них можно назвать работы [6-9]. Разными авторами, основываясь на теории скин-эффекта, проведены исследования по изучению электропроводности Земли при разных частотах и глубинах проникновения электромагнитной волны. Предложенная многослойная модель позволяет при исследовании природных ресурсов изучить более обширные (соответственно размерам ионосферных ветров) области поверхности и глубокие слои Земли.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Б.Н.Гершман.** Динамика ионосферной плазмы. М., Наука, 1974.
2. **Ю.С.Варданян.** Изв. НАН Армении, Физика, **27**, 163 (1992).
3. **Ю.С.Варданян.** Изв. НАН Армении, Физика, **30**, 261 (1995).
4. **Л.М.Алексеева, Ю.С.Варданян, Б.А.Тверской.** Геомагнетизм и аэрономия АН СССР, **9**, 437 (1969).
5. **А.Нишида.** Геомагнитный диагноз магнитосферы. М., Мир, 1980.
6. **А.Н.Тихонов.** ДАН СССР, **73**, 2 (1950).
7. **Б.М.Яновский.** Земной магнетизм. Л., изд. ЛГУ, 1978.
8. **Дж.Джекобс.** Земное ядро. М., Мир, 1979.
9. **Л.Л.Ваньян.** Основы электромагнитных зондирований. М., Недра, 1965.

RELATIONS BETWEEN BOUNDARY VALUES OF PHYSICAL QUANTITIES BETWEEN LAYERS IN THE COMPLETE MODEL OF THE CIRCUMTERRESTRIAL SPACE AND EARTH STRUCTURE

Yu.S. VARDANYAN

It is shown that the analytical solution of the “atmospheric dynamo” problem in the entire scope of complex model for the near-Earth space and Earth structure, as well as the boundary conditions for the physical quantities between its layers unambiguously determine the electrodynamic state of the whole system.

УДК 577.150

СТОХАСТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АДсорбЦИИ ЧАСТИЦ НА МАКРОМОЛЕКУЛАХ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ЗАПОЛНЕНИИ

В.Б. АРАКЕЛЯН¹, Е.Ш. МАМАСАХЛИСОВ²,
В.Ф. МОРОЗОВ², З.Э. НАВОЯН², А.В. АРАКЕЛЯН²

¹Ереванский физический институт, Армения

²Ереванский государственный университет, Армения

(Поступила в редакцию 16 июля 2007 г.)

Рассмотрена теория адсорбции частиц на макромолекуле. Теория основана на представлении адсорбции в виде дискретного марковского процесса. В рамках теории точно вычислены среднее число и дисперсия числа адсорбированных на макромолекуле частиц. Результаты сопоставлены с часто используемым приближением малости числа адсорбированных частиц по сравнению с их начальным числом в растворе. Показано, что при малых значениях константы равновесия точные и приближенные значения практически совпадают.

1. Введение

Проблеме адсорбции частиц на макромолекулах (ДНК) посвящено большое число теоретических и экспериментальных работ [1-7]. В подавляющем большинстве работ адсорбция изучается в термодинамическом пределе, когда флуктуации пренебрежимы. Однако в реальности, при изучении клеточных процессов, это приближение не верно и флуктуациями пренебрегать нельзя. Исследование этих флуктуаций представляет интерес по крайней мере в двух аспектах. Во-первых, знание характерных особенностей этих флуктуаций позволит идентифицировать их источник, и во-вторых, исследование флуктуаций может дать более детальную информацию о процессах, протекающих при адсорбции. В работах [5,6] были исследованы флуктуации числа адсорбированных на макромолекулах частиц для частного случая малых заполнений адсорбционных центров. Однако не были определены условия, при которых справедливо такое приближение. В настоящей работе, в рамках стохастической модели локализованной адсорбции, точно рассчитаны среднее число и дисперсия числа адсорбированных на макромолекуле частиц и определены условия, при которых справедливо приближение малых заполнений. При этом рассматривается адсорбция частиц, занимающих один адсорбционный центр на макромолекуле (ионы, некоторые интеркалирующие лиганды и т.д.).

2. Теория

Рассмотрим простейший случай, когда адсорбируется один сорт частиц и с одним адсорбционным центром на макромолекуле связывается одна частица. Следуя работе [7], адсорбцию частицы (лиганда) (L) на макромолекуле (M) представим в виде следующей квазихимической реакции:



где (LM) – комплекс адсорбируемой частицы с адсорбционным центром макромолекулы, k_1 и k_{-1} – константы скоростей образования и распада комплекса. Макромолекулу представим в виде одномерного кристалла с M_0 идентичными адсорбционными центрами. Наш подход основан на следующих предположениях: 1) число адсорбированных на макромолекуле частиц изменяется дискретным образом; 2) эти изменения происходят в случайные моменты времени; 3) система не хранит памяти о событиях, которые происходили в более ранние времена. Эти предположения позволяют применить аппарат дискретного марковского процесса. В рамках этого подхода введем $w(x, t)$ – вероятность того, что на макромолекуле в момент времени t имеется x адсорбированных частиц, которая удовлетворяет уравнению [8]

$$\frac{\partial w(x, t)}{\partial t} = t^+(x-1)w(x-1, t) + t^-(x+1)w(x+1, t) - (t^+(x) + t^-(x))w(x, t), \quad (2)$$

где $t^+(x)$ и $t^-(x)$ – вероятности переходов в единицу времени из состояния x в состояние $x+1$ и из x в $x-1$, соответственно. В уравнении (2) первые два члена описывают увеличение вероятности состояния x за счет переходов из состояний $x-1$ и $x+1$, а третий член описывает уменьшение вероятности состояния x за счет выходов из состояния x . Конкретный вид $t^+(x)$ и $t^-(x)$ зависит от стехиометрии связывания частиц с адсорбционным центром. Имеется достаточно много работ, в которых дается подробный вывод выражений для вероятностей переходов в единицу времени для различных типов реакций [9-11]. Основываясь на этих работах, легко показать, что для реакции (1) $t^+(x)$ и $t^-(x)$ имеют вид

$$t^+(x) = k_1(L_0 - x)(M_0 - x), \quad (3)$$

$$t^-(x) = k_{-1}x, \quad (4)$$

где L_0 – число адсорбирующих частиц в растворе; M_0 – число адсорбционных центров на макромолекуле. Умножив обе части уравнения (2) на x и усредняя, получим уравнение для среднего числа адсорбированных на макромолекуле частиц

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = \overline{k_1(L_0 - x)(M_0 - x)} - \overline{k_{-1}x}. \quad (5)$$

Из (5) видно, что это уравнение выражается через высшие моменты и это обстоятельство сильно затрудняет его использование.

Рассмотрим случай пренебрежения флуктуациями [12]. Тогда уравнение (5) можно переписать в виде

$$\frac{d\bar{x}}{dt} = k_1(L_0 - \bar{x})(M_0 - \bar{x}) - k_{-1}\bar{x} \quad (6)$$

с начальным условием $\bar{x}(0) = 0$. Для стационарного значения среднего числа ад-

сорбированных на макромолекуле частиц получаем

$$\bar{x}_s = \frac{L_0 + M_0 + K^{-1}}{2} - \sqrt{\frac{(L_0 + M_0 + K^{-1})^2}{4} - L_0 M_0}, \quad (7)$$

где $K = k_1 / k_{-1}$ – константа равновесия реакции (1). Уравнение (7) называется изотермой адсорбции.

Однако часто вместо (7) используют приближенное выражение для изотермы адсорбции, которое получается из (7) при условии $\bar{x} \ll L_0$:

$$\bar{x}_s = \frac{M_0 L_0 K}{1 + L_0 K}. \quad (8)$$

Это приближенное выражение имеет вид изотермы Ленгмюра [13].

Рассмотрим общий случай, когда флуктуациями не пренебрегаем. Тогда среднее число адсорбированных на макромолекуле частиц и его дисперсию можно получить и другим способом [14], а именно, используя управляющее уравнение [8]

$$\begin{aligned} \frac{\partial P(x, t / x', t')}{\partial t} = & t^+(x-1)P(x-1, t / x', t') + \\ & + t^-(x+1)P(x+1, t / x', t') - (t^+(x) + t^-(x))P(x, t / x', t'), \end{aligned} \quad (9)$$

где $P(x, t / x', t')$ – вероятность того, что на макромолекуле в момент времени t имеется x адсорбированных частиц, при условии, что в предшествующий момент времени t' на макромолекуле было x' адсорбированных частиц. Этот способ вычисления имеет то преимущество, что позволяет помимо среднего числа адсорбированных на макромолекуле частиц получить также и дисперсию. В этом случае из (9) легко определяется стационарная вероятность состояния x , которая, согласно [8], равна

$$P_s(x) = P_s(0) \prod_{z=1}^x \frac{t^+(z-1)}{t^-(z)}. \quad (10)$$

В уравнении (10) $P_s(0)$ определяется из условия нормировки

$$\sum_{x=0}^{M_0} P_s(x) = 1, \quad (11)$$

где суммирование проводится от нуля до M_0 . Среднее значение числа адсорбированных на макромолекуле частиц определяем по стандартной формуле

$$\overline{(x_s)} = \sum_x x P_s(x). \quad (12)$$

Для определения дисперсии вначале следует вычислить второй момент по формуле

$$\overline{(x_s^2)} = \sum_x x^2 P_s(x), \quad (13)$$

а затем, используя (13), по стандартной формуле вычисляется дисперсия числа связанных с макромолекулой частиц:

$$\overline{(\Delta x^2)_s} = \overline{(x^2)_s} - (\overline{x_s})^2. \quad (14)$$

Отметим, что при условии $\overline{x} \ll L_0$ дисперсия легко вычисляется и она равна [15]

$$\overline{(\Delta x^2)_s} = \frac{M_0 L_0 K}{(1 + L_0 K)^2}. \quad (15)$$

3. Обсуждение результатов

Для анализа полученных результатов перепишем формулы (12) и (14) в виде

$$\frac{\overline{x_s}}{M_0} = \sum_x x \prod_{z=1}^x \frac{K(L_0 - (z-1))(M_0 - (z-1))}{z}, \quad (16)$$

$$\frac{\overline{(\Delta x^2)_s}}{M_0} = \sum_x x^2 \prod_{z=1}^x \frac{K(L_0 - (z-1))(M_0 - (z-1))}{z} - \left(\sum_x x \prod_{z=1}^x \frac{K(L_0 - (z-1))(M_0 - (z-1))}{z} \right)^2. \quad (17)$$

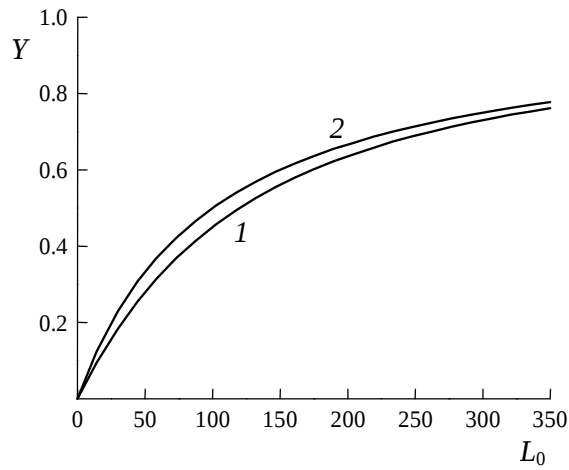


Рис.1. Изотермы адсорбции, вычисленные при $K = 0.001$. По оси абсцисс L_0 – начальное число частиц в растворе. По оси ординат отложена величина $\overline{x_s} / M_0$. Кривая 1 построена по точной формуле (7) или (16); 2 – по приближенной формуле (8).

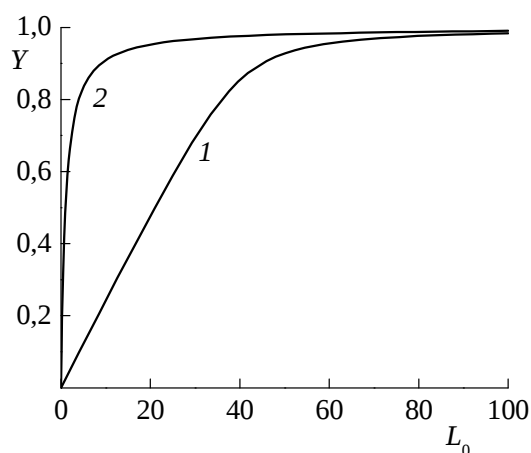


Рис.2. Изотермы адсорбции, вычисленные при $K=1$. По оси абсцисс L_0 – начальное число частиц в растворе. По оси ординат отложена величина $\bar{x}_s/M_0$. Кривая 1 рассчитана по точной формуле (7) или (16); 2 – по приближенной формуле (8).

Отметим, что, как и следовало ожидать, численный расчет среднего числа адсорбированных на макромолекуле лигандов по формулам (7) и (16) полностью совпадают. Результаты, приведенные на рис.1, показывают, что при малых значениях константы равновесия приближенная изотерма адсорбции (8) хорошо описывает точную изотерму, построенную по формуле (7) (или (16)). Однако, при больших значениях K (рис.2) наблюдается сильное расхождение.

Анализ формул (7) и (8) показывает, что сильное расхождение изотерм адсорбции при малых значениях L_0 на рис.2 связано с тем, что углы наклона кривых при $L_0 = 0$ по-разному зависят от константы равновесия K . Как видно из (8), для приближенной изотермы адсорбции тангенс угла наклона кривой линейно зависит от K и растет с его увеличением, в то время как при точном описании при увеличении K тангенс угла наклона в начале координат не должен превышать предельного значения

$$\operatorname{tg} \alpha = \left. \frac{\partial \bar{x}_s}{\partial L_0} \right|_{K \rightarrow \infty} = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \frac{K^{-1} - M_0}{K^{-1} + M_0} \right)_{K \rightarrow \infty} = 1. \quad (18)$$

Такое поведение кривой обусловлено тем, что при заданном числе лигандов в растворе, сколь бы большим бы ни была константа равновесия, число частиц на макромолекуле не может быть больше, чем число частиц в растворе. Из рис.2 видно также, что при больших значениях L_0 обе кривые выходят на один и тот же уровень насыщения $\bar{x}_s/M_0 = 1$.

Сопоставим полученное в данной работе точное выражение для стационарного значения дисперсии (17) с приближенной формулой (15). На рис.3 представлены зависимости дисперсии от концентрации лиганда при малых значениях константы равновесия ($K = 0.01$).

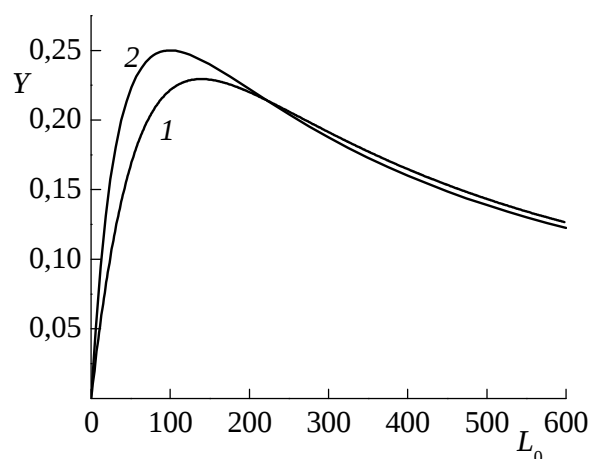


Рис.3. Дисперсия числа адсорбированных частиц, вычисленная при $K = 0.01$. По оси абсцисс L_0 – начальное число частиц в растворе. По оси ординат отложена величина $(\Delta x^2)_s / M_0$. Кривая 1 построена по точной формуле (17); 2 – по приближенной формуле (15).

Отсюда видно, что в этом случае приближенное выражение для дисперсии (15) хорошо описывает точное выражение (17). При больших K (рис.4), как и в случае среднего значения, имеется сильное расхождение по мере увеличения K . Расхождение обусловлено их различной зависимостью от K . Существование максимума на кривых на рис.3 и 4 связано с тем, что при малых и больших заполнениях L_0 дисперсия должна стремиться к нулю.

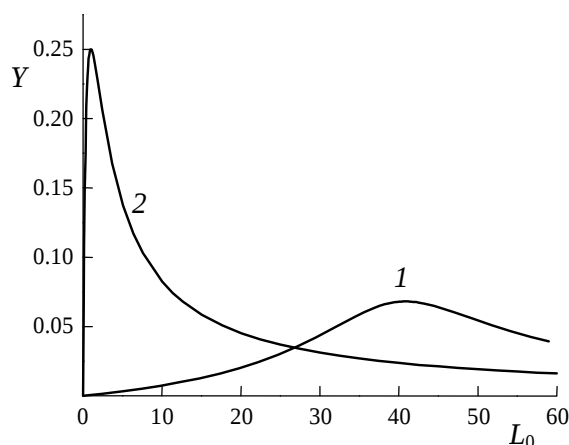


Рис.4. Дисперсия числа адсорбированных частиц, вычисленная при $K = 1$. По оси абсцисс L_0 – начальное число частиц в растворе. По оси ординат отложена величина $(\Delta x^2)_s / M_0$. Кривая 1 построена по точной формуле (17); 2 – по приближенной формуле (15).

Таким образом, при малых значениях константы равновесия процесс адсорбции можно описать в приближении пренебрежения числа адсорбированных частиц по сравнению с начальным числом частиц в растворе (формулы (8) и (15)). При больших же константах равновесия наблюдается сильное различие между точной (7) и приближенной (8)

изотермами, а также дисперсиями (15) и (17).

ЛИТЕРАТУРА

1. **D.Crothers.** Biopolymers, **6**, 575 (1968).
2. **А.С.Заседателев, Г.В.Гурский, М.В.Волькенштейн.** Мол. биология, **5**, 245 (1971).
3. **J.D.McGhee, P.H. von Hippel.** J. Mol. Biol., **86**, 469 (1974).
4. **T.R.Krugh.** Curr. Opin. Struct. Biol., **4**, 351 (1994).
5. **V.B.Arakelyan, S.G.Haroutiunian, H.V.Arakelyan, T.S.Haroutiunian.** J. Biomol. Struct. Dyn., **20**, 35 (2002).
6. **V.Arakelyan, Yu.Babayan, G.Potikyan.** J. Biomol. Struct. Dyn., **18**, 231 (2000).
7. **Ю.Д.Нечипуренко, А.М.Вольф, В.И.Саянов, Ю.М.Евдокимов.** ЖЭТФ, **125**, 3 (2004).
8. **C.W.Gardiner.** Handbook of stochastic methods. Springer-Verlag, Berlin, 1985.
9. **D.A.McQuarrie, J.Keiser** Theoretical chemistry: advance and perspectives. New York, vol. **6A**, pp.165-213, 1981.
10. **A.F.Bartholomay.** Biochemistry, **1**, 223 (1962).
11. **C.C.Heyde, E.Hedye.** J. Theor.Biol., **25**, 159 (1969).
12. **Н.Г.Ван Кампен.** Стохастические процессы в физике и химии. М., Высшая школа, 1990.
13. **А.А.Лопаткин.** Теоретические основания физической адсорбции. М., МГУ, 1983.
14. **V.B.Arakelyan, S.Yu.Babayan, V.I.Tairyan, A.V.Arakelyan, M.A.Parsadanyan, P.O. Vardevanyan.** J. Biomol. Struct. Dyn., **23**, 479 (2006).
15. **В.Б.Аракелян.** Биофизика, **45**, 853 (2000).

ՄԱԿՐՈՄՈԼԵԿՈՒԼՆԵՐԻ ՎՐԱ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԱԴՍՈՐԲՑԻԱՅԻ ՄՈՂԵԼԸ ՑԱՆԿԱՑԱԾ ԼՐԱՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ.Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ե.Շ. ՄԱՄԱՍԱԽԼԻՍՈՎ, Վ.Ֆ. ՄՈՐՈԶՈՎ,
Զ.Է. ՆԱՎՈՅԱՆ, Ա.Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Դիտարկված է մակրոմոլեկուլների վրա մասնիկների ադսորբցիայի տեսությունը: Տեսության շրջանակներում ադսորբցիան ներկայացված է որպես դիսկրետ Մարկովյան պրոցես: Ճշգրիտ հաշվարկված են ադսորբցված մոլեկուլների միջին քանակը և նրա դիսպերսիան: Արդյունքները համեմատված են հաճախ օգտագործվող մոտավորության հետ, երբ համարվում է, որ ադսորբցված մասնիկների քանակը փոքր է լուծույթում մասնիկների սկզբնական քանակից: Ցույց է տրված, որ հավասարակշռության հաստատունի փոքր արժեքների դեպքում մոտավոր և ճշգրիտ արժեքները գործնականորեն համընկնում են:

STOCHASTIC MODEL OF ADSORPTION OF PARTICLES ON MACROMOLECULES AT AN ARBITRARY FILLING

V.B. ARAKELYAN, E.SH. MAMASAKHLISOV, V.F. MOROZOV,
Z.E. NAVOYAN, A.B. ARAKELYAN

A theory of particles adsorption on macromolecules is considered. The theory is based on presenting the absorption as a discrete Markovian process. In the context of the theory the average number and variation of adsorbed ligands on the macromolecules are precisely calculated. The results are compared with the frequently used approximation of smallness of the number of adsorbed particles in comparison with the initial number of particles in solution. It is shown that, at small values of the equilibrium constant, the precise and approximate values practically coincide.

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

В журнале печатаются статьи и краткие сообщения авторов по всем разделам современной физики на русском и армянском языках. Редакция просит авторов при направлении статей придерживаться следующих правил.

1. Статьи, поступающие в редакцию, должны иметь направление от учреждения, в котором выполнена работа, а также акт экспертизы. Название учреждения приводится перед текстом статьи после фамилий авторов.

2. Объем каждой статьи не должен превышать 10 страниц, а краткого сообщения – 3 страниц текста и 2 рисунков. Работы необходимо представлять в двух экземплярах, отпечатанных на машинке или на принтере через 2 интервала.

3. Тексту каждой статьи предшествует индекс УДК, проставленный в левом верхнем углу. Непосредственно перед текстом статьи или краткого сообщения после заглавия помещается аннотация. К работам, представленным на русском языке, должны быть приложены резюме на армянском и английском языках.

4. Следует ограничиваться минимальным количеством рисунков и фотографий. Их размеры не должны превышать 10×15 см. Они должны быть представлены в двух экземплярах, на обороте рисунков необходимо указать фамилии авторов, название статьи и номер рисунка. Подписи к рисункам должны быть собраны на отдельном листе.

5. Цитируемая литература должна даваться общим списком в конце статьи. В тексте ссылка приводится цифрой в прямых скобках в порядке упоминания в статье. В списке литературы необходимо указать: для книг – инициалы и фамилию автора, название книги, место издания, издательство, год издания; для периодических изданий – инициалы и фамилию автора, название журнала, том, номер выпуска, первую страницу и год издания.

6. Статья должна быть подписана всеми авторами. Необходимо также приложить точный адрес, фамилию, имя, отчество автора и адрес учреждения, где выполнена работа.

7. В случае возвращения автору его рукописи для доработки датой поступления считается день получения редакцией окончательного варианта статьи.

8. Редакция посылает автору одну корректуру. Корректурa с подписью автора и датой ее подписания должна быть выслана в редакцию в течение суток с момента ее получения.

Статьи, в которых не соблюдены указанные правила, к рассмотрению приниматься не будут.

Адрес редакции "Известий НАН Армении, Физика": Республика Армения, 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. Тел. 56-80-67.

ТРЕБОВАНИЯ К РИСУНКАМ

В электронной версии статьи рисунки необходимо отделить от текста и записать отдельными файлами в любом из графических форматов, отдавая, однако, предпочтение *.tif и *.png. Для векторных рисунков (графики, чертежи и т.д.) необходимо также представить оригинальные файлы, полученные в соответствующих программах.

1. Все требования к размерам, перечисленные ниже, относятся к рисункам, приведенным к тому размеру, который они будут иметь в журнале.

2. Осевые линии, засечки, условные обозначения выполняются линиями толщиной 0.5 pt. Высота засечек 0.12 см, в логарифмических шкалах промежуточные засечки 0.08 см. Основные линии 0.8 pt, в случае «залипания» минимальная толщина линий 0.3 pt.

3. Шрифт Pandre (Times New Roman, Symbol), size 10. Числа на осях всегда 10. На рисунках в случае необходимости минимальный размер 6.

4. Графики должны быть черно-белыми (без полутонов), разрешение – 600 dpi.

5. В дробях ставятся точки (напр., 0.2, 0.5, 10.5).

6. Обозначение частей фото в левом нижнем углу – на белой «заплатке», шкала (масштаб) – в нижнем правом углу – тоже на белой «заплатке», шрифт на фото аналогично иллюстрациям.

7. Надписи не должны соприкасаться ни с какими частями рисунка. Рисунки (фотографии) должны иметь размеры, соответствующие их информативности. Размеры стандартных обозначений (простые кружки, квадраты, треугольники и т.д.) не должны превышать 2 мм. Если кривые обозначаются цифрами, то цифры пишутся около кривой *курсивом*, size 10.

8. Должно быть строго соблюдено единообразие размера и оформления всех однотипных рисунков в статье. Графики рекомендуется рисовать при помощи программы Microcal Origin.

9. Разрядка осей допускается, только если это не снижает читаемости рисунка. Засечки на осях графика должны быть направлены внутрь, а цифры на осях должны быть с внешней стороны рисунка.

10. Если на оси графика нанесены цифры, то стрелку на конце оси рисовать не нужно; если ось без цифр, то стрелка нужна.

11. Обозначение переменных на осях, если оно помещается в одном ряду с цифрами, должно быть выровнено по нижнему краю, если нет – то может быть расположено как по центру, так и по правому краю под цифрами, но единообразно по статье.

12. Обозначение частей рисунков – прямо, в скобках, сверху рисунка в центре или справа, единообразно по статье («а»), «б»).

13. Отрицательные цифры следует давать со знаком «-» («minus sign», а не «-», «тире» или “dash” или другими схожими знаками). Знак минуса данного шрифта всегда соответствует по размерам и очертанию знаку «плюс» (-+, а не -+).

14. Символы переменных величин, обозначенные буквами латинского алфавита, пишутся *курсивом*, греческого – прямо, другие обозначения пишутся прямо, размерности физических величин и их произведения – без точки (напр., T_{H_2O} , K, $\lambda \times 10^2$, Ом см).

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԳԼԽԱՎՈՐ ԳԵՂԵՍԻԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅԱՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ

Է.Ա.Գազազյան. Cs-ի ատոմական գոլորշիների ռեզոնանսային ֆլյուորեսցենցիայի պրոցեսի դինամիկան լազերային դաշտի հաճախության սկանավորման դեպքում արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի առկայությամբ.	3
Ա.Ղ.Սարգսյան, Դ.Գ.Սարգսյան, Ե.Փաշայան-Լեռուա, Կ.Լեռուա, Պ.Մորուշկին, Ա.Վեյս. Ցեզիումի D_1 կլանման գծի լայնության կախվածությունն ատոմական գոլորշիների սյան հաստությունից.	11
Հ.Գ.Դեմիրխանյան, Գ.Գ.Դեմիրխանյան, Վ.Գ.Բաբաջանյան, Ռ.Բ.Կոստանյան, Է.Պ.Կոկանյան. Yb^{3+} իոնի սպեկտրալ գծերի ինտենսիվությունները $LiNbO_3$ բյուրեղում.	20
Ռ.Բ.Ալավերդյան, Ա.Ս.Գրիգորյան, Յու.Ս.Չիլինգարյան. Կոնվեկտիվ շարժումները հեղուկ բյուրեղների համեմատաբար բարակ շերտերում.	29
Գ.Լ.Եսայան, Զ.Գ.Փալանջյան, Տ.Գ.Մանուկյան, Ա.Ս.Ջեյթունյան, Լ.Խ.Մուրադյան. Առանց ուժեղացման ալիքատարում ձևավորված սիմիլարիտոնի բնույթը.	35
Ա.Ս.Վորա. $Cu_{100-x}Zr_x$ երկակի մետաղական ապակիների գերհաղորդիչ վիճակի հատկությունների հետազոտումը պսևդոպոտենցիալի մեթոդով.	42
Է.Ա.Մուղնեսյան. Ջոզեֆսոնյան միջավայրում վիսմուտային ԲՅՉԳ խեցին որպես մագնիսաչափի զգայուն էլեմենտ.	55
Յ.Ս.Վարդանյան. Մերձերկրյա տիեզերական տարածության և Երկրի կառուցվածքի ամբողջական մոդելում պարունակվող շերտերի միջև առկա ֆիզիկական մեծությունների սահմանային արժեքների հարաբերակցությունները.	62
Վ.Բ.Առաքելյան, Ե.Շ.Մամասխիսով, Վ.Ֆ.Մոռոզով, Ջ.Է.Նավոյան, Ա.Վ.Առաքելյան. Մակրոմոլեկուլների վրա մասնիկների ադսորբցիայի ստոխաստիկ մոդելը ցանկացած լրացման դեպքում.	70

CONTENTS

E.A.Gazazyan. Dynamics of resonant fluorescence from atomic Cs vapor at scanning the frequency of laser radiation in the presence of a constant magnetic field.	3
A.D.Sargsyan, D.H.Sarkisyan, Y.Pashayan-Leroy, C.Leroy, P.Moroshkin, A.Weis. Dependence of the cesium absorption D_1 linewidth on the thickness of atomic vapor column.	11
H.G.Demirkhanyan, G.G.Demirkhanyan, V.G.Babajanyan, R.B.Kostanyan, E.P.Kokanyan. Spectral line intensities of Yb^{3+} ion in $LiNbO_3$ crystals.	20
R.B.Alaverdyan, A.M.Grigoryan, Yu.S.Chilingaryan. Convection in relatively thin layers of nematic liquid crystals.	29
G.L.Yesayan, K.A.Palanjyan, T.G.Mansuryan, A.S.Zeytunyan, L.Kh.Mouradian. Character of similaritons formed in a single-mode fiber without gain.	35
A.M.Vora. A pseudopotential approach to the superconducting state properties of $Cu_{100-x}Zr_x$ binary metallic glasses.	42
E.A.Mughnetsyan. Sensitive element of magnetometer based on bismuthic HTSC ceramics with a Josephson medium.	55
Yu.S.Vardanyan. Relations between boundary values of physical quantities between layers in the complete model of the circumterrestrial space and Earth structure. ...	62
V.B.Arakelyan, E.Sh.Mamasakhlisov, V.F.Morozov, Z.E.Navoyan, A.V.Arakelyan. Stochastic model of adsorption of particles on macromolecules at an arbitrary filling.	70

СОДЕРЖАНИЕ

Э.А.Газазян. Динамика процесса резонансной флуоресценции атомарных паров Cs при сканировании частоты лазера в присутствии постоянного магнитного поля.	3
А.Д.Саргсян, Д.Г.Саркисян, Е.Пашаян-Леруа, К.Леруа, П.Морошкин, А.Вейс. Зависимость ширины линии D_1 поглощения цезия от толщины столба атомарных паров.	11
А.Г.Демирханян, Г.Г.Демирханян, В.Г.Бабаджаниян, Р.Б.Костанян, Э.П.Коканян. Интенсивности спектральных линий иона Yb^{3+} в кристаллах $LiNbO_3$	20
Р.Б.Алавердян, А.М.Григорян, Ю.С.Чилингарян. Конвекция в относительно тонких слоях нематических жидких кристаллов.	29
Г.Л.Есаян, К.А.Паланджян, Т.Г.Мансурян, А.С.Зейтунян, Л.Х.Мурадян. Характер симиляритона, сформированного в одномодовом волокне без усиления.	35
А.М.Вора. Исследование свойств сверхпроводящего состояния бинарных металлических стекол $Cu-Zr_{100-C}$ методом псевдопотенциала. . .	42
Э.А.Мугнецян. Чувствительный элемент магнитометра на основе висмутовой ВТСР керамики с джозефсоновской средой.	55
Ю.С.Варданиян. Соотношения граничных значений физических величин между слоями в полной модели околоземного космического пространства и строения Земли.	62
В.Б.Аракелян, Е.Ш.Мамасахлисов, В.Ф.Морозов, З.Э.Навоян, А.В.Аракелян. Стохастическая модель адсорбции частиц на макромолекулах при произвольном заполнении.	70

Тираж 150. Сдано в набор 15.11.2007.

Подписано к печати 25.11.2007. Печ. л. 5.

Бумага офсетная. Цена договорная.

Типография НАН РА.

Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24.