

УДК 530.14

ОПТИЧЕСКИЙ ИМПУЛЬС С УПРАВЛЯЕМОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ

Дзедолик И.В.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: dzedolik@crimea.edu*

Рассмотрен метод управления поперечным распределением поля оптического импульса с помощью внешнего электрического поля. Импульс, возбужденный в оптическом волокне на ТЕ- либо ТМ-моды, проходит через диэлектрическую пленку, установленную в управляющем устройстве, в котором генерируется азимутальное либо радиальное электрическое поле. В результате нелинейного электро-оптического эффекта Погкельса внешнее электрическое поле взаимодействует в пленке с соответствующей компонентой электрического поля импульса, что приводит к изменению поперечного распределения поля импульса.

Ключевые слова: оптический импульс, диэлектрическая пленка, внешнее электрическое поле.

ВВЕДЕНИЕ

Управление формой и фазой оптических импульсов в настоящее время привлекает большое внимание в связи с задачами передачи больших объемов информации в волоконно-оптических линиях связи [1-3], кодирования-декодирования информации [4], а также в связи с использованием импульсов в датчиках физических величин, действие которых основано на изменении поперечного распределения поля импульса [5].

В данной работе предложен метод управления поперечным распределением поля импульса, прошедшего через тонкую диэлектрическую пленку, помещенную во внешнее электрическое поле. Внешнее электрическое поле может быть сгенерировано, например, с помощью импульсного магнитного поля в соленоиде, внутри которого перпендикулярно его оси размещена диэлектрическая пленка. В результате прохождения по виткам соленоида импульса тока генерируется вихревое электрическое поле, имеющее азимутальную компоненту. Силовые магнитные линии направлены по оси соленоида, а силовые электрические линии представляют собой концентрические окружности внутри соленоида. При этом направление силовых электрических линий определяется направлением тока в витках соленоида. Электромагнитный импульс, прошедший оптическое волокно, направляется на такую диэлектрическую пленку. Если на пленку падает импульс с распределением поля, описываемым ТЕ-моды [6] с одной (азимутальной) компонентой электрического поля и двумя (радиальной и продольной) компонентами магнитного поля, то азимутальная компонента ТЕ-моды [6] может быть либо сонаправлена с компонентой внешнего вихревого электрического поля, либо направлена противоположно. В результате эффекта Погкельса внешнее

электрическое поле оказывает влияние на азимутальную компоненту электрического поля импульса при прохождении им пленки и, таким образом, может изменить поперечное распределение поля импульса. Если импульс сформирован ТМ-модами, имеющими одну магнитную (азимутальную) и две электрические (радиальную и продольную) компоненты, то управлять формой и амплитудой импульса можно, например, с помощью системы, представляющей собой цилиндрический конденсатор, в котором перпендикулярно оси установлена диэлектрическая пленка. В таком цилиндрическом конденсаторе одна из обкладок представляет собой тонкую заряженную нить, а вторая – проводящий цилиндр. В этом случае внешнее электрическое поле в пленке будет направлено вдоль радиальных компонент электрического поля ТМ-моды. Меняя направление и величину внешнего электрического поля также можно управлять поперечным распределением поля импульса, прошедшего такое устройство. После прохождения управляющего устройства импульс может быть вновь введен в оптическое волокно.

1. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ПОПЕРЕЧНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ ИМПУЛЬСА

Предположим, что импульс, прошедший оптическое волокно, падает на диэлектрическую пленку, расположенную перпендикулярно продольной оси z управляющего устройства (рис. 1).

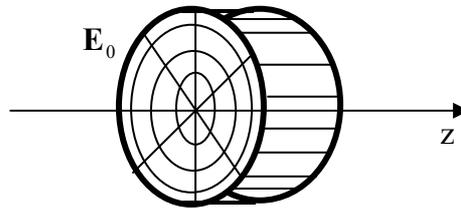


Рис.1. Тонкая диэлектрическая пленка, расположенная внутри управляющего устройства.

Динамика огибающей импульса $A(t,z)$, распространяющегося в диэлектрической среде или в оптическом волокне, достаточно полно исследована [1,2,5]. Поэтому в данной работе основное внимание уделено поперечной структуре поля импульса.

Электрическое поле несущей гармоники импульса $\mathbf{E}(t, \mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}_\perp) \exp(-i\omega t + i\beta z)$ в диэлектрической пленке описывается уравнением

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \mathbf{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathbf{E} = 0, \quad (1)$$

где $\varepsilon = \varepsilon_1 \pm 4\pi\chi_2 E_0 + 4\pi\chi_3 \mathbf{E}^* \mathbf{E}$ - нелинейная диэлектрическая проницаемость, ε_1 ее линейная часть, χ_2 - квадратичная восприимчивость пленки, которая описывает нелинейный электро-оптический эффект Поккельса, χ_3 - кубическая

восприимчивость пленки, E_0 - компонента внешнего электрического поля. В цилиндрической системе координат уравнение (1) приобретает вид

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} - \beta^2 \right) \mathbf{E} - \left(\mathbf{1}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{1}_\varphi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} + \mathbf{1}_z i\beta \right) \left(\frac{\partial E_r}{\partial r} + \frac{E_r}{r} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial \varphi} + i\beta E_z \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon \mathbf{E} = 0. \quad (2)$$

2. ИМПУЛЬС, СФОРМИРОВАННЫЙ НА ТЕ-МОДЕ

ТЕ-мода лазерного излучения имеет одну компоненту электрического поля - азимутальную E_φ . Для азимутальной компоненты электрического поля уравнение (2) запишем в виде

$$\frac{\partial^2 E_\varphi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_\varphi}{\partial r} + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0\varphi}) E_\varphi + \alpha_3 E_\varphi^3 = 0, \quad (3)$$

где $\alpha_1 = \omega^2 c^{-2} \varepsilon_1 - \beta^2$, $\alpha_2 = 4\pi\omega^2 c^{-2} \chi_2$, $\alpha_3 = 4\pi\omega^2 c^{-2} \chi_3$. Решения уравнения (3), полученные численными методами для различных величин параметров $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0\varphi}$, характеризующих отклик среды на внешнее управляющее электрическое поле, представлены на рис. 2.

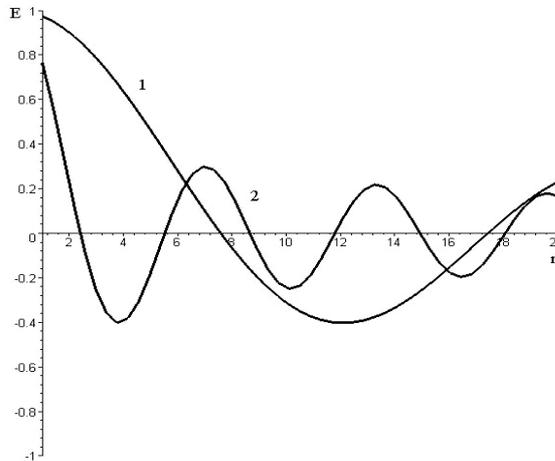


Рис.2. Величина азимутальной компоненты ТЕ-моды электрического поля импульса в зависимости от напряженности внешнего электрического поля E_0 : кривая 1 - $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0\varphi} = 0.1 \text{ cm}^{-2}$, кривая 2 - $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0\varphi} = 1 \text{ cm}^{-2}$, $\alpha_3 = 0.001 \text{ cm}^{-2}$.

Из рис. 2 следует, что пространственный период азимутальной компоненты электрического поля при увеличении напряженности внешнего электрического поля уменьшается. При этом на продольной оси z амплитуда азимутальной компоненты электрического поля не равна нулю при любой напряженности внешнего электрического поля, оптический вихрь в пленке при падении на нее ТЕ-моды не генерируется.

3. ИМПУЛЬС, СФОРМИРОВАННЫЙ НА ТМ-МОДЕ

Компоненты электрического поля ТМ-моды в управляющем устройстве удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} + \frac{E_r}{r^2} - i\beta \frac{\partial E_z}{\partial r} + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) E_r + \alpha_3 (E_r^2 + E_z^2) E_r &= 0, \\ \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} - i\beta \frac{\partial E_r}{\partial r} - i\beta \frac{E_z}{r} + \frac{\omega^2 \epsilon_1 E_z}{c^2} + \alpha_3 (E_r^2 + E_z^2) E_z &= 0. \end{aligned} \quad (4)$$

Предположим, что волновой фронт импульса квазиплоский. Тогда продольной компонентой электрического поля в системе уравнений (4) можно пренебречь $|E_z| \ll |E_r|$, и рассматривать только одно уравнение для радиальной компоненты электрического поля

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} + [1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2] E_r + \alpha_3 r^2 E_r^3 = 0. \quad (5)$$

Решение нелинейного уравнения (5) имеет форму кноидальной волны

$$E_r = b_2 \mathbf{cn} \left\{ \alpha_3 (b_1^2 + b_2^2) r^2 / 2 \right\}^{1/2} \varphi - K(\tilde{k}), \tilde{k} \quad (6)$$

где « \mathbf{cn} » эллиптический косинус Якоби, $K(\tilde{k})$ эллиптический интеграл первого рода, $\tilde{k} = b_2 (b_1^2 + b_2^2)^{-1/2}$ модуль эллиптического интеграла,

$$\begin{aligned} b_1^2 &= 2a^2 \left\{ [2a^2 \alpha_3 r^2 + [1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2]^2]^{1/2} - 1 - (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2 \right\}^{-1}, \\ b_2^2 &= (\alpha_3 r^2)^{-1} \left\{ [2a^2 \alpha_3 r^2 + [1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2]^2]^{1/2} - 1 - (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2 \right\}, \\ a^2 &= (\partial E / \partial \varphi)_0^2 + [1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2] E^2(\varphi = 0) + \alpha_3 r^2 E^4(\varphi = 0) / 2. \end{aligned}$$

Выражение (6) приобретает форму солитона, когда модуль эллиптического косинуса равен единице $\tilde{k} = 1$, $b_1(a = 0) = 0$,

$$E_r = b_2(0) \mathbf{cosh}^{-1} [\sqrt{\alpha_3 / 2b_2} r \varphi], \quad (7)$$

где параметр $b_2(0)$ взят при $a = 0$.

В линейном случае, когда $\alpha_3 \rightarrow 0$, уравнение (5) имеет вид

$$\frac{\partial^2 E_r}{\partial \varphi^2} + [1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r}) r^2] E_r = 0. \quad (8)$$

Решение линейного уравнения (8) запишем в форме

$$E(r, \varphi) = A \exp\{\pm i[1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r})r^2]^{1/2} \varphi\}, \quad (9)$$

где $A = \text{const}$ амплитуда. На рис. 3 и рис. 4 представлена интенсивность электрического поля (9) $I \sim \cos^2\{[1 + (\alpha_1 \pm \alpha_2 E_{0r})r^2]^{1/2} \varphi\}$ импульса в линейном случае при увеличении напряженности внешнего электрического поля E_{0r} для значений параметров $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0r} = 0.1 \text{ cm}^{-2}$ и $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0r} = 1 \text{ cm}^{-2}$.

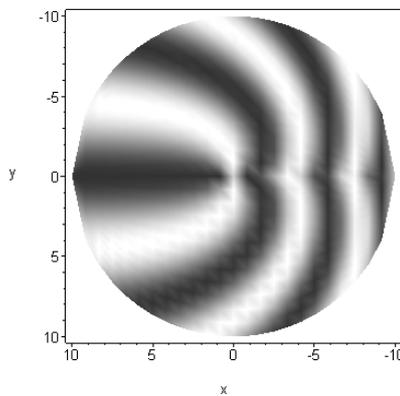


Рис.3. Интенсивность электрического поля импульса при $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0r} = 0.1 \text{ cm}^{-2}$.

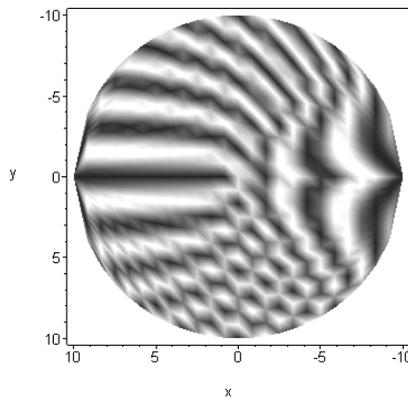


Рис.4. Интенсивность электрического поля импульса при $\alpha_1 + \alpha_2 E_{0r} = 1 \text{ cm}^{-2}$.

ВЫВОДЫ

Импульсы с заданной поперечной структурой поля применяются в оптических датчиках физических величин, в линиях связи и передачи информации, в частности для кодирования информации. Управление поперечным распределением поля оптического импульса, распространяющегося в диэлектрической среде, вызывает

интерес как с теоретической, так и с прикладной точек зрения. Внешнее электрическое поле меняет диэлектрическую проницаемость среды, и, таким образом, с его помощью можно легко управлять распределением поля импульса, прошедшего через такую среду. В последнем случае с помощью варьирования внешнего электрического поля можно повысить «информационную емкость» отдельного импульса. Также вызывает интерес топологическая структура поперечного распределения поля импульса – возникают ли в импульсе линии сингулярности поля и как их динамика зависит от внешнего электрического поля? Таким образом, совершенствование методов управления и исследования поперечной топологической структуры поля оптических импульсов перспективны в плане проведения теоретических и экспериментальных работ и их приложений.

Список литературы

1. Ахманов С.А., Вислоух В.А., Чиркин А.С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. – М.: Наука, 1988. – 312 с.
2. Кившарь Ю.С., Агравал Г.П. Оптические солитоны. От волоконных световодов до фотонных кристаллов. М.: Физматлит, 2005. – 648 с.
3. Qi X., Zhang X., Wei H., Plant D.V. Linearity of perturbations in fiber-optic transmission lines and its applications to nonlinear compensations // J. Opt. Soc. Am. B. – V.23, No.10. 2006. – P.2032-2039.
4. Martinez-Herrero R., Mejias P.M. Propagation of light fields with radial or azimuthal polarization distribution at a transverse plane // Opt. Exp. – V.16, No.12. – 2008. – P.9021-9033.
5. Дзедолик И.В. Поляритоны в оптических волокнах и диэлектрических резонаторах. – Симферополь: ДИАЙПИ, 2007. – 320 с.
6. Снайдер А., Лав Дж. Теория оптических волноводов: Пер. с англ. – М.: Радио и связь, 1987. – 656 с.

Дзедолик І.В. Оптичний імпульс з керованою поперечною структурою поля // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика» - Т. 21 (60). - № 1. - С. 3 - 8.

Розглянуто метод керування поперечним розподілом поля оптичного імпульсу за допомогою зовнішнього електричного поля. Імпульс, який був збуджений у оптичному волокні на ТЕ- або ТМ-моді, проходить крізь діелектричну плівку, яка встановлена у керуючому пристрої, у якому генерується азимутальне або радіальне електричне поле. У результаті нелінійного електро-оптичного ефекту Поккельса зовнішнє електричне поле взаємодіє у плівці з відповідною компонентою електричного поля імпульсу, що призводить до змінення поперечного розподілу поля імпульсу.

Ключеві слова: оптичний імпульс, діелектрична плівка, зовнішнє електричне поле.

Dzedolik I.V. Optical pulse with control transversal structure of field // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. - 2008. - Series "Physics". – V. 21 (60). - № 1. – P. 3 - 8.

The method of control of transversal distribution pulse field by external electric field is considered. The pulse is excited in a optical fiber on TE- or TM-mode and then it passes through the dielectric film based in the control device with azimuthal or radial electric field. In the result of nonlinear electro-optical Pockels effect the external electric field interacts with corresponding component of pulse field that leads to changing of transversal field of the pulse.

Keywords: optical pulse, dielectric film, external electric field.

Поступила в редакцію 7.11.2008 г.

УДК 537.611.3

**ДОМЕННАЯ СТРУКТУРА ОРТОФЕРРИТА ЭРБИЯ В ОБЛАСТИ
СПОНТАННОГО СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО
ПЕРЕХОДА**

Беляева А. И.¹, Баранова Е. В.²

¹*Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»,
Харьков, Украина*

²*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков,
Украина*

E-mail: belyaeva@kharkov.com, BaranovaKate@mail.ru

Впервые изучена перестройка доменной структуры в (ab) , (ac) и (bc) пластинах ортоферрита эрбия в интервале температур $T = T_{room} \div 5K$ и в диапазоне спиновой (ac) -переориентации. Полученные результаты свидетельствуют о плавном повороте спинов Fe^{3+} в диапазоне (T_1, T_2) от оси c к оси a , оставаясь в плоскости (ac) , с фазовыми переходами второго рода при $T_1 = 97K$ и $T_2 = 87K$. Полученные данные свидетельствуют о чисто магнитной природе переориентационного фазового перехода в $ErFeO_3$, который является типичным примером переходов Ландау. Вследствие анизотропии парамагнитной восприимчивости Er^{3+} подсистемы по отношению к молекулярному полю упорядоченной железной подсистемы вращение ферромагнитного момента \mathbf{F} приводит к изменению величины индуцированного магнитного момента. Суммарная намагниченность $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}$ уменьшается в узком температурном интервале ΔT .

Ключевые слова: ортоферрит эрбия, спин-переориентационный фазовый переход, доменная структура

ВВЕДЕНИЕ

Ортоферрит эрбия $ErFeO_3$ – один из наиболее интересных магнитных материалов в силу комплекса необычных магнитных свойств: скошенный антиферромагнетизм, точка компенсации, точка Нееля, связанная с упорядочением спинов ионов Er^{3+} , и спонтанный спин-переориентационный фазовый переход. Интерес к магнитным свойствам $ErFeO_3$ [1-3] в последние годы, в частности, к природе спин-переориентационного фазового перехода (СПФП) [3] определяется наблюдением пикосекундных времен вращения спинов в ортоферрите тулия [4], что может найти техническое применение.

Ортоферрит эрбия имеет ромбическую структуру, его магнитная структура изучена методом дифракции нейтронов. Ионы Fe^{3+} и Er^{3+} образуют две магнитные подсистемы. Изотропное $(d-d)$ -обменное взаимодействие в подсистеме железа H_{Fe} превышает на три порядка энергию обменного $(f-f)$ -взаимодействия в подсистеме эрбия H_{Er} и на порядок энергию $(d-f)$ -взаимодействия $Fe^{3+} - Er^{3+}$ [5].

При 636 К (T_{N1}) спины ионов железа антиферромагнитно упорядочиваются по моде $G_x F_z$ (в обозначениях [6]) со слабым ферромагнитным моментом \mathbf{F} вдоль оси c ромбического кристалла (координатная ось z выбрана так, что $c \parallel z$). Эта фаза известна как главная фаза. Ферромагнитный момент очень мал, однако играет важную роль в явлениях, обсуждаемых в статье. Ромбическая кристаллическая структура имеет четыре молекулы ErFeO_3 в элементарной ячейке. Однако практически число подрешеток Fe^{3+} сводится к двум [5]. В температурном диапазоне от 90 до 100 К происходит спонтанная спиновая переориентация (СП) моментов подсистемы железа по моде $G_z F_x$. В результате слабый ферромагнитный момент ориентирован вдоль оси a – $\mathbf{F} \parallel a$ ($a \parallel x$). Мёссбауэровская спектроскопия не обнаружила неэквивалентных положений ионов Fe^{3+} в области переориентации [7]. Магнитные свойства ErFeO_3 можно разделить на те, которые не зависят от иона Er^{3+} и те, в которых он играет критическую роль. Первый класс свойств, такие как температура Нееля (T_{N1}) и слабый ферромагнитный момент, наблюдающийся при комнатной температуре, определяются сильным ($d-d$)-обменным взаимодействием $\text{Fe}^{3+} - \text{Fe}^{3+}$. Второй класс свойств, такие как магнитная восприимчивость и магнитострикция, анизотропны и зависят от вклада редкоземельного иона [8].

СПФП исследовался многими авторами на различных ортоферритах, однако природа магнитного момента и его поведение в области спонтанного СПФП до сих пор не поняты. В этой связи в настоящей работе предпринято прямое наблюдение СПФП в ортоферрите ErFeO_3 с помощью магнитооптического эффекта Фарадея. Нам не известны попытки визуализировать доменную структуру (ДС) в этой области температур на свободных от напряжения образцах ErFeO_3 .

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

ErFeO_3 прозрачен в видимой области спектра. Это дает возможность визуально наблюдать формирование ДС в интервале температур от T_{room} вплоть до $T = 5\text{K}$ и ее особенности в области СП $\Delta T = 100 \div 70\text{K}$.

Все измерения были выполнены на образцах, изготовленных из монокристалла, выращенного методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом [9] с использованием ультрачистых материалов. Исследуемые образцы были вырезаны в виде тонких пластин, параллельных основным кристаллографическим плоскостям (ab), (ac), и (bc). Толщина образцов составляла порядка 50-60 мкм. Размеры в плоскости – $3 \times 4 \text{ мм}^2$. Направления кристаллографических осей определялись методом Лауэ с точностью $\pm 0.5^\circ$. Образцы были механически отполированы с обеих сторон алмазным порошком (Linde A $\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$ размер зерна 0.3 мкм). Для удаления образовавшегося в результате деформированного слоя использовалась химическая полировка.

Для визуализации доменной структуры использована геометрия эффекта Фарадея, когда намагниченность образца имеет компоненту, параллельную направлению света. Для исследования в температурном интервале 300-5 К образец

помещался в специальный проточный криостат [10]. В качестве хладагента использовался жидкий гелий. Точность измерения температуры была не хуже 0.01К. Для предотвращения неконтролируемых деформаций при низких температурах образцы закреплялись в специальном держателе. Особое внимание уделялось уменьшению градиента температуры и напряжений в образце [11].

2. ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ (РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА И АНАЛИЗ)

На рис.1 показана ДС при разных температурах для (ab) плоскости свободного от напряжений образца. Общая форма и размеры доменов определяются балансом между магнитоэтической энергией и энергией границ. При $T > T_{SR}$ наблюдается ДС близкая к лабиринтной. Доменная структура в плоскости (ab) при $T > T_{SR}$ (Рис.1а) связана со слабым ферромагнитным моментом подсистемы железа ($\mathbf{F} \parallel c$), который перпендикулярен плоскости (ab) .

При температуре $T_1 = 97\text{К}$ ДС становится неустойчивой (Рис.1б). Начало изменения ДС при $T = T_1$ определяется началом поворота магнитного момента подсистемы железа от $\mathbf{F} \parallel c$ к $\mathbf{F} \parallel a$. При этом уменьшение контраста и размера доменов в области температур спиновой переориентации ($\Delta T = T_1 - T_2$; $T_1 > T_2$) отражает непрерывное изменение намагниченности насыщения в направлении оси c . Процесс вращения начинается при $T_1 \approx 97\text{К}$ и заканчивается при $T_2 = 87\text{К}$.

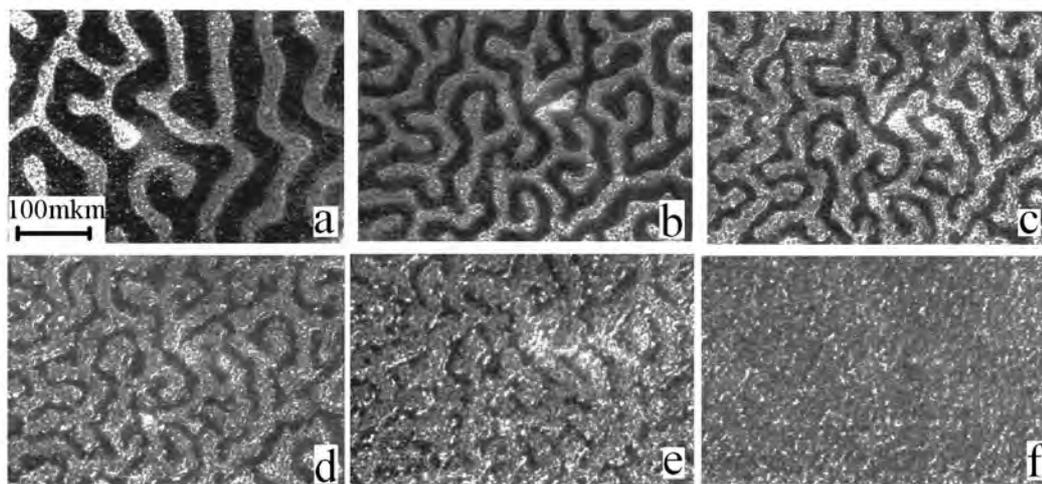


Рис.1. Доменная структура в плоскости (ab) ErFeO_3 при различных температурах: а) $T_{room} \approx 100\text{К}$; б) $T_1=97\text{К}$; в) 95К; д) 94К; е) 91К; ф) $T_2=87\text{К}$.

Очевидно, что температуры начала (T_1) (Рис.1b) и окончания ($T_2 = 87K$) (Рис.1f) изменения ДС и есть граничные температуры интервала спиновой переориентации. При $T = T_2 = 87K$, когда $\mathbf{F} \parallel a$, ДС полностью исчезает, потому что вектор \mathbf{F} достигает направления a в плоскости образца и вращение прекращается.

Однако доменная структура появляется в плоскости (bc) при $T \sim T_1$. В интервале температур от $T = T_{room}$ до $T \sim T_1$ в пластине (bc), нормальной световому лучу, домены не наблюдались, т.к. в этой геометрии намагниченность \mathbf{F} лежит в плоскости образца (рис.2a).

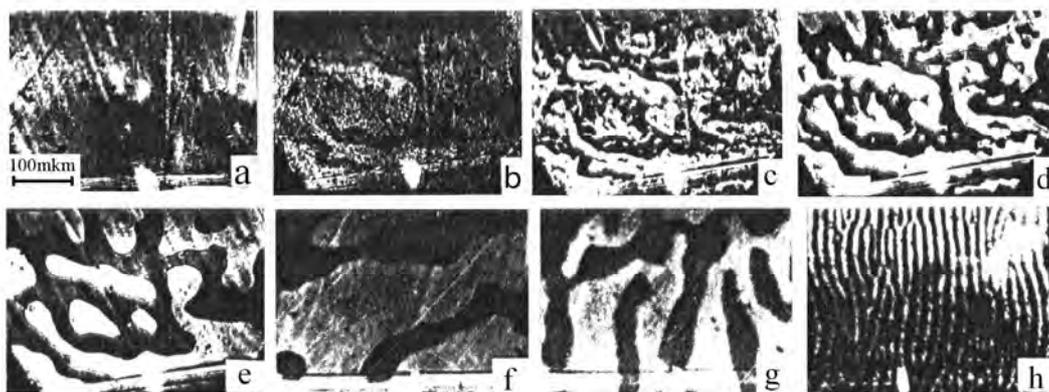


Рис.2. Доменная структура в плоскости (bc) $ErFeO_3$ при различных температурах: а) $T_{room} \approx 100K$; б) $T_1=97K$; в) $95K$; д) $T_2=87K$; е) $74K$; ф) $T_C=45K$; г) $21K$; h) $5K$.

Появление доменной структуры в плоскости (bc) связано с ферромагнитным моментом железа ($\mathbf{F} \parallel a$) при $T < T_1$ (рис.2b). С дальнейшим уменьшением температуры контраст ДС увеличивается. При $T \sim T_2$ ($\mathbf{F} \parallel a$) ДС полностью сформирована (рис.2d).

При $T \sim T_1$ ионы Er^{3+} остаются парамагнитными, но в молекулярном поле подсистемы ионов железа развивается магнитный момент $\mathbf{M}_{Er}(T)$. Общий магнитный момент определяется как $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}(T)$. Дальнейшее изменение ДС в этой геометрии эксперимента (рис.2e-f), соответствующее отрицательному ($d-f$)-обменному взаимодействию $Er^{3+}-Fe^{3+}$, связано с переходом через точку компенсации $T_C \sim 45K$ (рис.2f), когда наблюдается максимальный размер доменов ($\mathbf{M} \rightarrow 0$). При дальнейшем снижении температуры размер доменов уменьшается вплоть до самых низких температур ($T \sim 5K$, рис.2h). Очевидно, что вплоть до $T \sim 5K$ в $ErFeO_3$ сохраняется проекция суммарного магнитного момента на ось a . Особенности ДС при $T < 5K$ были детально описаны ранее [1]. В частности, как

следует из [1], картина, показанная на рис.2h, сохраняется вплоть до $T = 1.7\text{K}$. Это означает, что в ErFeO_3 сохраняется слабый ферромагнетизм вплоть до таких низких температур.

Таким образом, в температурных интервалах $T > T_1$ и $T < T_2$ формируется устойчивая ДС. Мы можем наблюдать ее в пластине (ab) при $T > T_1$ и в пластине (bc) при $T < T_2$. В интервале температур $\Delta T = T_1 - T_2$ ферромагнитный момент плавно вращается от оси c к оси a , оставаясь в плоскости (ac). Этот вывод подтверждает факт, что в плоскости (ac) ДС не обнаруживалась в интервале температур от T_{room} вплоть до $T = 1.7\text{K}$ (и в интервале температур СП). Это означает, что во всем температурном диапазоне ферромагнитный момент не имеет проекции на ось b . Этот результат подтверждает данные работы [12], в которой ось b была определена как “магнитонейтральная” ось.

Анализ природы движения спинов вблизи T_1 показал, что возможны только два случая [5]: 1) обменное взаимодействие $\text{Fe}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ преодолевает анизотропию Fe, приводя к спин-переориентационному переходу; 2) взаимодействие $\text{Fe}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ преодолевает симметричный обмен Fe-Fe; в этом случае имеет место переход в антиферромагнитное состояние (DyFeO_3 , переход Морина [5]). В ErFeO_3 имеет место первый случай. Поскольку вращение спинов Fe^{3+} и поворот спонтанной намагниченности непрерывны, то на концах температурного интервала СП имеют место фазовые переходы второго рода. Скачкообразный 90° спин-флип механизм давал бы максимум только вдоль осей a или c . Однако скачка какого-либо параметра взаимодействия в интервале СП не наблюдалось. Таким образом, интервал спиновой переориентации ограничивается фазовыми переходами второго рода. Это подтверждает вывод авторов [12].

Таким образом, были найдены граничные температуры СП-перехода $T_1 = (97 \pm 1)\text{K}$ и $T_2 \approx (87 \pm 1)\text{K}$. Они непосредственно измеряются с помощью данного метода, который подтвердил наиболее вероятный механизм спиновой переориентации, при котором обменное взаимодействие $\text{Fe}^{3+}\text{-Er}^{3+}$ преодолевает анизотропию Fe, приводя к спин-переориентационному переходу. Следует отметить, что изменения ДС не обнаруживает гистерезиса при уменьшении и увеличении температуры в интервале СП.

Спин-переориентационный переход представляет собой непрерывный поворот вектора \mathbf{F} в температурном интервале (T_1, T_2) от оси c к оси a в плоскости (ac). При T_2 система достигает конфигурации с $\mathbf{F} \parallel a$.

3. МОДЕЛЬ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Мы использовали термодинамический потенциал, который инвариантен относительно всех преобразований группы симметрии кристалла D_{2h}^{16} в парамагнитном состоянии (Таблица 1 [1]):

$$W = \frac{1}{2}A\mathbf{F}^2 + \frac{1}{2}b_1G_x^2 + \frac{1}{2}b_3G_z^2 + d_1G_zF_x - d_3G_xF_z \quad (1)$$

где $\mathbf{F} = \frac{1}{4}(\mathbf{m}_1 + \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_4)$, $\mathbf{G} = \frac{1}{4}(\mathbf{m}_1 - \mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_3 - \mathbf{m}_4)$, $\mathbf{m}_1 \div \mathbf{m}_4$ – магнитные моменты ионов Fe^{3+} ; A – константа обменного взаимодействия, $b_i (i=1,3)$ – константы анизотропии второго порядка (релятивистские константы взаимодействия); $d_i (i=1,3)$ – константы взаимодействия Дзялошинского (обменно-релятивистские константы взаимодействия). θ – угол между осью c и слабым ферромагнитным моментом \mathbf{F} . Так как $(\mathbf{G}\mathbf{F}) = 0$, θ совпадает с углом между вектором \mathbf{G} и осью a . Поскольку переориентация проходит в (ac) -плоскости, для поиска возможных ориентаций вектора намагниченности \mathbf{F} необходимо минимизировать следующий термодинамический потенциал относительно θ :

$$W = W_0 + K_1(T) \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (2)$$

где W_0 – часть энергии, не зависящая от ориентации спинов; $K_1(T)$ и K_2 – первая и вторая константы анизотропии, выражающиеся через постоянные анизотропии, взаимодействия Дзялошинского [13] и однородного обмена:

$$K_1 = \frac{1}{2}(b_1 - b_3 + \frac{d_1^2 - d_3^2}{A}), \quad (3)$$

$$K_2 = -\frac{1}{16} \cdot \frac{(d_1 - d_3)^2}{A}. \quad (4)$$

Выражения для плотности энергии в виде (2) достаточно для описания статических свойств спин-переориентационного фазового перехода. Для того, чтобы найти статические состояния, достаточно вычислить $\frac{\partial W}{\partial \theta}$ и $\frac{\partial^2 W}{\partial \theta^2}$, используя уравнение (2).

Если $K_2 > 0$, \mathbf{F} изменяется непрерывно от оси c к оси a при снижении температуры, тогда как для $K_2 < 0$ \mathbf{F} изменяется дискретно от оси c к оси a , с гистерезисом, характерным для фазовых переходов первого рода. Спиновая переориентация происходит непрерывно в этом диапазоне температур для ErFeO_3 , свидетельствуя о том, что $K_2 > 0$. Следующие результаты были получены для $K_2 > 0$. Равновесные фазы с $\mathbf{F} \parallel c(z)$ ($T > T_1$) и $\mathbf{F} \parallel a(x)$ ($T \leq T_2$) реализуются:

$$\begin{aligned} T \geq T_1 : \sin \theta = 0, \quad \mathbf{F} \parallel c(z) \\ T \leq T_2 : \cos \theta = 0, \quad \mathbf{F} \parallel a(x) \end{aligned} \quad (5)$$

Знаки равенства в выражениях для устойчивости определяют T_1 и T_2 . Из выражения (2) следует, что параметром порядка является угол θ для температуры

вблизи T_1 и $(\frac{\pi}{2} - \theta)$ для температуры вблизи T_2 . При $T_2 < T < T_1$ для $K_2 > 0$ интервал переориентации определяется неравенством

$$-8K_2 < K_1(T) < 8K_2$$

и угол поворота составляет:

$$\operatorname{tg}^2 \theta(T) = \frac{8K_2 + K_1(T)}{8K_2 - K_1(T)} \quad (6)$$

Т.к. для большинства ортоферритов в интервале СП $K_1(T)$ практически линейно зависит от температуры, меняя знак, а K_2 слабо зависит от температуры [14, 15], то используем условие:

$$K_1(T) = 8K_2 \xi(T), \text{ где} \quad (7)$$

$$\xi(T) = \frac{(T_1 + T_2)/2 - T}{(T_1 - T_2)/2}. \quad (8)$$

Тогда зависимость угла θ от температуры определяется выражением:

$$\operatorname{tg} \theta(T) = \sqrt{\frac{1 + \xi(T)}{1 - \xi(T)}} \quad (9)$$

При известных температурах СПФП ($T_1 = 97\text{K}$, $T_2 = 87\text{K}$ для ErFeO_3) (9) не содержит подгоночных параметров. Это подразумевает плавную зависимость $\theta(T)$ в области переориентации, что соответствует экспериментальным данным настоящего исследования.

В рассмотренном приближении вращение спинов является типичным примером переходов Ландау [16]. В рамках теории Ландау можно понять существование и природу двух переходов второго рода и температурную зависимость угла поворота (качественно).

В то же время, сравнение рис.1 и рис.2 показывает, что период ДС при $T < T_2$ (рис.2е) больше, чем при $T > T_1$ (Рис.1а) и продолжает увеличиваться с понижением температуры ($T \rightarrow T_c = 45\text{K}$, рис.2ф). Это означает, что суммарный магнитный момент \mathbf{M} ErFeO_3 в двух фазах не одинаков, а меняется в процессе переориентации. Если собственный магнитный момент \mathbf{M}_{Er} , приобретенный парамагнитной подсистемой эрбия, подмагниченной молекулярным полем железа, направлен противоположно магнитному моменту железной подсистемы \mathbf{F} , то $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}$ уменьшается с понижением температуры вплоть до точки компенсации ($T_c \sim 45\text{K}$, $\mathbf{M} = 0$). Существование точки компенсации было бы невозможно, если бы \mathbf{F} и \mathbf{M}_{Er} были направлены в одном направлении. Предполагается, что изменение модуля магнитного момента \mathbf{M} имеет место вследствие изменения намагниченности ионов Er^{3+} $\mathbf{M}_{Er}(T)$, в то время как

намагниченность железной подрешетки \mathbf{F} полностью насыщена и не меняется. Такое допущение при $T_1, T_2 (\sim 100\text{K}) \ll T_{N1}$ обосновано, т.к. энергия ($d-d$)-обмена на порядки превышает энергию ($d-f$)- и ($f-f$)-обменного взаимодействия. В температурном интервале переориентации ΔT ионы Er^{3+} находятся в парамагнитном состоянии и только частично намагничены молекулярным полем подсистемы железа. В процессе СПФП суммарная намагниченность \mathbf{M} вращается, не сохраняя свое абсолютное значение. А поскольку магнитный момент $|\mathbf{M}|$ при $T > T_1$ больше, чем при $T < T_2$, то это и есть проявление влияния магнитного момента ионов Er^{3+} . Изменение абсолютного значения $|\mathbf{M}|$ имеет место вследствие температурной зависимости намагниченности ионов Er^{3+} в молекулярном поле подсистемы железа. Степень их частичной намагниченности молекулярным полем упорядоченной железной подсистемы изменяется в процессе переориентации. Благодаря анизотропии магнитной восприимчивости подсистемы Er^{3+} к молекулярному полю упорядоченной подсистемы железа вращение \mathbf{F} ведет к изменению величины \mathbf{M}_{Er} . Большое различие между восприимчивостями вдоль осей a и c и существенная величина \mathbf{M}_{Er} (порядка \mathbf{F}) вызывают аномальное изменение общей намагниченности \mathbf{M} в узком температурном интервале $[T_2, T_1]$.

ВЫВОДЫ

Впервые проведена визуализация ДС в свободных от напряжений образцах ErFeO_3 в температурном интервале $T = T_{room} \div 5\text{K}$ и в области спонтанного СПФП с помощью магнитооптического эффекта Фарадея.

Экспериментальные выводы

1) ErFeO_3 является неоднородным магнетиком, в котором появление спонтанного магнитного момента при $T < T_{N1}$ сопровождается разбиением ферромагнитного образца на домены вплоть до $T \sim 1.7\text{K}$.

2) Спин-переориентационный фазовый переход $G_x F_z \rightarrow G_z F_x$ проходит плавно и сопровождается двумя фазовыми переходами второго рода, при температурах T_1 и T_2 . Спины Fe^{3+} поворачиваются непрерывно от оси c к оси a , оставаясь в плоскости (ac) .

3) Ионы эрбия, парамагнитные вплоть до гелиевых температур, поляризуются обменным полем ионов железа так, что индуцированный магнитный момент ионов Er^{3+} \mathbf{M}_{Er} направлен противоположно моменту ионов железа \mathbf{F} . Общая намагниченность $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}$ уменьшается с понижением температуры в температурном интервале $\Delta T = T_1 - T_2 = 10\text{K}$.

Выводы о природе спин-переориентационного фазового перехода

4) Характер изменений ДС полностью подтверждает чисто магнитную природу СПФП в ErFeO_3 . Взаимодействие железной и Er^{3+} подсистем приводит к СПФП, в котором суммарная намагниченность \mathbf{M} вращается относительно кристаллической оси.

5) Теория Ландау в предположении постоянства величин намагниченности в пределах СПФП объясняет существование и природу двух фазовых переходов второго рода и качественно температурную зависимость угла вращения.

6) Антисимметричное обменное взаимодействие Fe^{3+} - Er^{3+} преодолевает анизотропию железной подрешетки, приводя к спонтанному спин-переориентационному переходу. Спиновая переориентация прямо зависит от анизотропии взаимодействия Er^{3+} - Fe^{3+} . Этот факт подтверждает критическую роль ионов Er^{3+} в формировании СПФП, и означает, что теория ориентационных переходов должна строиться с учетом магнетизма подсистемы эрбия.

Список литературы

1. Беляева А. И. и Баранова Е. В., Термодинамическая модель стабилизации промежуточного состояния в области метамгнитного фазового перехода в ортоферрите эрбия // ЖЭТФ – 2007. – № 1 (132). – С. 108-113.
2. Belyaeva A. I., Baranova K. V., Visual investigation of the intermediate state in region of metamagnetic phase transition in ErFeO_3 // JMMM. – 2007. – № 2(312). – P. 331-336.
3. Усачев П. А., Писарев Р. В., Балбашов А. М., Кимель А.В., Кирилюк А., Рейзинг Т., Оптические свойства ортоферрита туллия TmFeO_3 // ФТТ. – 2005. – № 12 (47). – С. 2200-2206.
4. Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., Pisarev R. V., and Rasing Th., Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO_3 // Nature. – 2004. – № 6994(429). – P.850-853.
5. Белов К. П., Звездин А. К., Кадомцева А. М. и Левитин Р. З., Ориентационные фазовые переходы в редкоземельных магнитных материалах. – Москва: Наука, 1979.
6. Bertaut E. F., // Magnetism III: eds G.T.Rado and H.Suhl. – NY: Academic Press. – 1963.
7. Grant R. W. and Geller S., Mechanism of spin reorientation in ErFeO_3 // Solid State Commun. – 1969. – (7).– P.1291-1294.
8. Belov K. P., Kadomtseva A. M., Kovtun N. M., Dercachenko V. N., Melov V. N., Khokhlov V.A., On the character of phase transitions in ErFeO_3 // Phys. Status Solidi (a). – 1976. – (36). – P. 415-425.
9. Антонов А. В., Балбашов А. М. и Червоненкис А. Я., Оптические свойства редкоземельных ортоферритов // ФТТ. – 1970.– № 12. – С.1724.
10. Беляева А. И., Силаев В. И. и Стеценко Ю. Е., Проточные криостаты для лабораторных исследований. – Киев: Наукова Думка, 1987. – 232 с.
11. Belyaeva A. I., Litvishkova T. G., Marushko S. N., Silaev R. V. and Yuriyev V. P., Problems of cooling and temperature measurement on object in cryogenic optical studies // Cryogenics. – 1990. – (30). – С. 56-64.
12. Булатов А. С., Финкель В. А., Структурные эффекты при спиновой переориентации в ортоферрите эрбия // ДАН СССР. – 1975.– № 221. – С. 1066.
13. Dzialoshinskii I. E., A thermodynamic theory of "weak" ferromagnetism of antiferromagnetics // J.Phys.Chem.Solids. – 1958. – (4). – P. 241.
14. Белов К. П., Кадомцева А. М., Магнитоупругие свойства редкоземельных ортоферритов // УФН. – 1971. – № 4(103). – С. 577-592.
15. Schaffer W. J., Bené R. W., and Walser R. W., Pyromagnetic study of the spin-reorientation transition in YbFeO_3 // Phys. Rev. B. – 1974. – № 1(10).– С. 255-264.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая Физика. – Москва: Наука. – 1964.

Беляева А. И., Баранова К. В. Доменная структура ортофериту эрбию в области спонтанного спин-переориентационного фазового перехода // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 9-18.

Вперше досліджено перебудовування доменної структури в (ab) , (ac) и (bc) пластинах ортофериту ербію в інтервалі температур $T = T_{room} \div 5K$ и в діапазоні спінової (ac) - переориентації. Отримані результати свідчать про плавний поворот спінів Fe^{3+} в діапазоні (T_1, T_2) від осі c до осі a , лишаючись в площині (ac) , з фазовими переходами другого роду при $T_1 = 97K$ и $T_2 = 87K$. Отримані дані свідчать про чисто магнітну природу переориентаційного фазового переходу в $ErFeO_3$, який є типовим прикладом переходів Ландау. Внаслідок анізотропії парамагнітної сприйнятливості Er^{3+} підсистеми відносно до молекулярного поля впорядкованої залізної підсистеми обертання ферромагнітного моменту \mathbf{F} призводить до зміни величини індукційованого магнітного моменту. Сумарна намагніченість $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}$ зменшується у вузькому температурному інтервалі ΔT .

Ключові слова: ортоферит ербію, спин-переориентаційний фазовий перехід, доменная структура

Belyaeva A. I., Baranova K. V. Domain structure of erbium orthoferrite in region of spontaneous spin-reorientation phase transition // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 9-18.

The domain structure rearrangement in the erbium orthoferrite (ab) , (ac) and (bc) plates in the temperature interval $T = T_{room} \div 5K$ and in spin (ac) - reorientation region in particular is presented at the first time. The data confirm that the Fe^{3+} spins rotate continuously from c to a axis staying in (ac) – plane in temperature range (T_1, T_2) , with two second-order phase transitions at $T_1 = 97K$ and $T_2 = 87K$. Our data prove the purely magnetic origin of reorientation phase transition in $ErFeO_3$, which is a typical example of Landau-type transitions. But due to the anisotropy of paramagnetic susceptibility of Er^{3+} subsystem to the molecular field of the ordered iron subsystem, rotation of the ferromagnetic moment \mathbf{F} leads to the change of the magnitude of the Er^{3+} magnetization \mathbf{M}_{Er} . The total magnetization $\mathbf{M} = \mathbf{F} - \mathbf{M}_{Er}$ decreases within a narrow spin-reorientation temperature interval ΔT .

Keywords: erbium orthoferrite, spin-reorientation phase transition, domain structure

Поступила в редакцію 22.04.08 г.

УДК 681.785.5:535.312

ШИРОКОДИАПАЗОННЫЙ МНОГОУГЛОВОЙ АВТОМАТИЗИРОВАННЫЙ СПЕКТРОФОТОМЕТР-РЕФЛЕКТОМЕТР

Галуза А.А.¹, Галуза А.И.²

¹Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина

²Физико-технический институт низких температур НАН Украины, Харьков, Украина

E-mail: galuza76@mail.ru, galuza@ilt.kharkov.ua

В работе представлен оригинальный автоматизированный двухканальный спектрофотометр-рефлектометр, позволяющий измерять спектры отражения и пропускания в широком спектральном интервале и при различных углах падения. Приведены теоретическое обоснование оптической схемы и результаты тестирования установки.

Ключевые слова: коэффициент отражения, коэффициент пропускания, спектроскопия.

ВВЕДЕНИЕ

Большинство наших оптических исследовательских лабораторий укомплектованы различными спектрофотометрами (СФ'ы, ИКС'ы, комплексы КСВУ и др.), которые измеряют только спектры пропускания T , что ограничивает круг объектов исследования слабопоглощающими или тонкопленочными образцами. Измерение коэффициента отражения R свободно от таких ограничений и к тому же позволяет получить более подробную информацию как о спектре оптических констант n и k [1,2], так и о структуре исследуемой поверхности [1,3,4]. Однако оптико-механическая промышленность измерители отражения традиционно выпускает не достаточно, так что исследователи со времен пионеров измерения отражения Е.Хагена и Х.Рубенса (1900 г.) [5] в основном работают на приборах собственной конструкции и изготовления [6]. При этом в классических монографиях по оптике и оптическим измерениям схемы рефлектометров практически не рассматриваются, и найти их можно в основном только в оригинальных статьях.

К недостаткам многих известных схем рефлектометров можно отнести либо наличие преломляющей оптики, что делает их пригодными для измерений только в узком интервале спектра, либо возможность измерений только при нормальном падении света на образец. Точность измерений, как правило, определяется уровнем стабильности источников излучения и регистрирующей системы.

Предлагаемая схема автоматизированного широкодиапазонного спектрального фотометра-рефлектометра (АСФР) может быть реализована как приставка к любому источнику излучения (нами был использован серийный монохроматор МДР-6) и предназначена для измерения спектров пропускания и зеркального отражения в естественном и поляризованном свете (при углах падения от $\sim 10^\circ$ до $\sim 80^\circ$) в одно- или двухканальном режиме. Широкодиапазонность достигается применением бездисперсионной зеркальной оптики и возможностью

использования сменных источников и приемников излучения. По сравнению с классическими схемами существенно снижены требования к стабильности источников излучения и системы регистрации.

Система управления АСФР является конкретной реализацией универсальной схемы автоматизации эксперимента, описанной детально ранее [7,8], поэтому подробно не рассматривается.

1. ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА

Оптическая схема (см. рис.1) содержит, кроме поляризатора, двух приемников света и рассеивающих пластинок перед последними, только отражательные постоянные элементы – это два плоские зеркала и одно сферическое. Это, при использовании набора источников и приемников света, позволяет использовать рефлектометр в широкой области спектра (от УФ излучения ~ 190 нм до ИК ~ 3 мкм и выше) без перефокусировок оптических элементов.

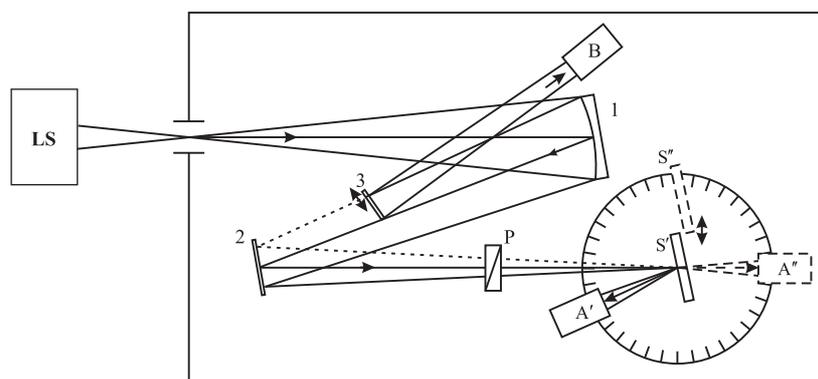


Рис.1. Оптическая схема спектрофотометра-рефлектометра. LS – источник излучения, 1-3 – зеркала, P – поляризатор, S – образец, A и B – фотоприемники.

Пучок света из источника *LS* фокусируется зеркалами *1* и *2* (проходя при необходимости через поляризатор *P*) на образец *S*, отражается (или проходит через него) и попадает на фотоприемник *A*; этим заканчивается первый, измерительный, канал *A*. Фотоприемник *A* поворачивается вокруг точки падения луча на переднюю поверхность образца. Через *A'* обозначен фотоприемник *A* в положении «на отражение», а через *A''* - «на просвет».

Часть сходящегося после зеркала *1* светового потока ахроматически отщепляется плоским зеркалом *3* и направляется на неподвижный фотоприемник *B*, формируя канал сравнения *B*. Перемещением зеркала *3* поперек светового потока, можно регулировать относительное распределение световой энергии между двумя каналами. В предельном случае, когда зеркало *3* выведено из потока, схема становится одноканальной.

2. МЕТОДИКА ДВОЙНОГО СКАНИРОВАНИЯ

Обычно в приборах с двухканальными оптическими схемами используется один фотоприемник, на который световые сигналы от обоих каналов подаются поочередно и так же поочередно преобразуются в электронные сигналы I_A и I_B , отношение которых дает значение измеряемой величины, т.е. исследуемый участок спектра снимается одним сканированием по длинам волн. При такой методике могут возникать трудно контролируемые погрешности, связанные, в частности, с неполной симметричностью каналов (систематические погрешности, увеличивающиеся с увеличением количества оптических элементов в схеме), а также обусловленные разделением во времени регистрации измерительного и сравнительного сигналов (случайные погрешности, возникающие, в основном от недостаточной стабильности источников света и электрического питания фотоприемника). Погрешности второго типа уменьшаются с увеличением частоты переключения каналов и времени измерения, но при этом сильнее сказывается инерция системы регистрации. Асимметрия каналов устраняется обычно абсолютной калибровкой, т.е. записью дополнительного спектра без образца или с эталонным зеркалом в рабочем канале.

В использованном нами методе «двойного сканирования» перечисленные выше погрешности почти полностью исключаются, хотя оба канала (A и B на рис.1) существенно различаются. Кроме того, не нужен тестовый образец и отпадает необходимость в абсолютной калибровке. Такой эффект получается вследствие того, что в нашей схеме измерительный канал фактически состоит из двух альтернативных «подканалов». Подканалы различаются при измерении спектров пропускания только наличием в них образца (подканал A') или его отсутствием (подканал A''), а при измерении спектров отражения может еще изменяться и положение фотоприемника A , определяемое величиной угла падения светового луча на поверхность образца. Измерения в каналах выполняются синхронно, что позволяет компенсировать не только медленные флуктуации (как в классической схеме), но и быстрые.

В результате каждого сканирования рассчитывается спектральная зависимость отношения фотосигналов измерительного канала к каналу сравнения. При первом сканировании в измерительный канал вводятся образец и фотоприемник, при втором – только фотоприемник; канал сравнения не изменяется. В результате получаем:

$$Z' = \frac{I'_A}{I'_B}, \quad Z'' = \frac{I''_A}{I''_B} \quad (1)$$

(здесь и далее зависимость от длины волны света опускаются; величины с одним штрихом относятся к первому сканированию, с двумя – ко второму). При достаточно малых сигналах любая регистрирующая система линейна (пределы линейности зависимостей выходных электрических сигналов I от интенсивности светового потока Φ и от небольших изменений высокого напряжения питания фотоумножителей специально оценивались), что дает основание написать для каналов A и B :

$$\begin{aligned} I'_A &= R k'_A \Phi' & I'_B &= k'_B \Phi' \\ I''_A &= k''_A \Phi'' & I''_B &= k''_B \Phi'' \end{aligned} \quad (2)$$

в которых коэффициенты k (с индексами и штрихами) определяют значения электрических сигналов по световым и зависят: от положения зеркала Z , делящего световой поток Φ между каналами; от взаимного расположения зеркал и фотоприемников в каналах; от отражающей способности зеркал; чувствительности фотоприемников. Т.к. перечисленные параметры при переходе от первого ко второму сканированию сохраняются, не изменяются и соответствующие коэффициенты, т.е.

$$k'_A = k''_A = k_A, \quad k'_B = k''_B = k_B. \quad (3)$$

Теперь, учитывая выражения (2) и (3) можно записать:

$$Z = \frac{Z'}{Z''} = \frac{I'_A I''_B}{I''_A I'_B} = \frac{R k_A \Phi' k_B \Phi''}{k_A \Phi'' k_B \Phi'} = R \quad (4)$$

Т.о. отношение результатов двух сканирований Z дает значение искомой величины R и при этом результат в значительной степени (в пределах линейности системы регистрации света) перестает зависеть от стабильности интенсивности света. Это важно при отсутствии качественного стабилизатора для питания ламп накаливания, и принципиально при работе в УФ диапазоне с использованием разрядных ламп, особенно открытого типа. Последние работают на проточном рабочем газе, и их стабильность зависит еще и от равномерности подачи газа и однородности распределения в нем примесей.

Аналогичный анализ влияния уровня пульсаций и нестабильности напряжения питания приемников, показывает, что методика двойного сканирования при питании обоих фотоприемников от одного источника так же заметно снижает требования к стабильности последнего. Естественно, качество измерений при этом может зависеть от «одинаковости» (в широком смысле) приемников. Этот вопрос исследован ниже.

Приведенные достоинства оптической схемы рефлектометра и предложенной методики измерений могут быть особенно полезными для низкотемпературных экспериментов. В этом случае практически невозможно обеспечить идентичность каналов, т.к. в измерительный канал входят, в частности, «холодные» окна криостата, на которых будут осаждаться трудно контролируемые слои влаги и остаточных газов.

3. АПРОБАЦИЯ И ТЕСТИРОВАНИЕ

Апробирование АСФР показало, что его характеристики близки к ожидаемым. К сожалению, спектры отражения металлических образцов не позволяют делать выводы об абсолютной точности измерений на основании сравнений со справочными данными, поскольку существенно зависят от целого ряда неконтролируемых факторов [4]. Тем не менее, из рис.2 видно, что экспериментальный спектр отражения молибдена и спектр, рассчитанный по

справочным данным [9] качественно совпадают. Количественные отличия могут быть связаны с рассеянием на шероховатой поверхности образца. Приведенный экспериментальный спектр получен в два этапа: в диапазонах 250 – 400 и 380 – 800 нм в которых использовались разные источники.

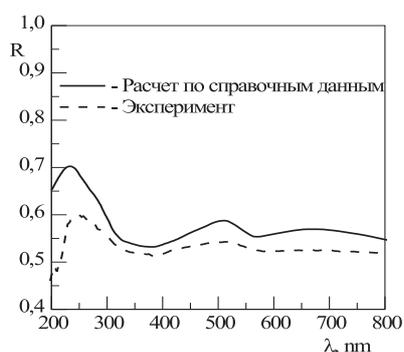


Рис.2. Рассчитанный по оптическим константам и измеренный спектр отражения молибдена.

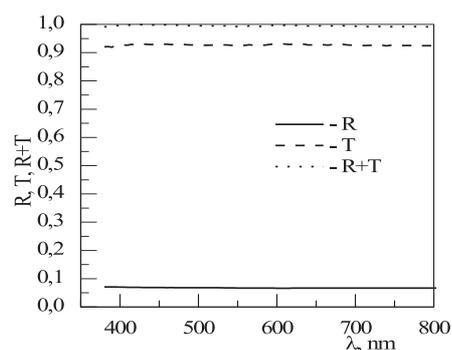


Рис.3. Спектры отражения и пропускания кварцевой пластины и их сумма.

Чтобы оценить погрешность измерения абсолютных значений получаемых результатов без использования справочных данных были измерены спектры отражения $R(\lambda)$ и пропускания $T(\lambda)$ пластины плавленого кварца в области его высокой прозрачности. Эти результаты приведены на рис.3; там же приведен график $R(\lambda) + T(\lambda)$. Очевидно, последняя сумма в идеальном случае должна равняться «1» во всем спектральном диапазоне. Из графика видно, что для всех значений λ величина $R + T \geq 0.99$, что соответствует погрешности $\sim 1\%$. Эта ошибка, вероятно, связана не только с несовершенством прибора, но и с рассеянием на поверхности образца.

Рис.4 иллюстрирует слабую зависимость результатов измерений от степени временной стабильности интенсивности источника излучения. Видно, что переход от использования высокостабильного источника постоянного тока для питания лампы накаливания (кривая 1) к отдельным вспышкам (кривая 3) при двойном сканировании изменяет результат не более чем на 1%. Аналогичные зависимости имеют место при флуктуациях источника питания ФЭУ.

Чтобы оценить важность идентичности приемников в каналах А и В, был проведен эксперимент, при котором в разных каналах использовались ФЭУ разных типов с существенно различными характеристиками, но перекрывающимися спектральными интервалами чувствительности. Были выбраны ФЭУ-100 и ФЭУ-71. Из табл.1 видно, что при напряжении 1200 В, на котором приводились измерения, анодная чувствительность ФЭУ-100 на два порядка меньше, чем у ФЭУ-71. Кроме того, напряжение 1200 В для ФЭУ-100 соответствует нижней границе рабочего интервала напряжений, а для ФЭУ-71 - верхней.

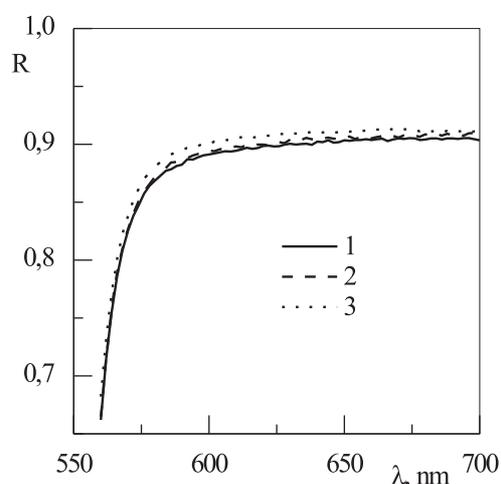


Рис.4. Спектр отражения глухого лазерного зеркала в зависимости от типа источника питания лампы накаливания: 1. стабилизированный источник постоянного тока, 2. трансформатор и городская сеть, 3. то же с однополупериодным выпрямителем.

Таблица 1

Фотоэлектрические параметры фотоприемников ФЭУ-100 и ФЭУ-71 (приведены на основании паспортов ФЭУ). Темновой ток и чувствительность соответствуют рабочему напряжению 1.2 кВ, с которым получены результаты на рис.5.

Тип ФЭУ	Спектральный интервал, нм	Темновой ток, А	Чувствительность, А/лм
ФЭУ-100	170÷830	10^{-10}	10
ФЭУ-71	160÷600	10^{-7}	1000

На рис.5 показаны результаты измерения пропускания оптического стекла ПС7 для пар приемников ФЭУ-100/ФЭУ-100 и ФЭУ-100/ФЭУ-71. Видно, что результаты практически совпадают во всем спектральном диапазоне. Незначительные отличия (<3%) наблюдаются только в области высокого пропускания, т.е., при больших сигналах. Последнее может быть связано с тем, что оба приемника работали при предельных напряжениях, и могли возникнуть нелинейные эффекты. Использование же пар приемников одного типа дают результаты, совпадающие с точностью выше 1%. Т.е., можно сделать вывод, что подбор двух экземпляров с близкими значениями параметров и даже одинакового типа приемников не обязателен (хотя желателен).

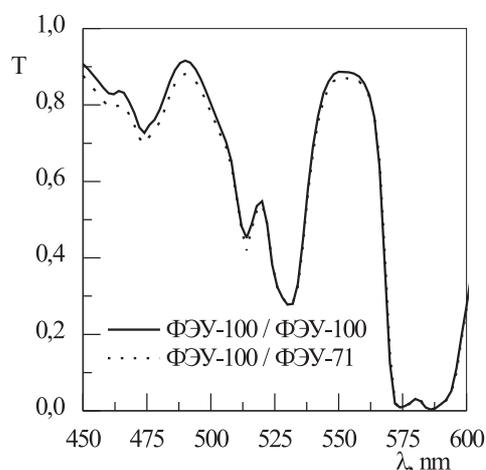


Рис.5.Спектры пропускания оптического стекла ПС7 для двух комбинаций приемников в первом и втором каналах.

Таким образом, проведенное тестирование приводит к выводу, что созданный спектрофотометр-рефлектометр позволяет измерять спектры отражения и пропускания с точностью выше 1%. Такая точность близка к точности стандартных установок. Это на наш взгляд является несомненным достоинством предлагаемой схемы, поскольку она была реализована в лабораторных условиях и ее точность может быть повышена при изготовлении в условиях оптического производства. Еще одним путем повышения точности может быть использование модулированного излучения с последующим синхронным детектированием. Синхронное детектирование не потребует никаких изменений в оптической схеме (изменится только схема регистрации), поэтому в настоящей работе не использовалось, чтобы исследовать оптическую схему в простейшем виде, без привнесения эффектов, связанных с работой синхронных детекторов.

ВЫВОДЫ

Таким образом, разработана и реализована оригинальная схема простого автоматизированного двухканального широкодиапазонного спектрофотометра-рефлектометра, позволяющего выполнять многоугловые спектральные измерения зеркального отражения и пропускания. Выполнена аттестация созданного прибора. Показано, что использование второго параллельного канала в рамках разработанной методики двойного сканирования существенно уменьшает влияние пульсаций источника света и нестабильность питания фотоприемника на точность измерений.

Список литературы

1. Кизель В.А. Отражение света. – М.: Наука, 1973. – 351 с.
2. Соболев В.В., Алексеева С.А., Донецких В.И. Расчеты оптических функций полупроводников по соотношениям Крамерса-Кронига. – Кишинев: Штиинца, 1976. – 123 с.
3. Галуза А.И., Безносков А.Б. Оптические функции модели Друде: трансформация спектров в широком интервале значений параметров // Физика низких температур. – 2001. – Т.27, №3. – С. 294 – 308.
4. Комраков Б.М., Шапочкин Б.А. Измерение параметров оптических покрытий. – М.: Машиностроение, 1986. – 136 с.
5. Шумская Н.И. Определитель рудных металлов по спектральным кривым отражения. – Л.: Недра, 1985. – 231 с.
6. Конашенок В.Н., Романова Н.В. Оптический рефлектометр зеркального отражения // Оптический журнал. – 1994. - №10. – С. 71-73.
7. Галуза А.А., Кудленко А.Д., Слатин К.А. и др. Система автоматизации криогенного спектрального эллисометра // Приборы и техника эксперимента. - 2003. - №4. - С. 98 - 101.
8. Власенко А.С., Галуза А.А., Захарченко А.Я. Программное обеспечение универсальной системы автоматизации эксперимента // Радиоэлектроника и информатика. - 2006. - №4. - С. 52-56.
9. Palik E. Handbook of Optical Constants of Solids, Academic Press, Inc., NY, 1985

Галуза О.А., Галуза А.И. Широкодіапазонний багатокутковий автоматизований спектрофотометр-рефлектометр // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 19-26.

В роботі представлено оригінальний автоматизований двуканальний спектрофотометр-рефлектометр, що дозволяє вимірювати спектри відбиття та пропускання у широкому спектральному інтервалі при різних кутах падіння. Наведено теоретичне обґрунтування оптичної схеми і результати тестування.

Ключевые слова: коефіцієнт відбиття, коефіцієнт пропускання, спектроскопія.

Galuza A.A., Galuza A.I. Wide-range multiangle automated spectrophotometer- reflectometer // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 19-26.

The paper presents original automated double-channel spectrophotometer-reflectometer that allows to measure reflectance and transmission spectrums within wide spectral range at arbitrary incidence angles. Theoretical justification of the optical arrangement and thorough experimental testing results are given.

Keywords: reflection coefficient, transmission coefficient, spectroscopy

Поступила в редакцию 05.03.2008 г

УДК 535.1

**ОРБИТАЛЬНЫЙ УГЛОВОЙ МОМЕНТ И МОДОВАЯ КОНВЕРСИЯ В
ОПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ ВЗАИМНОЙ
ОРИЕНТАЦИЕЙ ОСЕЙ МАТЕРИАЛЬНОЙ АНИЗОТРОПИИ И
АНИЗОТРОПИИ ФОРМЫ**

Алексеев К.Н., Лапин Б.П., Яворский М.А.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: alexeyev@ccssu.crimea.ua, lapinboris@gmail.com, maxyavorsky@yahoo.com*

Получены моды анизотропного эллиптического волокна с произвольной ориентацией осей материальной анизотропии и анизотропии формы, подсчитан угловой момент произвольной комбинации $l = 1$ оптических вихрей

Ключевые слова: угловой момент, оптический вихрь

ВВЕДЕНИЕ

Угловой момент оптического излучения является одной из важных его характеристик, обеспечивающих широкое практическое применение пучков с собственным моментом количества движения [1-5]. Преобразование углового момента излучения тесно связано с модовой конверсией оптических пучков [6-9]. Кроме этих стандартных способов преобразования углового момента, экспериментально была продемонстрирована способность оптических волокон с анизотропией формы и материала преобразовывать угловой момент оптического излучения [10-11]. Конверсия углового момента в волокнах с перпендикулярной и параллельной ориентацией осей материальной анизотропии и анизотропии формы была теоретически рассмотрена в работе [12].

Целью данной работы является изучение конверсии углового момента оптического излучения в слабо направляющих волокнах с произвольной ориентацией осей анизотропии формы и материала.

1. МОДЫ АНИЗОТРОПНОГО ЭЛЛИПТИЧЕСКОГО ВОЛОКНА

Регулярный способ получения мод слабо направляющего эллиптического анизотропного волокна (рис.1)

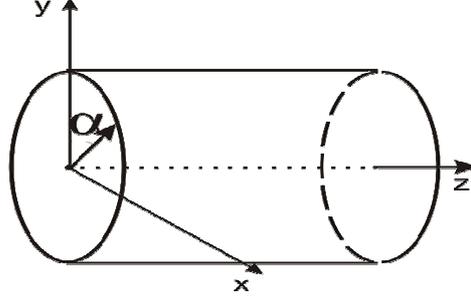


Рис.1. Модель анизотропного эллиптического волокна, жирной стрелкой указано направление оси анизотропии

состоит в решении векторного волнового уравнения [13]:

$$\left(\vec{\nabla}^2 + n^2(x, y, z)k^2\right)\vec{E}(x, y, z) = -\vec{\nabla}\left(\vec{E}(x, y, z) \cdot \vec{\nabla} \ln n^2(x, y, z)\right), \quad (1)$$

где \vec{E} - напряженность электрического поля, $\vec{\nabla} = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}\right)$, $k = 2\pi / \lambda$ - волновое число, λ - волновое число.

В оптических волокнах показатель преломления записывается в виде $n^2(x, y, z) = n_{co}^2(1 - 2\Delta f(x, y, z))$, $\Delta = (n_{co}^2 - n_{cl}^2) / 2n_{co}^2$ - высота профиля показателя преломления, n_{co} и n_{cl} - показатели преломления сердцевины и оболочки, $f(x, y, z)$ - функция профиля. Представим показатель преломления в виде: $\hat{n}^2 = \bar{n}^2 + \Delta\hat{n}^2$, где $\Delta\hat{n}^2$ описывает влияние эллиптичности и анизотропии:

$$\Delta\hat{n}^2 = -2k^2n_{co}^2\delta f' \cos(2\varphi)\hat{\sigma}_0 + (1 - \Delta f)k^2\Delta n^2 \begin{pmatrix} \cos 2\alpha & -\sin 2\alpha \\ -\sin 2\alpha & -\cos 2\alpha \end{pmatrix}, \quad (2)$$

где $\hat{\sigma}_i$ - матрицы Паули, малые параметры $\Delta\hat{n}^2 \ll 1$ и $\delta \ll 1$ характеризуют анизотропию и эллиптичность волокна, соответственно. В (2) подразумеваются полярные координаты. Представив поле в виде $\vec{E}(x, y, z) = \vec{e}(x, y, z)\exp(i\beta z)$, где β - постоянная распространения, получим матричное уравнение в базисе циркулярных поляризаций:

$$\left(\hat{H}_0 - 2k^2n_{co}^2\delta f' \cos(2\varphi)\hat{\sigma}_0 + (1 - \Delta f)k^2\Delta n^2 \begin{pmatrix} 0 & e^{i2\alpha} \\ e^{-i2\alpha} & 0 \end{pmatrix}\right)|\Psi\rangle = \beta^2|\Psi\rangle, \quad (3)$$

где β играет роль собственного значения,

$$\hat{H}_0 = (\vec{\nabla}_t^2 + k^2n^2(r))\hat{\sigma}_0, \quad \vec{\nabla}_t = (\partial/\partial x, \partial/\partial y), \quad |\Psi\rangle = \begin{pmatrix} e_+ \\ e_- \end{pmatrix}, \quad e_{\pm} = (e_x \mp e_y) / \sqrt{2}.$$

Решения уравнения (1) в нулевом приближении можно записать в виде [14]:

$$\begin{aligned} |1\rangle \equiv |1, l\rangle &= \begin{pmatrix} e^{il\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} F_l(R), \quad |2\rangle \equiv |1, -l\rangle = \begin{pmatrix} e^{-il\varphi} \\ 0 \end{pmatrix} F_l(R) \\ |3\rangle \equiv |-1, -l\rangle &= \begin{pmatrix} 0 \\ e^{-il\varphi} \end{pmatrix} F_l(R), \quad |4\rangle \equiv |-1, l\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ e^{il\varphi} \end{pmatrix} F_l(R), \end{aligned} \quad (4)$$

где $F_l(R)$ подчиняется уравнению:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} + k^2 \bar{n}^2(R) \right) F_l(R) = \tilde{\beta}^2 F_l(R), \quad (5)$$

где $R = r/r_0$, r_0 - радиус сердцевины волокна. Определим скалярное произведение

как $\langle \Phi | \Psi \rangle = \iint_S dx dy (\Phi_+^*, \Phi_-^*) \begin{pmatrix} \Psi_+^* \\ \Psi_-^* \end{pmatrix}$. В результате усреднения оператора

возмущения по основному состоянию получим уравнение на моды:

$$\begin{pmatrix} 0 & D & 0 & E \\ D & 0 & E & 0 \\ 0 & E^* & 0 & D \\ E^* & 0 & D & 0 \end{pmatrix} |\Psi_i\rangle = \Delta\beta_i^2 |\Psi_i\rangle, \quad (6)$$

$$E = k^2 \Delta n^2 e^{2i\alpha}, \quad D = -\frac{\Delta \delta n_{co}^2 k^2 F_l^2(R=1)}{Q_l}, \quad Q_l = \int_0^\infty R F_l^2(R) dR. \quad \text{Решая это}$$

уравнение, можно получить поляризационные поправки к скалярной постоянной распространения:

$$\Delta\beta_1^2 = |E|(1-\kappa), \quad \Delta\beta_2^2 = |E|(\kappa-1), \quad \Delta\beta_3^2 = |E|(1+\kappa), \quad \Delta\beta_4^2 = -|E|(1+\kappa), \quad (7)$$

где $\kappa = |D/E|$. После элементарных алгебраических преобразований моды волокна приводятся в циркулярном базисе к следующему виду:

$$|\Psi_1\rangle = \begin{pmatrix} K \\ K \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}_c e^{i\beta_1 z}, \quad |\Psi_2\rangle = \begin{pmatrix} -K \\ K \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}_c e^{i\beta_2 z}, \quad |\Psi_3\rangle = \begin{pmatrix} -K \\ -K \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}_c e^{i\beta_3 z}, \quad |\Psi_4\rangle = \begin{pmatrix} K \\ -K \\ -1 \\ 1 \end{pmatrix}_c e^{i\beta_4 z}, \quad (8)$$

где $\beta_i = \tilde{\beta}_i + \frac{\Delta\beta_i^2}{2\tilde{\beta}_i}$, $K = e^{2i\alpha}$. В линейном базисе моды будут выглядеть следующим образом:

$$\begin{aligned} \bar{e}_1 &= \cos \varphi \begin{pmatrix} 1+K \\ i(K-1) \end{pmatrix}_L, & \bar{e}_2 &= \sin \varphi \begin{pmatrix} i(1-K) \\ 1+K \end{pmatrix}_L, \\ \bar{e}_3 &= \cos \varphi \begin{pmatrix} 1-K \\ -i(1+K) \end{pmatrix}_L, & \bar{e}_4 &= \sin \varphi \begin{pmatrix} i(1+K) \\ 1-K \end{pmatrix}_L. \end{aligned} \quad (9)$$

Как видно, эти поля имеют однородную поляризацию. Для вычисления азимута эллипса поляризации, степени эллиптичности и интенсивности мод необходимо вычислить параметры Стокса. После вычислений получим: $I_1 \sim F_l^2(R) \cos^2 \varphi$ для \bar{e}_1 и \bar{e}_3 , $I_2 \sim F_l^2(R) \sin^2 \varphi$ для \bar{e}_2 и \bar{e}_4 . Угол линейной поляризации \bar{e}_1 и \bar{e}_4 составляет $\theta = -\alpha$, а для \bar{e}_2 и \bar{e}_3 $\theta = -\alpha + \pi/2$, степень эллиптичности $Q = 0$. Минимум интенсивности направлен либо по E_y (рис.2а), либо по E_x (рис.2б).

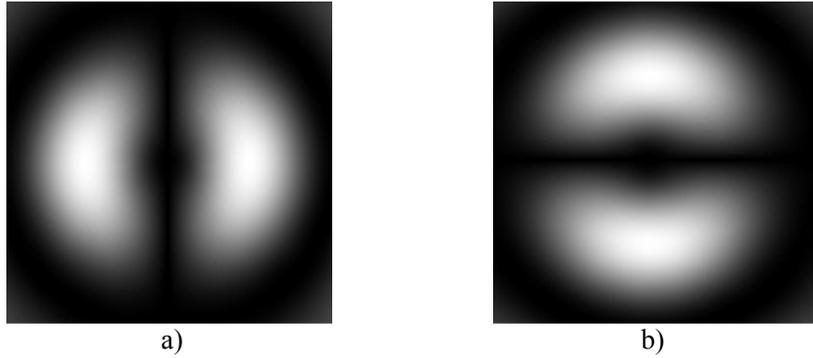


Рис.2. а) Распределение интенсивности I_1 ; б) Распределение интенсивности I_2

2. КОНВЕРСИЯ ОРБИТАЛЬНОГО УГЛОВОГО МОМЕНТА В АНИЗОТРОПНЫХ ЭЛЛИПТИЧЕСКИХ ВОЛОКНАХ

Изучим эволюцию углового момента произвольной комбинации оптических вихрей [14,15] $|\Phi\rangle = a|1,1\rangle + b|1,-1\rangle + c|-1,-1\rangle + d|-1,1\rangle$, падающей на входной торец волокна. Для этого разложим поле $|\Phi\rangle$ по модам волокна при $z=0$: $|\Phi\rangle = \sum_i \tilde{C}_i |\Psi_i\rangle$. Это дает нам систему уравнений относительно неизвестных коэффициентов разложения \tilde{C}_i . При распространении в волокне поле $|\Phi\rangle$ имеет вид:

$$|\Phi\rangle = \sum_i \tilde{C}_i |\Psi_i\rangle \exp(i\beta_i z). \quad (10)$$

Наиболее интересный случай – это волокно, состоящее из двух частей, имеющих различный угол между осью материальной анизотропии и главной осью эллипса (рис.3).

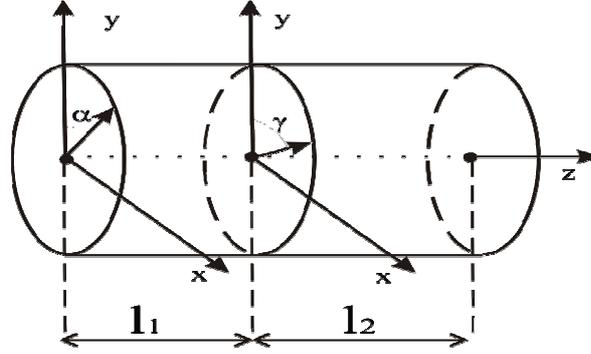


Рис.3. Модель волокна, состоящего из двух частей, имеющих различные углы наклона оси анизотропии и главной оси эллипса.

В результате разложения получим:

$$|\Phi\rangle = A \cos \varphi \begin{pmatrix} M \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\beta l_2} + iB \sin \varphi \begin{pmatrix} -M \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\beta l_2} + C \cos \varphi \begin{pmatrix} -M \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\beta l_2} + iG \sin \varphi \begin{pmatrix} M \\ 1 \end{pmatrix} e^{i\beta l_2}, \quad (11)$$

где $M = e^{2i\gamma}$, γ - угол между осью анизотропии и главной осью эллипса второго участка волокна,

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{2} (KM^* (C_1 - C_3) + C_1 + C_3), \quad B = \frac{1}{2} (KM^* (C_2 - C_4) + C_2 + C_4), \\ C &= \frac{1}{2} (-KM^* (C_1 - C_3) + C_1 + C_3), \quad G = \frac{1}{2} (-KM^* (C_2 - C_4) + C_2 + C_4), \\ C_1 &= \frac{1}{2} (K^* (a+b) + c+d) e^{i\beta_1 l_1}, \quad C_2 = \frac{1}{2} (K^* (b-a) + d-a) e^{i\beta_2 l_1}, \\ C_3 &= \frac{1}{2} (-K^* (a+b) + c+d) e^{i\beta_3 l_1}, \quad C_4 = \frac{1}{2} (-K^* (b-a) + d-c) e^{i\beta_4 l_1} \end{aligned}$$

l_1 и l_2 - длины первой и второй частей волокна.

Вычислим теперь орбитальный момент поля $|\Phi\rangle$, используя формулы [16]:

$$L_z = \frac{\langle \Phi | \left(-i \frac{\partial}{\partial \varphi} \right) | \Phi \rangle}{\langle \Phi | \Phi \rangle}. \quad (12)$$

Орбитальный угловой момент поля после прохождения первого участка волокна есть:

$$L_z = \frac{a^2 - b^2 + d^2 - c^2}{a^2 + b^2 + c^2 + d^2} \cos\left(\frac{\kappa|E|l_1}{\tilde{\beta}}\right), \quad (13)$$

Полагая $a=1$, $b=c=d=0$, получим эволюцию орбитального момента циркулярно поляризованного оптического вихря:

$$L_z = \cos\left(\frac{\kappa|E|l_1}{\tilde{\beta}}\right), \quad (14)$$

что совпадает с результатом работы [12]. Аналогично можно получить орбитальный момент линейно поляризованного вихря, положив $a=c=1$, $b=d=0$.

Орбитальный угловой момент поля $|\Phi\rangle$ после прохождения двух частей волокна равен:

$$L_z = \frac{a^2 - b^2 + d^2 - c^2}{a^2 + b^2 + c^2 + d^2} \cos\left(\frac{\kappa|E|(l_1 + l_2)}{\tilde{\beta}}\right). \quad (15)$$

Полагая $a=1$, $b=c=d=0$, получим эволюцию орбитального момента циркулярно поляризованного вихря:

$$L_z = \cos\left(\frac{\kappa|E|(l_1 + l_2)}{\tilde{\beta}}\right). \quad (16)$$

ВЫВОДЫ

Таким образом, в данной работе была изучена конверсия орбитального углового момента оптического излучения в слабо направляющих оптических волокнах с произвольной взаимной ориентацией осей анизотропии формы и материала. Формулы (13), (15) позволяют сделать вывод, что при пренебрежении эффектом спин-орбитального взаимодействия ориентация оси анизотропии по отношению к главной оси эллипса не влияет на эволюцию орбитального углового момента поля.

Список литературы

1. L. Allen, M.W. Beijersbergen, R.J.C. Spreeuw, and J.P. Woerdman The optical angular momentum of paraxial beams // Phys. Rev. A.-1992.-V.45, p.8185-8189.
2. M.W. Beijersbergen, L. Allen, H.E.L.O. van der Veen, J.P. Woerdman Astigmatic Laser Mode Converters and Transfer of Orbital Angular Momentum // Opt. Comm.- 1993.-V.96,p. 126-32
3. L. Allen, M.J. Padgett, M. Babiker The optical angular momentum of light // Progress in Optics -1999-.V.39,p. 291-372
4. L. Allen, S.M. Barnett, and M.J. Padgett Optical angular momentum. – Bristol: Institute of Physics Publishing, 2003
5. A. Bekshaev, M. Soskin, M. Vasnetsov Paraxial light beams with angular momentum // <http://arXiv.org/abs/0801.2309>.- 2008.
6. M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J.P. Woerdman Helical-wave-front laser-beams produced with a spiral phaseplate // Opt. Comm.- 1994.-V.112, p.321-327
7. N.R. Heckenberg, R. McDuff, C.P. Smith, A.G. White Generation of optical-phase singularities by computer-generated holograms // Opt.Lett.- 1992.-V.17,p. 221-223

8. E. Abramochkin, V. Volostnikov Beam transformations and nontransformed beams // Opt. Comm.- 1991.-V.83, p.123-135
9. J. Courtial, M.J. Padgett Performance of a cylindrical lens mode converter for producing Laguerre-Gaussian laser modes // Opt. Comm.- 1998.-V.159,p.13-18
10. McGloin, N.B. Simpson, M.J. Padgett Transfer of orbital angular momentum from a stressed fiber-optic waveguide to a light beam // Appl. Opt.- 1998.-V.37(3),p.469-472
11. A.V. Carpentier, H. Michinel, J.R. Salgueiro, S. Doval, A. Ferrando Inversion of a guided optical vortex // J. Eur. Opt. Soc.- Rap. Publ.- 2006.-V.1.-06031
12. C.N. Alexeyev, A. N. Alexeyev, B. P. Lapin, M. A. Yavorsky Optical angular momentum and mode conversion in optical fibers with competing form and material anisotropy // J.Opt.A: Pure Appl Opt.- 2008.- V.10.-055009.
13. A.W. Snyder, J.D. Love Optical Waveguide Theory. London, New York: Chapman and Hall, 1985
14. C.N. Alexeyev, A.V. Volyar, M.A. Yavorsky Fiber Optical Vortices: Lasers// Optics and Electro-Optics Research Trends. New York : ed. Lian I. Chen, Nova Publishers,2007.-p. 131-223
15. M.V. Vasnetsov, K. Staliunas Optical Vortices // New York: Nova Science Publishers, 1999.
16. M.V. Berry Paraxial beams of spinning light // Proc. SPIE.- 1998.-V.3487,p. 6-11

Алексеев К.М., Лапін Б.П., Яворський М.А. Орбітальний кутовий момент та мода конверсія в оптичних волокнах з довільною орієнтацією вісей матеріальної анізотропії матеріала та форми // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 27-33.

Були винайдені моди анізотропного еліптичного волокна з довільною орієнтацією вісей матеріальної анізотропії та форми, підрахован кутовим момент довільної комбінації $l = 1$ вихорів

Ключові слова: кутовий момент, оптичний вихор

Alexeyev C.N., Lapin B.P., Yavorsky M.A. Orbital angular momentum and mode conversion in optical fibers with arbitrary orientation of form and material anisotropy axes // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 27-33.
It has been found the modes of elliptical anisotropic fibers at an arbitrary orientation of form and material anisotropy axes. It has been obtained the evolution of the orbital angular momentum of a superposition of an arbitrary superposition of $l=1$ optical vortices.

Key words: angular momentum, optical vortex

Поступила в редакцію 10.11.2008 г.

УДК 537.611.3

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ErFeO_3 В ОБЛАСТИ СПИН- ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА (ОДНОИОННАЯ МОДЕЛЬ)

Беляева А.И.¹, Баранова Е.В.²

¹Национальный технический университет «Харьковский политехнический институт»,
Харьков, Украина

²Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков,
Украина

E-mail: belyaeva@kharkov.com, BaranovaKate@mail.ru

Представлены результаты прямого наблюдения 90° переориентации спинов Er^{3+} в ErFeO_3 с помощью оптической спектроскопии. Изучены особенности спектра поглощения ErFeO_3 в районе перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ иона Er^{3+} в области температур (ас)- спиновой переориентации. Показано, что спин-переориентационный фазовый переход (СПФП) сопровождается расщеплением основного и возбужденных состояний на Крамерсовы дублеты в обменном поле железа, что является прямым доказательством его чисто магнитной природы. Экспериментальные результаты использованы для анализа магнитных свойств ErFeO_3 , который показал, что порядок величины магнитного момента, его изменение в области СПФП и наличие T_{room} можно понять в рамках одноионной модели с учетом влияния кристаллического поля и молекулярного поля, создаваемого ионами железной подсистемы.

Ключевые слова: ортоферрит эрбия, спин-переориентационный фазовый переход, спектроскопия.

ВВЕДЕНИЕ

Повышенный интерес в последние годы к особенностям энергетического спектра редкоземельных ортоферритов [1] и их магнитных свойств, прежде всего в области фазовых переходов (ФП) [2, 3], связан с появлением работ [4, 5], в которых обнаружены уникальные особенности спиновой динамики этих систем, позволяющие рассматривать их в качестве перспективных материалов для устройств спинтроники.

Настоящая работа посвящена изучению роли иона Er^{3+} в формировании магнитных свойств ErFeO_3 в области спин-переориентационного фазового перехода (СПФП). Для этого изучен спектр поглощения этого иона в зависимости от температуры. Магнитные свойства ErFeO_3 можно разделить на те, которые не зависят от ионов Er^{3+} , и те, в которых он играет ключевую роль. Оптическая спектроскопия дает четкую информацию о локальных свойствах редкоземельного иона.

ErFeO_3 в тонких слоях прозрачен для видимого диапазона длин волн. Это дает возможность изучать энергетический спектр иона Er^{3+} , который определяется переходами между уровнями незаполненной $4f^{11}$ оболочки и состоит из достаточно узких полос поглощения для того, чтобы наблюдать их расщепление в обменном поле, созданном ионами Fe^{3+} . Магнитные свойства редкоземельных ионов в кристаллах зависят от того, имеет ли этот ион четное или нечетное число $4f$ -

электронов. В случае, если это число нечетное (для эрбия $4f^{11}$), энергетические уровни такого иона даже в кристаллическом поле самой низкой симметрии представляют собой крамеровские дублеты. Это вырождение может быть снято только магнитным полем. Поэтому такие ионы могут служить индикаторами внутренних полей магнитной природы.

При 636 К (T_{N1}) спины ионов железа ErFeO_3 антиферромагнитно упорядочиваются по моде $G_x F_z$ (в обозначении Bertaut [6]), со слабым ферромагнитным моментом \mathbf{F} вдоль оси c ромбического кристалла ($c||z$). Эта фаза известна как главная фаза. В интервале температур от 90 до 100 К происходит спонтанная переориентация (СП) спинов ионов железа, в результате которой система достигает другой симметричной конфигурации $\mathbf{F}||a$ ($a||x$).

Для анализа спектра ионов эрбия в ортоферрите эрбия и связи этих результатов с его макроскопическими магнитными свойствами в данной работе использовано приближение молекулярного поля. В контексте предыдущих работ по ортоферритам этот анализ означает новый шаг. В большинстве современной литературы квантово-механическая структура редкой земли игнорируется. Это понятно по двум причинам: 1) коммерчески важные свойства ортоферритов в большинстве ограничены свойствами при комнатной температуре, где редкая земля играет малую роль; 2) большинство методик, используемых для изучения свойств ортоферрита, дают данные, в которых влияния Er^{3+} и Fe^{3+} трудно разделить, и таким образом легче анализировать данные на чисто феноменологических принципах. Тем не менее, более детальное понимание роли редкой земли имеет не меньший практический и значительный теоретический интерес.

Цель настоящей работы – использовать оптическую спектроскопию для изучения энергетического спектра иона Er^{3+} в ErFeO_3 , а ее результаты для моделирования магнитных свойств ErFeO_3 в диапазоне СПФП.

1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА И ОБРАЗЦЫ

ErFeO_3 прозрачен в видимой области спектра. Для изучения спектра поглощения использовался дифракционный спектрометр ДФС-8 с дисперсией $2 \text{ \AA} \text{ мм}^{-1}$. Положения линий калибровались по спектру излучения железной дуги.

Все измерения были выполнены на образце, изготовленном из монокристалла, который был выращен методом бестигельной зонной плавки с радиационным нагревом с использованием ультра-чистых компонентов. Исследуемый образец был вырезан в виде тонкой пластины, параллельной кристаллографической (ac) – плоскости. Толщина образца составляла ≈ 50 мкм. Размеры образца в плоскости – 3-4 мм. Направления кристаллических осей определялись методом Лауэ. Точность ориентации осей a (или c) не хуже 0.5° . Образец был полирован механически с помощью алмазного порошка с размером крупинок 0.3 мкм. Деформированные слои, вызванные механической полировкой, удалялись химической полировкой, благодаря которой обе развитые плоскости пластины образца были свободны от напряженного слоя.

Для исследования в интервале температур 300-5 К образец был помещен в проточный криостат [7] с жидким гелием в качестве хладагента. Точность измерения температуры была не хуже 0.01К. Образец устанавливался в специальном держателе для предотвращения неконтролируемых деформаций. Особое внимание уделялось уменьшению градиента температуры и напряжений в образце [8]. Для получения спектра при $T=2\text{K}$ образец был погружен непосредственно в жидкий гелий. Температура $T=2\text{K}$ определялась по давлению паров над жидкостью.

2. АНАЛИЗ ОПТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ПОГЛОЩЕНИЯ ErFeO_3

В спектре поглощения ErFeO_3 имеется «окно» для наблюдения перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ в видимой области ($\sim 15000\text{cm}^{-1}$), которое не маскируется более сильными поглощениями железа или решетки. Спектры были получены для температур ниже и выше спиновой переориентации, а также в температурном диапазоне СПФП.

Настоящая работа не имеет своей целью детальный анализ структуры и поляризационных особенностей выбранного для анализа спектра. Этот спектр в отдельных температурных точках [$1.2 \div 4.2\text{K}$, при 20K и 77K] идентифицирован ранее [9]. Мы выбрали для анализа одну поляризацию ($\mathbf{E}||a$), для которой влияние внутреннего эффективного поля железа на энергетический спектр иона Er^{3+} проявилось наиболее четко для всех выбранных полос.

На рис.1 показан спектр поглощения в области перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ при $T=120\text{K}$ ($T > T_{\text{SR}}$), $T=77\text{K}$ ($T < T_{\text{SR}}$) и при низкой температуре $T=2\text{K}$. Вектор напряжённости электрического поля света был параллелен оси a ($\mathbf{E}||a$). Состояния основного мультиплета обозначены как I, II, III, и т.д. и состояния возбужденных мультиплетов как a, b, c, и т.д. в соответствии с ранее предложенными в [9]. Например, переход обозначается как IIa, если он осуществляется с нижнего состояния основного мультиплета II на высшее состояние возбужденного мультиплета a.

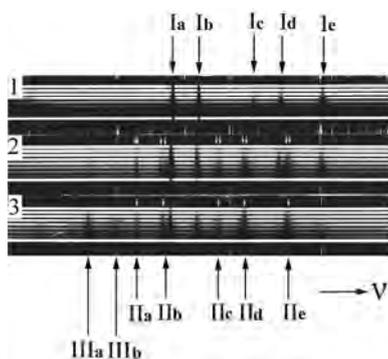


Рис.1. Спектры поглощения в области перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ иона Er^{3+} в ErFeO_3 для вектора напряжённости электрического поля $\mathbf{E}||a$ при различных температурах T : 1) 2K ($T \ll T_{\text{SR}}$); 2) 77K ($T < T_{\text{SR}}$); 3) 120K ($T > T_{\text{SR}}$).

При анализе ортоферритов весьма удобно приближение молекулярного поля, которое описывает магнитное поле в узле одиночного иона, пропорциональное усредненной по времени величине магнитных моментов в соседних узлах. Такое приближение может быть использовано вблизи температур СПФП вследствие того, что критические явления, подобные большим флуктуациям в результирующей намагниченности, в этом случае не важны. Большие отклонения от приближения молекулярного поля происходят вблизи температур упорядочения из-за больших флуктуаций результирующей намагниченности. В ортоферрите эрбия железная подрешетка упорядочивается при $\sim 600\text{K}$, а эрбиевая – при гелиевых температурах. Анализ данной работы ограничивается областью от $\sim 80\text{K}$ до $\sim 120\text{K}$, в которой приближение молекулярного поля является достаточно корректным.

Для интерпретации экспериментальных результатов и анализа природы поведения ионов Er^{3+} использована квантово-механическая модель. ErFeO_3 имеет орторомбическую структуру перовскита (пространственная группа D_{2h}^{16}). Точечная симметрия узла Er^{3+} моноклинная C_{2h} [10]. Взаимодействия со спинами Fe^{3+} можно рассматривать в терминах эффективных полей в узлах Er^{3+} . Так как ион Er^{3+} обладает конфигурацией $4f^{11}$, квантовое число полного углового момента мультиплет J принимает значения, равные половине нечетных целых. Каждый мультиплет с полным угловым моментом J будет расщепляться на $J+1/2$ крамеровских дублетов в кристаллическом поле C_{2h} . Таким образом ${}^4I_{15/2}$ расщепится на 8 и ${}^4F_{9/2}$ – на 5 крамеровских дублетов. Эффективные поля магнитной природы, действующие на спин иона Er^{3+} вследствие взаимодействия со спинами ионов Fe^{3+} , должны проявляться в расщеплении крамеровских мультиплетов Er^{3+} .

Первый шаг в анализе спектра эрбия – рассмотреть группу простейших мультиплетов ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$. Спектр при $T=2\text{K}$ (рис.1.1) состоит из пяти полос, соответствующих переходам с основного состояния I к пяти электронным уровням мультиплет ${}^4F_{9/2}$ (a, b, c, d, e). Эти переходы обозначены Ia, Ib, Ic, Id и Ie в порядке увеличения энергии, соответственно.

При более высоких температурах (рис.1.3) видны новые полосы, которые можно связать с переходами, происходящими с возбужденных уровней основного мультиплет ${}^4I_{15/2}$. Пять более слабых полос можно обозначить как IIa, IIb, IIc, IIд и IIe, поскольку они отстоят на $\sim 45.3\text{ см}^{-1}$ от соответствующих полос I ($T=120\text{K}$, $T>T_{\text{SR}}$). Они отмечены сверху одиночными белыми стрелками. В спектре при 120K (рис.1.3) появляются две еще более слабые полосы (IIIa и IIIb), которые отстоят на 106 см^{-1} от полос Ia и Ib, связанных с основным уровнем I. Эти полосы связаны с переходами с уровнем III основного состояния. Таким образом, все полосы перехода ${}^4I_{15/2} \rightarrow {}^4F_{9/2}$ определены в терминах уровней основного и возбужденного мультиплетов иона Er^{3+} . Частоты полос определены с точностью $\pm 0.01\text{ см}^{-1}$ и совпадают с данными [9].

Процесс спиновой переориентации, в котором антиферромагнитная система спинов Fe^{3+} переориентируется от кристаллической оси a к c , связан с расщеплением IIa, IIb, IIc, IIд, и IIe полос на дублеты (рис.1.2 отмечены двойными светлыми стрелками). Детально исследована полоса поглощения IIb $\nu=15178.5\text{ см}^{-1}$

($T=120\text{K}$) в температурном диапазоне $T=80\div 120\text{K}$ (Рис.2). Полоса начинает расщепляться при $T_1=(97\pm 1)\text{K}$, далее величина расщепления плавно растет вплоть до $T_2=(87\pm 1)\text{K}$. При $T\leq T_2$ полоса $\nu=15178.5\text{cm}^{-1}$ расщепляется на две: $\nu=15182.00\text{cm}^{-1}$ и $\nu=15175.23\text{cm}^{-1}$. Все другие полосы перехода ${}^4I_{15/2}\rightarrow{}^4F_{9/2}$, которые связаны с уровнем II (Рис.1.2), обнаруживают качественно такое же поведение. Температуры начала T_1 и конца T_2 спиновой переориентации определены как температуры, при которых скорость изменения частот полос поглощения начинает изменяться. Эти температуры совпадают с граничными температурами спиновой переориентации [11]. Дальнейшее поведение крамеровских дублетов проследить нет возможности, так как интенсивность полос, связанных с возбужденными мультиплетами II и III основного состояния, с понижением температуры быстро падает для данной толщины образца.

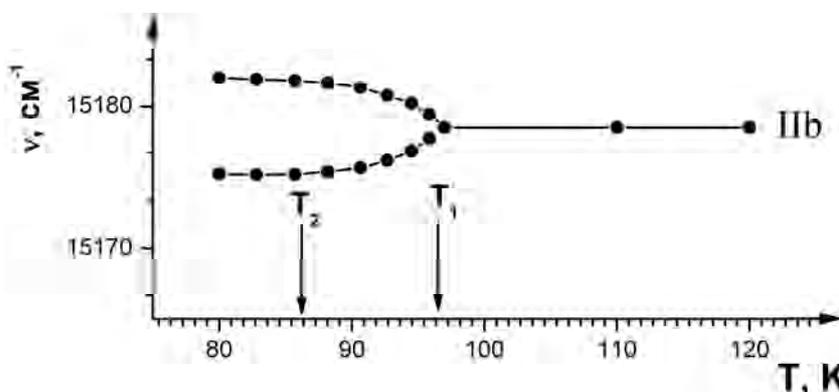


Рис.2. Температурная зависимость частоты поглощения полосы IIb $\nu=15178.5\text{cm}^{-1}$ ($T=120\text{K}$) перехода ${}^4I_{15/2}\rightarrow{}^4F_{9/2}$ иона Er^{3+} в ErFeO_3 .

Основные особенности спектров: 1) вне интервала переориентации, для $T>T_1$ наблюдаются одиночные полосы Па – Пе (Рис.1.3); 2) внутри интервала спиновой переориентации полосы расщепляются на дублеты; температурная зависимость расщепления частот непрерывна и симметрична относительно центра (Рис.2); наибольшее изменение частот наблюдается при $T_1\leq 97\text{K}$; 3) в области СП заселен не только дублет основного состояния иона Er^{3+} , но II (45.3cm^{-1}) и III (106cm^{-1}) уровни, которые вносят свой вклад в изменение магнитного момента в температурном диапазоне СПФП.

В модели молекулярного поля тонкая структура полос связана с внутренним магнитным полем ионов Fe^{3+} , которое приводит к расщеплению крамеровских вырожденных уровней Er^{3+} . Увеличение расщепления происходит только вследствие роста эффективного поля, влияющего на Er^{3+} вследствие обменного взаимодействия эрбий-железо. Непрерывное изменение с температурой эффекта Зеемана во внутреннем поле отражает непрерывное вращение спинов в процессе СП в ErFeO_3 или проявление анизотропии обменного взаимодействия. Изменения спектра поглощения в диапазоне температур СП в ErFeO_3 не обнаруживает гистерезиса.

Рис.3 схематически иллюстрирует расщепление энергетических уровней свободного иона Er^{3+} в ErFeO_3 при $T > T_{\text{SR}}$ (расщепление кристаллическим полем) и при $T < T_{\text{SR}}$ (расщепление в результате снятия крамерсова вырождения уровней Er^{3+} во внутреннем магнитном поле ионов Fe^{3+}).

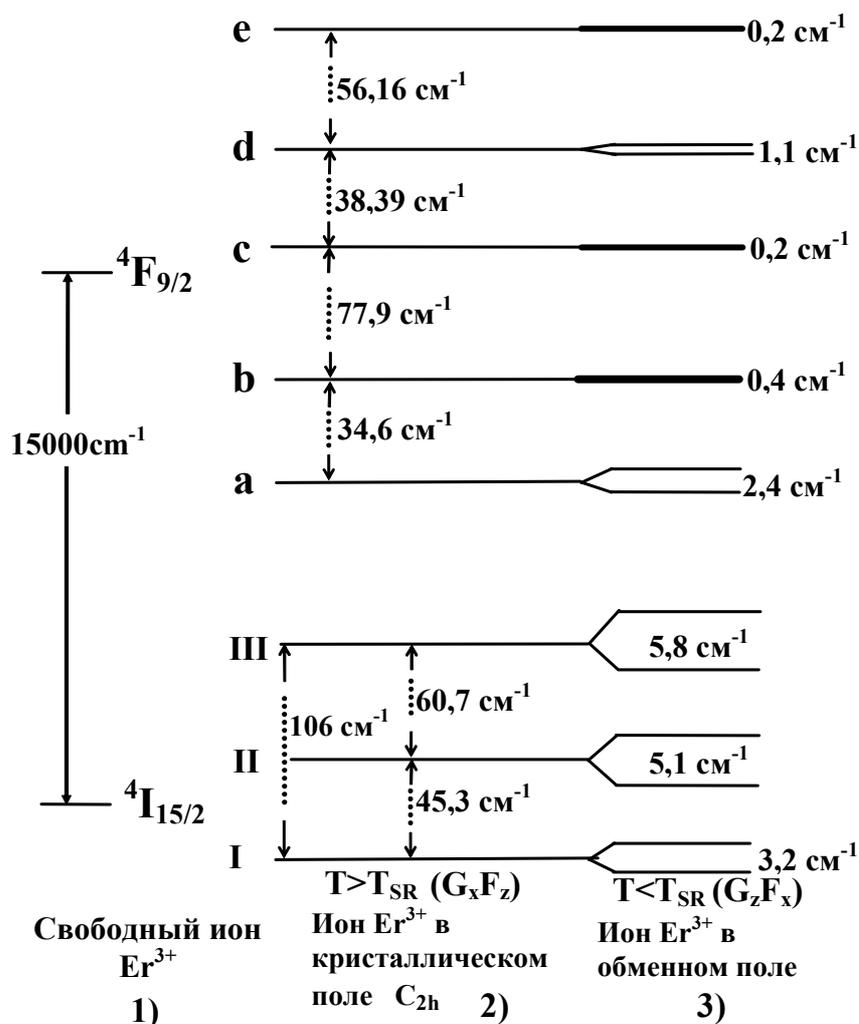


Рис.3. Схема энергетических уровней основного $4I_{15/2}$ и возбужденного $4F_{9/2}$ мультиплетов иона Er^{3+} : 1) для свободного иона; 2) в кристаллическом поле ортоферрита $T > T_{\text{SR}}$ и 3) в молекулярном эффективном поле Fe^{3+} подрешетки ($T < T_{\text{SR}}$).

При высоких температурах ($T > 77\text{K}$) расщепление Крамерса (\sim нескольких cm^{-1}) много меньше kT ($\sim 54 \text{ cm}^{-1}$) и основные состояния I и II могут быть заняты практически с равной вероятностью. Но основное состояние III практически не занято при $T < T_{\text{SR}}$ (Рис.1.2).

3. ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ СПИН-ПЕРЕОРИЕНТАЦИОННОГО ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА

Мы использовали термодинамический потенциал, инвариантный относительно всех преобразований группы симметрии кристалла D_{2h}^{16} в парамагнитном состоянии [11]. При известных из эксперимента температурах СПФП ($T_1=97\text{K}$, $T_2=87\text{K}$ для ErFeO_3) уравнение (9) из [11] для температурной зависимости угла θ между осью c и слабым ферромагнитным моментом \mathbf{F} не содержит подгоночных параметров. Оно подразумевает плавную зависимость $\theta(T)$ в области переориентации, что соответствует экспериментальным данным настоящего исследования и [11].

В рассмотренном приближении вращение спинов является типичным примером теории фазовых переходов Ландау, в рамках которой можно понять существование и природу двух переходов второго рода и температурную зависимость угла поворота. Теория Ландау в предположении постоянства величины намагниченности и слабого ферромагнитного момента Fe^{3+} подрешетки $\mathbf{F}=0.05\pm 0.01\mu_B/\text{молекулу}$, которая не изменяется до самых низких температур [12], дает зависимости проекции слабого ферромагнитного момента на оси a и c в области СПФП, показанные на рис.4.

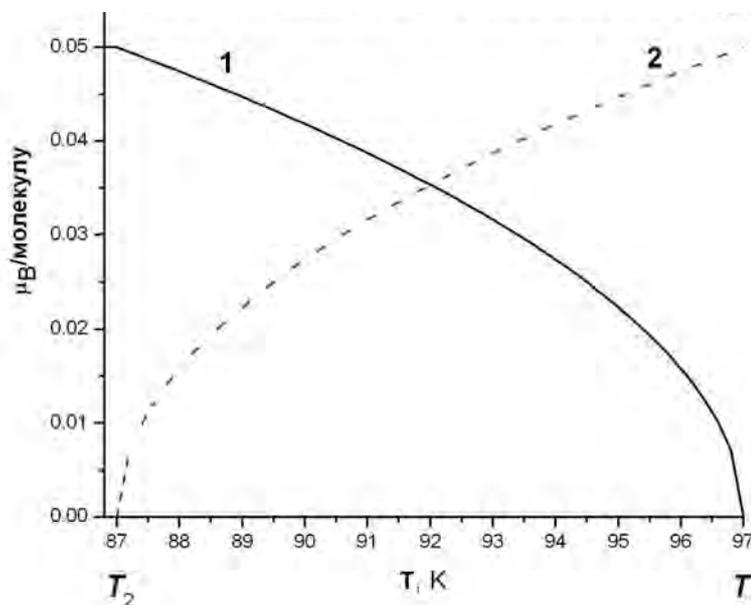


Рис.4. Температурная зависимость проекции слабоферромагнитного момента $\mathbf{F}=0.05\mu_B/\text{молекулу}$ ErFeO_3 на оси: a (сплошная кривая – 1) и c (пунктирная кривая – 2), полученные по формуле (9) из [11].

В рамках этой модели $\mathbf{F}_c(T \geq T_1) = \mathbf{F}_a(T \leq T_2)$ и понятна физика явления спонтанной спиновой переориентации, связанного с тем, что при изменении

температуры магнитная конфигурация с результирующим моментом в одном направлении становится неустойчивой относительно другой. Железные подрешетки обладают слабой одноосной анизотропией (основное S-состояние) $\sim 0.1 \text{ см}^{-1}$ /формулу [12]. Результирующий момент лежит в направлении $c \parallel z$. ОЛН ионов Er³⁺ направлена вдоль оси $a \parallel x$ (анизотропия сильная, основное состояние ⁴I_{15/2}). С понижением температуры анизотропия ионов Er³⁺ растет и преодолевает слабую анизотропию подрешетки Fe³⁺ за счет увеличения обменного взаимодействия Fe³⁺-Er³⁺, вызывая СПФП.

Однако детальное исследование доменной структуры (ДС) в диапазоне СПФП показало, что период ДС при $T < T_2$ больше, чем при $T > T_1$ и плавно увеличивается в диапазоне $T_2 < T < T_1$ [11]. А это значит, что слабоферромагнитный момент Fe³⁺ в конце спиновой переориентации (T_2) оказывается меньше, чем для $T \geq T_1$, т.е. $F_a < F_c$. Далее суммарный момент ErFeO₃ продолжает уменьшаться вплоть до температуры компенсации. Этот результат нельзя получить в рамках рассмотренного приближения и требует учета влияния иона Er³⁺. Для выяснения физической причины этого результата в следующем разделе рассмотрена роль иона Er³⁺ в формировании макроскопических магнитных свойств ErFeO₃ в диапазоне СПФП в рамках одноионной модели.

4. МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА ErFeO₃ В ОБЛАСТИ СПФП (ОДНОИОННАЯ МОДЕЛЬ)

Анализ оптического спектра иона Er³⁺ послужил основой для интерпретации макроскопических магнитных свойств ErFeO₃ в области СПФП в рамках одноионной модели.

Предполагается, что парамагнитная подрешетка, в узлах которой располагаются ионы Er³⁺, находится в поле подрешетки ионов Fe³⁺. Спин иона Er³⁺ равен 7/2, т.е. в основном состоянии это восьмиуровневая система. Заселение уровней при изменении температуры происходит в соответствии с фактором Больцмана, т.е. пропорционально

$$P_i \sim e^{-\frac{E_i}{kT}} / \sum_j e^{-\frac{E_j}{kT}}, \quad (1)$$

где E_i – энергия $i^{\text{го}}$ состояния иона Er³⁺. Анализ с использованием (1) показал, что фактор заселенности уровней IV-VIII основного мультиплета существенно меньше, чем уровней I-III. Для упрощения задачи мы учли в расчете вклад только уровней I-III. Экспериментально установлено, что в диапазоне температур СПФП заселены только нижайшие три уровня, энергия которых $E_0=0$, $E_1=45.3$ и $E_2=106 \text{ см}^{-1}$ превышает энергии между дублетами Крамерса. Поэтому для простоты вычислений удобно считать, что эффективный спин иона Er³⁺ равен 1. Как уже отмечалось ранее, парамагнитный ион Er³⁺ находится в эффективном поле железной подрешетки, которое параллельно оси a кристалла. Поэтому, для

удобства вычислений ось a кристалла совмещена с осью OZ . Тогда гамильтониан парамагнитного иона Er^{3+} в эффективном поле Fe^{3+} можно представить в виде:

$$\mathbf{H}_0 = -\overline{H} \sum_n \tilde{s}_n^z - K_1(T) \sum_n (\tilde{s}_n^z)^2 + K_2 \sum_n (\tilde{s}_n^z)^4, \quad (2)$$

где $\overline{H} = J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle$ – эффективное поле, создаваемое подрешеткой Fe; J_{Fe} – обменный интеграл Fe^{3+} - Er^{3+} ; $\langle S_{Fe} \rangle$ – намагниченность подрешетки Fe на один атом; $K_1(T)$ и K_2 – константы анизотропии; \tilde{s}_n^i – i -я компонента спинового оператора эрбиевой подрешетки в узле n .

Решая с гамильтонианом (2) стационарное уравнение Шредингера

$$\mathbf{H}_0 |\Psi\rangle = E |\Psi\rangle,$$

найдем собственные функции $|\Psi\rangle$ парамагнитной подрешетки, которые в данном случае имеют вид:

$$\begin{aligned} |\Psi(0)\rangle &= \cos \delta |1\rangle + \sin \delta |-1\rangle, \\ |\Psi(1)\rangle &= |0\rangle, \\ |\Psi(2)\rangle &= -\sin \delta |1\rangle + \cos \delta |-1\rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

где $|\Psi(i)\rangle$ ($i=0,1,2$) – собственные функции оператора \tilde{s}^z парамагнитного атома;

$$\begin{aligned} \cos \delta &= \frac{K_1(T) - K_2}{\sqrt{4(J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle - \chi)^2 + (K_1(T) - K_2)^2}}, \\ \chi^2 &= (J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle)^2 + \frac{1}{4} (K_1(T) - K_2)^2 \end{aligned}$$

На базисе собственных функций (3) гамильтониана построим операторы Хаббарда [13]:

$$X^{MM'} \equiv |\Psi(M')\rangle \langle \Psi(M)|,$$

которые описывают переход парамагнитного иона из состояния M в состояние M' . В данном случае эти операторы связаны со спиновыми операторами парамагнитной подрешетки следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{s}^z &= \cos 2\delta (X^{00} - X^{22}) - \sin 2\delta (X^{20} + X^{02}), \\ \tilde{s}^+ &= \sqrt{2} \{ \sin \delta (X^{10} - X^{21}) + \cos \delta (X^{12} + X^{01}) \}, \\ \tilde{s}^- &= (\tilde{s}^+)^+. \end{aligned}$$

Проводя усреднение оператора \tilde{s}^z по нулевому гамильтониану (2), можно найти намагниченность парамагнитного иона на один узел:

$$\langle \tilde{s}^z \rangle = \cos 2\delta [\langle X^{00} \rangle - \langle X^{22} \rangle],$$

где $\langle X^{00} \rangle = \frac{\exp(-E_0/kT)}{Z}$, $\langle X^{22} \rangle = \frac{\exp(-E_2/kT)}{Z}$, $Z = \exp(-E_0/kT) + \exp(-E_1/kT) + \exp(-E_2/kT)$

– статистическая сумма, $\cos 2\delta = \frac{J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle}{\chi}$

Окончательно получаем:

$$\langle \tilde{s}^z \rangle (\mu_B) = 1\mu_B \frac{J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle}{\sqrt{(J_{Fe} \langle S_{Fe} \rangle)^2 + \frac{1}{4}(K_1(T) - K_2)^2}} \frac{\exp(-E_0/kT) - \exp(-E_2/kT)}{Z} \quad (4)$$

Таким образом, получаем уравнение, описывающее зависимость одноионной намагниченности Er³⁺ от температуры.

Температуру компенсации можно найти, используя $\langle \tilde{s}^z \rangle = \langle S_{Fe} \rangle$. График зависимости намагниченности парамагнитного атома Er³⁺ на один узел от температуры, полученный для значений магнитных постоянных, собранных в табл.1, приведен на рис.5 (кривая 1). Здесь же дана зависимость суммарной намагниченности $\mathbf{M} = \mathbf{F}_{Fe} - \langle \tilde{s}_{Er}^z \rangle$ (кривая 2).

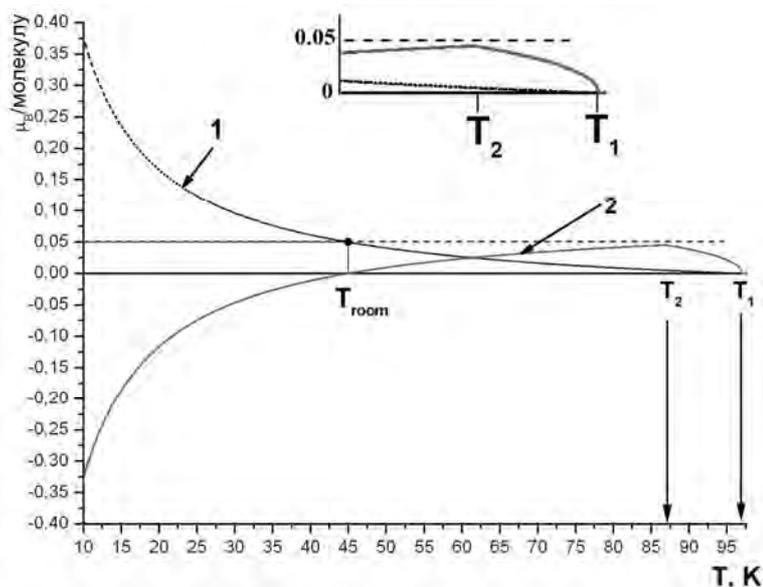


Рис.5. График зависимости от температуры на один узел: 1) составляющей момента эрбия $\langle \tilde{s}_{Er}^z \rangle$ на ось a и 2) составляющей суммарного момента $\mathbf{M} = \mathbf{F}_{Fe} - \langle \tilde{s}_{Er}^z \rangle$ на ось a . Вставка: в увеличенном масштабе область СПФП.

Таблица 1
Магнитные константы для ErFeO_3 , используемые для анализа [12]

Суммарный момент подрешетки Fe^{3+}	$F=0.05$ μ_B /молекулу
Обменная энергия Fe^{3+} - Fe^{3+}	$E=22 \cdot 10^8$ эрг/см ³
Энергия анизотропии	Второго порядка $K_1(T)=2.8 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^3 \cdot T$ эрг/см ³ (T в К)
	Четвертого порядка $K_2=1.8 \cdot 10^3$ эрг/см ³

Из рис.5 следует, что в области СПФП:

- 1) спонтанная намагниченность иона Er^{3+} $\langle \tilde{S}_{Er}^z \rangle$ растет в поле Fe^{3+} с понижением температуры;
- 2) суммарная намагниченность $\mathbf{M}||a$ ErFeO_3 увеличивается с понижением температуры; однако при $T=T_2$ она меньше $\mathbf{M}||c=F_c=0.05\mu_B$ /молекулу (см. вставку на рис.5) за счет антиферромагнитного взаимодействия $\text{Er} - \text{Fe}$, обращается в нуль в T_{room} и изменяет знак при дальнейшем понижении температуры;
- 3) Суммарная намагниченность $\mathbf{M}||a$ обращается в нуль при $T_{\text{room}}=45\text{K}$, которая соответствует литературным данным [12].

ВЫВОДЫ

Впервые представлен анализ, который детально и последовательно объясняет магнитные свойства ErFeO_3 в области СПФП.

1. Прямое наблюдение СПФП в ортоферрите эрбия с помощью спектроскопического исследования показало, что оптический спектр поглощения позволяет с высокой точностью измерить температуры $T_{1,2}$, сделать однозначный вывод о магнитной природе СПФП.

2. Расщепление полос поглощения в области СПФП означает, что обменное взаимодействие Er^{3+} - Fe^{3+} существенно уже при $T \leq 100\text{K}$ при том, что ионы Er^{3+} в ErFeO_3 остаются парамагнитными вплоть до гелиевых температур. Ион Er^{3+} играет критическую роль в возникновении СПФП, который определяется анизотропным магнитным взаимодействием $\text{Fe}^{3+} - \text{Er}^{3+}$.

3. Анализ магнитных свойств ErFeO_3 показал, что порядок величины магнитного момента, явление СПФП и наличие $T_{\text{комп}}$ можно понять в рамках одноионной модели с учетом влияния кристаллического поля и молекулярного поля, создаваемого ионами железной подсистемы.

4. В рамках простой одноионной модели показано, что свойства одного иона определяют свойства достаточно сложной системы.

Авторы благодарны Фридману Ю.А. за плодотворные дискуссии, неоценимую помощь при построении одноионной модели и критические замечания при обсуждении рукописи.

Список литературы

1. Усачев П.А., Писарев Р.В., Балбашов А.М., Кимель А.В., Rasing Th., Оптические свойства ортоферрита тулия TmFeO_3 // ФТТ – 2005. – №612 (47) – С.2200-2206.
2. Belyaeva A.I. and Baranova K.V., Visual investigation of the intermediate state in region of metamagnetic phase transition in ErFeO_3 // JMMM – 2007. – № 2(312). – P. 331-336.
3. Беляева А.И. и Баранова Е.В., Влияние поверхностного магнитожесткого слоя на доменные структуры пластин эрбиевого ортоферрита в области плавной спиновой переориентации // Известия РАН серия физическая – 2008. – №8 (72). С.1153-1158.
4. Kimel A. V., Kirilyuk A., Tsvetkov A., Pisarev R. V., and Rasing Th., Laser-induced ultrafast spin reorientation in the antiferromagnet TmFeO_3 // Nature. – 2004. – № 6994(429). – P.850-853.
5. Kimel A.V., Kirilyuk A., Usachev P.A., Pisarev P.V., Balbashov A.M., Rasing Th., Ultrafast non-thermal control of magnetization by instantaneous photomagnetic pulses // Nature. – 2005. – №2(435). – P.655-657.
6. Bertaut E. F., // Magnetism III: eds G.T.Rado and H.Suhl. – NY: Academic Press. – 1963.
7. Беляева А. И., Силаев В. И. и Стеценко Ю. Е., Проточные криостаты для лабораторных исследований. – Киев: Наукова Думка, 1987. – 232 с.
8. Belyaeva A. I., Litvishkova T. G., Marushko S. N., Silaev R. V. and Yuriyev V. P., Problems of cooling and temperature measurement on object in cryogenic optical studies // Cryogenics. – 1990. – (30). – С. 56-64.
9. Faulhaber R., Hüfner S., Orlich E., and Schuchert H., Optical Investigation of ErFeO_3 // Zeitschrift für Physik – 1967. – (204). – P.101.
10. Geller S. and Wood E.A., Crystallographic studies of perovskite-like compounds. I.Rare earth orthoferrites and YFeO_3 , YCrO_3 , YAlO_3 // Acta Crist – 1956. – (9). – P.563- 568.
11. Беляева А.И., Баранова Е.В., Доменная структура ортоферрита эрбия в области спонтанного спин-переориентационного фазового перехода // Ученые записки ТНУ, Серия «Физика» – 2008. – 21 (60). №1. – С.9-18.
12. Белов К.П., Звездин А.К., Кадомцева А.М., Левитин Р.З., Ориентационные переходы в редкоземельных магнетиках. – Москва: Наука, 1979. – 436с.
13. Зайцев Р.О., Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике // ЖЭТФ – 1975. –(68). – P.207.

Беляева А. И., Баранова К. В. Магнітні властивості ErFeO_3 в області спин-переорієнтаційного фазового переходу (одноіонна модель). // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 34-46.

Наведено результати прямого спостереження 90° переорієнтації спінів Er^{3+} в ErFeO_3 за допомогою оптичної спектроскопії. Вивчено особливості спектру поглинання ErFeO_3 в районі переходу $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ іону Er^{3+} в області температур (ac)-спінової переорієнтації. Показано, що спин-переорієнтаційний фазовий перехід (СПФП) супроводжується розщепленням основного та збуджених станів на кramerсові дублети в обмінному полі заліза, що є прямим доказом його чисто магнітної природи. Експериментальні результати використано для аналізу магнітних властивостей ErFeO_3 , який показав, що порядок величини магнітного моменту, його зміна в області СПФП і наявність T_{room} можна зрозуміти в рамках одноіонної моделі з урахуванням впливу кристалічного поля і молекулярного поля, що створюється іонами залізної підсистеми.

Ключові слова: ортоферрит ербію, спин-переорієнтаційний фазовий перехід, спектроскопія.

Belyaeva A. I., Baranova K. Magnetic properties of ErFeO_3 in the region of spin-reorientation phase transition (single-ion model). // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 34-46.

Results of direct observation of 90° spin reorientation of Er^{3+} spins in ErFeO_3 by means of optical spectroscopy are presented. Absorption spectrum peculiarities of ErFeO_3 are examined in region of $^4I_{15/2} \rightarrow ^4F_{9/2}$ transition for Er^{3+} ion in temperature range of (ac)-spin reorientation. It is shown that spin reorientation phase transition (SRPT) is followed by ground and excited states splitting into Kramers doublets in iron exchange field. This fact is direct evidence that the SRPT has the purely magnetic origin. Experimental

results were used for magnetic properties analysis of ErFeO_3 . The analysis showed that order of magnetic moment value, its modification in region of SRPT and existence of T_{room} can be explained on the quantum mechanics single-ion model, in which the Er^{3+} ion is treated as a system of 4f-electrons whose energy levels are determined by electrostatic and spin-orbit coupling by the crystal field of the site, and by magnetic perturbations.

Keywords: erbium orthoferrite, spin-reorientation phase transition, spectroscopy.

Поступила в редакцию 21.08.2008 г.

УДК 681.7.08

**ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИХ
МЕТОДОВ ИЗУЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ, ПРОТЕКАЮЩИХ НА
ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ТЕЛА В РЕЗУЛЬТАТЕ РАДИАЦИОННОГО
ОБЛУЧЕНИЯ**

Кудленко А.Д.¹, Галуза А.А.¹, Беляева А.И.²

¹*Институт электрофизики и радиационных технологий НАН Украины, Харьков, Украина*

²*Национальный технический университет “Харьковский политехнический институт”,
Харьков, Украина*

E-mail: G-Anna@ua.ru, galuza76@mail.ru, belyaeva@kharkov.com

В работе создан программный комплекс «Линник» для автоматизированной обработки интерференционных картин. Комплекс протестирован на модельных объектах и апробирован на примере анализа состояния поверхности образца аморфного металла, подвергнутого бомбардировке дейтериевой плазмой. По сравнению с аналогами, программный комплекс «Линник» обладает рядом преимуществ при исследовании образцов, подвергнутых радиационным воздействиям.

Ключевые слова: интерферометрия, радиационное воздействие, программный комплекс.

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы активно развивается новая область физики – физика поверхности твёрдых тел. Особое внимание привлекают процессы, протекающие на поверхности после радиационного облучения, в результате чего поверхность претерпевает изменения. Величина и тип этих изменений может дать информацию о процессах, ответственных за эти изменения.

Для изучения поверхностей твёрдых тел существует множество методик, применяемых в зависимости от поставленной задачи. Интерференционная микроскопия является эффективным аналитическим инструментом для бесконтактного изучения поверхностной морфологии. В последние годы методы интерферометрии интенсивно развиваются для контроля микрорельефа, деформации и чистоты металлических поверхностей [1]. Оценить размеры повреждений можно благодаря высокой чувствительности и точности интерференционных приборов.

Особенностью применения интерферометрии в радиационной физике поверхности является то, что при радиационном воздействии часто формируется ступенчатый рельеф поверхности. Это приводит к тому, что интерференционные полосы становятся разрывными, что затрудняет автоматическую обработку интерферограмм. Кроме того, наличие ступеней приводит к контрастному микроизображению, которое хорошо видно на фоне интерференционной картины. На рис.1 даны примеры таких особенностей. Рис.1а соответствует оптически гладкой поверхности аморфного металла с плавной ступенькой, на которой

наличие рельефа видно только по искажению интерференционных полос. С другой стороны, на рис.1б показан фрагмент поверхности нержавеющей стали после ионной бомбардировки, на которой хорошо виден контрастный рельеф и разрывы полос (на рисунке показаны стрелками) на границах зерен.

Область наших интересов связана с автоматизацией обработки результатов интерферометрических исследований.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Целью работы является разработка математического и программного обеспечения для автоматизированного восстановления рельефа поверхности с помощью компьютерной обработки фотографий интерференционной картины. В отличие от известных аналогов [2-4] в математическом обеспечении учтены особенности поверхности, подвергнутой радиационному воздействию.

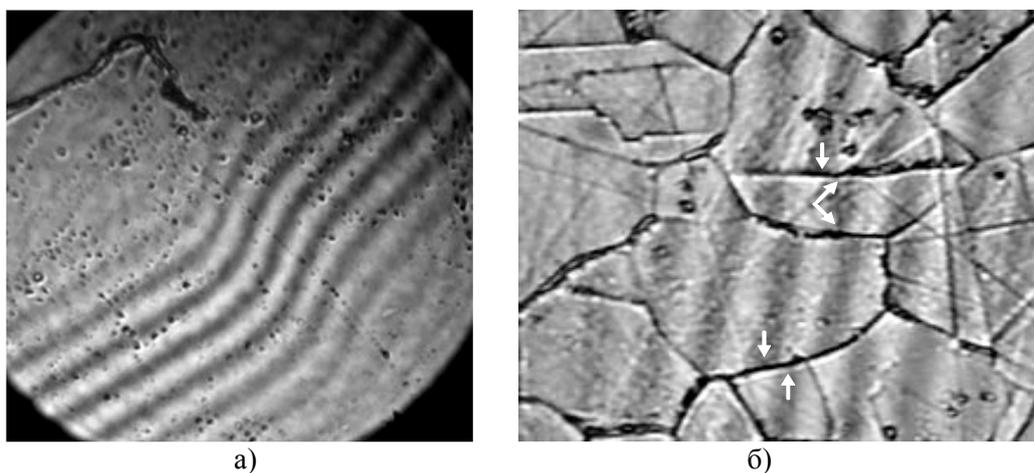


Рис.1. Фотографии поверхностей: (а) с плавной ступенькой на образце из аморфного материала; (б) с разрывом интерференционных полос на образце из нержавеющей стали [1].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННОЙ КАРТИНЫ (ПРЯМАЯ ЗАДАЧА)

Интерференция волн – явление усиления или ослабления амплитуды результирующей волны в зависимости от соотношения между фазами складывающихся в пространстве двух (или нескольких) когерентных волн [5].

На рис.2 дана схема микроинтерферометрической установки на базе интерферометра Линника МИИ-4 [6]. Луч L от источника света делится по интенсивности на два луча L_1 и L_2 . L_1 отражается от эталонного зеркала и еще раз от делительной пластины, и попадает на плоскость S . Луч L_2 отражается от поверхности образца и также попадает на плоскость S . Интерференционная картина формируется в результате сложения L_1 и L_2 в плоскости S . Разность хода Δ ,

равная разности оптических длин, проходимых этими двумя лучами, определяется наличием у образца особенностей рельефа, что приводит к разности фаз интерферируемых лучей $\delta=2\pi\Delta/\lambda$ (λ – длина волны света) [5]. Интерференционная картина, сформированная на плоскости S, регистрируется ПЗС-матрицей и через USB-интерфейс передается в ЭВМ.

При равенстве интенсивностей I' складываемых колебаний распределение суммарной интенсивности света I на интерференционной картине определяется длиной волны излучения источника λ , интенсивностью двух когерентных складываемых пучков I' и разностью хода Δ между ними:

$$I = 4I'(1 + \cos \delta) = 4I' \cos^2 \frac{\delta}{2} = 4I' \cos^2 \frac{\pi\Delta}{\lambda}. \quad (1)$$

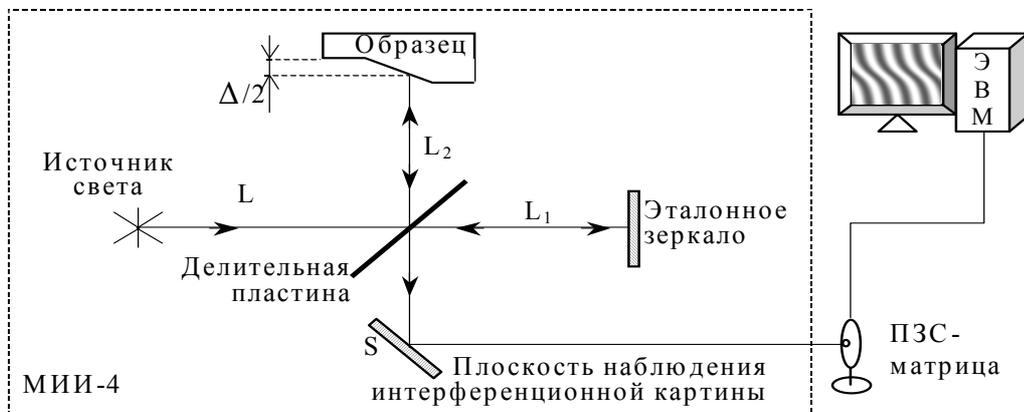


Рис.2. Схема установки, собранной на основе микроинтерферометра Линника МИИ-4 и ЭВМ.

Конструктивно оптика МИИ-4 построена так, что, независимо от образца, фронт луча L_1 имеет градиент фазы. В результате, в случае идеально гладкой и плоской поверхности образца интерференционная картина представляет собой последовательность параллельных чередующихся тёмных и светлых полос, расстояние, ширина и направление которых определяются параметрами прибора и могут изменяться.

При наличии на поверхности образца каких-либо отклонений от плоскостности ход полос искажается. На рис.3 показана интерференционная картина, соответствующая образцу, поверхность которого представляет собой плавную ступеньку. Параметрами интерференционной картины являются: b – расстояние между центрами T соседних полос, совпадающих с экстремальным значением интенсивности (\min – для тёмных и \max – для светлых полос); a – смещение полосы – расстояние между экстремумами T и T_i .

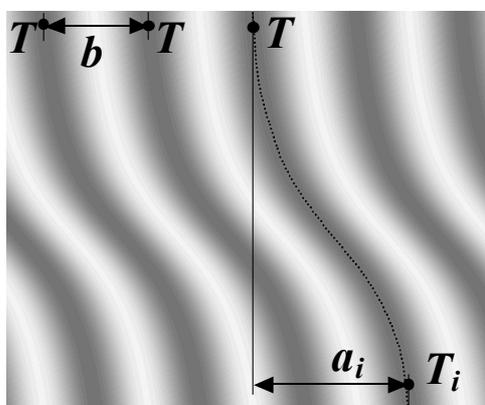


Рис.3. Интерференционная картина, соответствующая поверхности с плавной ступенькой: a – смещение полосы на неровности, b – ширина полосы.

Плавная ступенька на интерференционной картине приводит к изгибу интерференционных полос, по величине которого можно определить высоту ступеньки и судить о скорости изменения высоты: чем круче перепад высот на поверхности, тем резче смещаются в сторону полосы.

Для понимания влияния различных форм рельефа на вид интерференционной картины и для аттестации алгоритмов их обработки необходимо уметь моделировать интерференционную картину по заданному рельефу и особенностям прибора. Модель должна учитывать, по возможности, все факторы, влияющие на формирование реальной интерференционной картины.

Моделирование заключается в получении интерференционной картины по имеющемуся рельефу поверхности. При моделировании идеальной интерференционной картины форма поверхности задается функцией $S(x,y)$, и интенсивность $I(x,y)$ рассчитывается согласно следующему из формулы (1) выражению:

$$I(x, y) = 4I'_{const} \cos^2 \left(\frac{\pi(\Delta_{const} + S(x, y))}{\lambda} \right), \quad (2)$$

где $4I'_{const}$ – максимальное значение интенсивности моделируемой интерференционной картины.

На рис.4 показано сечение распределения интенсивности на реальной интерференционной картине (закрашенная область) и идеальные данные с тем же периодом (сплошная линия).

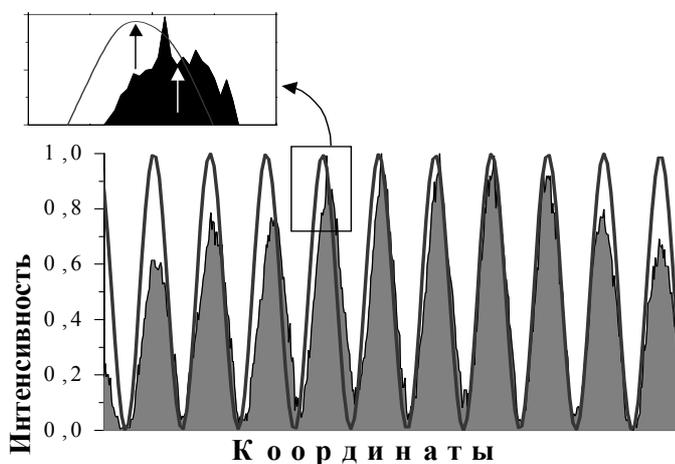


Рис.4. Сечение распределения интенсивности по полю интерференционной картины. Вставка: смещение экстремумов в увеличенном масштабе.

Распределение интенсивности по полю реальной интерференционной картины не является гладким и равномерным. Как видно из вставки к рис.4, это приводит к смещению экстремумов (показано стрелками) и, следовательно, искажению информации о структуре рельефа.

Распределение интенсивности является аппаратной функцией прибора и меняется только при его переюстировке. Таким образом, влияние этой функции на результирующее распределение интенсивности может быть учтено в модели интерференционной картины и скомпенсировано при обработке интерферограммы. Для этого необходимо построить модель функции, определяющей неоднородность освещения, и аддитивно включить её в выражение (2).

На рис.5 показан срез освещенности поля зрения прибора, и его математическая модель в виде распределения Коши [7].

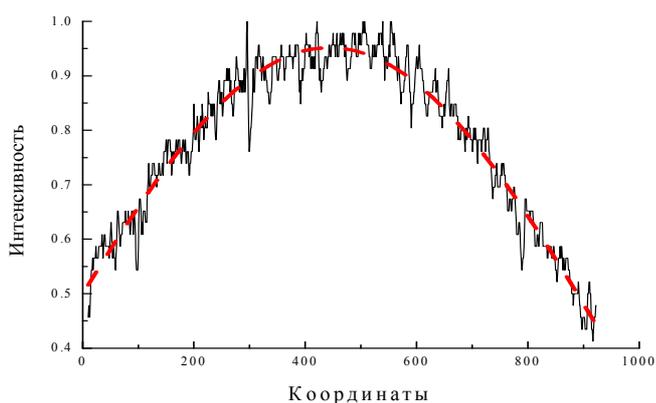


Рис.5. Распределение интенсивности освещенности прибора (сплошная кривая) и аппроксимация распределением Коши (пунктир).

Двумерное распределение Коши имеет следующий вид [7]:

$$\Phi(x, y) = f(x) \cdot f(y) = \frac{\theta^2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{(\theta^2 + [x - \eta]^2)} \cdot \frac{1}{(\theta^2 + [y - \eta]^2)}, \quad \theta > 0, \quad (3)$$

где η - медиана распределения, θ - параметр масштаба.

Кроме того, на интерференционную картину накладываются случайные факторы, связанные с белым шумом ПЗС-матрицы, источника и др. Это также аддитивная помеха, которую можно моделировать двумерным случайным гауссовым полем.

Таким образом, математическая модель интерференционной картины, учитывающая все перечисленные факторы, имеет вид:

$$I(x, y) = 4I'_{const} \cos^2\left(\frac{\pi(\Delta_{const} + S(x, y))}{\lambda}\right) + \Phi(x, y) + n(x, y), \quad (4)$$

где первое слагаемое – вклад от идеальной картины, $\Phi(x, y)$ – функция неоднородности освещения, $n(x, y)$ – белый шум.

Таким образом, для выделения чистого сигнала и более точного определения положения экстремума полос нужно уметь строить фильтр для компенсации шума и прочих неоднородностей при обработке реальных интерференционных картин.

Построенная математическая модель и разработанный по ней алгоритм позволяют проводить моделирование интерференционной картины по заданным параметрам микроинтерферометра, длине волны и функции, задающей поверхность, а также таким характеристикам, как амплитуда шума регистрирующей ПЗС-матрицы и неоднородность светового поля.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПОВЕРХНОСТИ (ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА)

Обратная задача состоит в восстановлении микрорельефа поверхности по ее интерференционной картине. При этом на точность обработки интерференционной картины и восстановление поверхности в большой степени влияет качество самого изображения.

Разработка методов распознавания изображения является нетривиальной задачей и требует индивидуального подхода в каждом конкретном случае.

Задача данной работы состоит в разработке математического и программного обеспечения для автоматизированного восстановления рельефа поверхности с помощью компьютерной обработки фотографий интерференционной картины. Впервые описан подход к созданию алгоритма, основной особенностью которого является адаптация к различным видам интерференционных картин и подстройка алгоритма под каждую без вмешательства экспериментатора.

В результате, создан специальный программный комплекс (ПК) «Линник», в котором для восстановления рельефа по интерферограмме используется оригинальное математическое и алгоритмическое обеспечение, в основу которого положена идея слежения за полосой. Основной проблемой при решении подобных задач является наличие существенного уровня искажения интенсивности

различных участков интерференционной картины. Они связаны как с аппаратурой (флуктуации источника, дефекты оптического тракта и белый шум ПЗС матриц), так и с особенностями исследуемой поверхности (шероховатость, неоднородности и пр.). Созданные алгоритмы обладают высокой устойчивостью к подобным искажениям благодаря использованию специальных математических методов.

Блок-схема созданного в данной работе алгоритма восстановления поверхности приведена на рис.6. Схема состоит из трех основных действий: подготовка исходных данных (этап 0), определение средних линий всех интерференционных полос (этапы 1 и 2) и расчет рельефа поверхности (этап 3). Рассмотрим каждый из этапов.

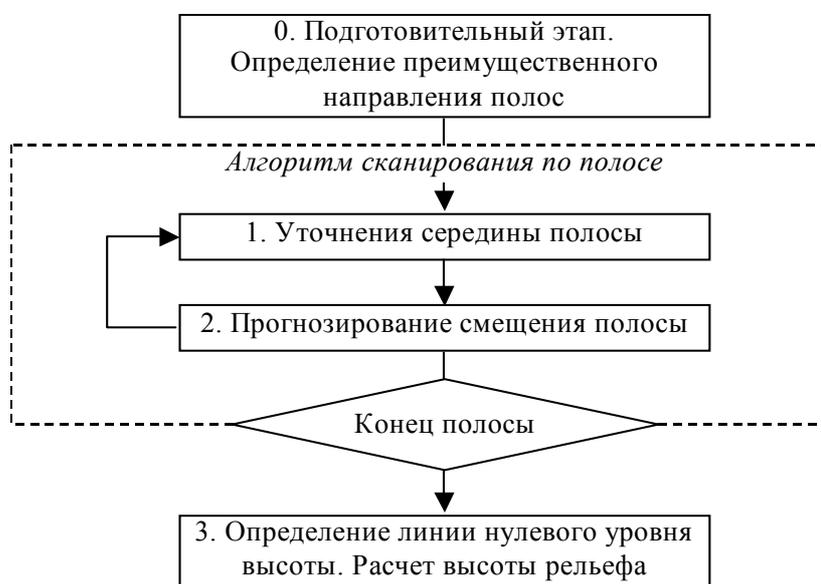


Рис.6. Блок-схема алгоритма.

0. Подготовительный этап состоит из предварительной обработки фотографии (кадрирование, яркость и контраст), настройки начальных параметров работы комплекса и определения преимущественного направления полос на интерферограмме.

1. Уточнение экстремума интерференционной полосы методом квадратичной аппроксимации.

Для уточнения экстремума полосы T использован метод аппроксимации параболой по N точкам [8] – используются значения интенсивности нескольких точек вблизи предполагаемого экстремума полосы (точки T на рис. 7).

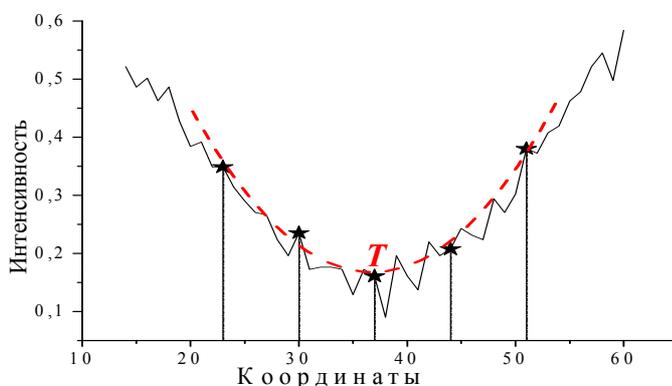


Рис.7. Распределения интенсивности по профилю полосы (сплошная кривая) и аппроксимация параболой (пунктир) для уточнения экстремума Т полосы по пяти точкам.

2. Прогнозирование смещения экстремума полосы в следующей точке.

После нахождения экстремума полосы строится прогноз положения следующей точки. Прогнозирование позволяет: 1) отслеживать достаточно резкие изменения направления хода полос и тем самым обрабатывать полосы практически любой конфигурации; 2) делает метод устойчивым к выбросам отдельных точек, связанным с шумами или локальными дефектами на поверхности образца.

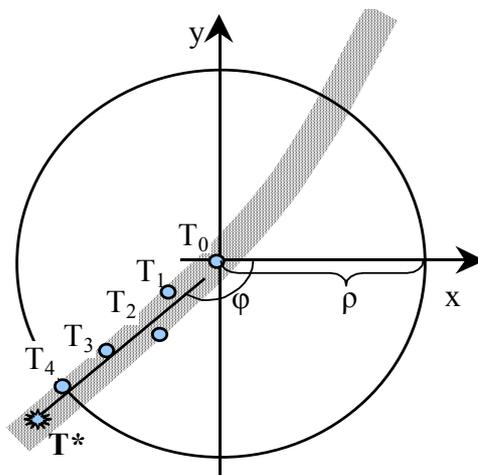


Рис.8. Иллюстрация прогноза по M=5 точкам.

Процедура прогнозирования проиллюстрирована на рис.8 и состоит в следующем:

1. Последние M найденных точек $T_i(x_i, y_i)$, ($i=0..M-1$), переводятся в полярные координаты $T_i(\rho_i, \varphi_i)$, ($i=0..M-1$), с центром в точке T_0 преобразованием:

$$\begin{cases} \rho_0 = \sqrt{x_0^2 + y_0^2} \\ \rho_i = \sqrt{x_i^2 + y_i^2} - \rho_0 \\ \varphi_i = \arctg \frac{x_i}{y_i} \end{cases} \quad (5)$$

2. Далее прогноз координат следующей точки $T^*(\rho^*, \varphi^*)$ строится из соотношений:

$$\rho^* = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M-1} \rho_i; \quad \varphi^* = \frac{1}{M-1} \sum_{i=1}^{M-1} \varphi_i \quad (6)$$

и выполняется обратное преобразование T^* в декартовы координаты $T^*(x^*, y^*)$:

$$\begin{cases} x^* = \rho^* \cos \varphi^* \\ y^* = \rho^* \sin \varphi^* \end{cases} \quad (7)$$

Координаты (x^*, y^*) являются прогнозом положения следующей центральной точки полосы, которая затем уточняется (см. шаг 1). Описанная процедура прогноза математически эквивалентна линейной экстраполяции последовательности точек T_i , ($i=0..M-1$). По описанному алгоритму обрабатываются все полосы на интерференционной картине.

3. Когда полосы найдены, надо определить нулевой уровень высоты, соответствующий плоскости, от которой будет отсчитываться изменение высоты поверхности (Рис.9). Для каждой полосы за нулевой уровень принимается линия, являющаяся касательной к интерференционной полосе, полученная в результате аппроксимации первых n точек уже уточненного экстремума полосы. Эта линия нулевого уровня TP находится в виде уравнения $kx+dy+q=0$, где k , d и q – коэффициенты уравнения прямой.

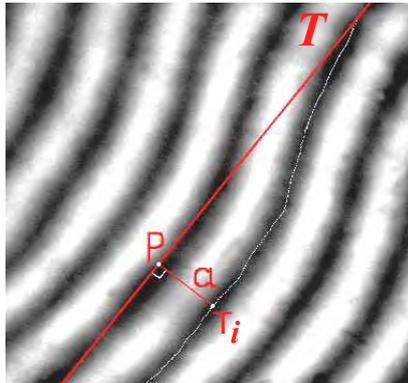


Рис.9. Линия нулевого уровня TP и перпендикуляр a , проведенный к ней из текущей точки расчета высоты T_i , принадлежащей полосе.

Высота точки рельефа восстанавливаемой поверхности на линии TP принята за нулевой уровень. Высоты встреченных неровностей отсчитываются относительно этого нулевого уровня.

Расчет рельефа (смещение точки относительно нулевого уровня поверхности) производится по формуле:

$$h_i = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{a_i}{b}, \quad (8)$$

где h_i – значение относительной высоты поверхности для каждой точки i полосы интерференции, a_i – расстояние между двумя точками $P(x_P, y_P)$ и $T_i(x_T, y_T)$ (Рис.9), b – усредненное значение ширины полосы интерференции.

По такому принципу находится изменение высоты рельефа поверхности вдоль каждой из интерференционных полос.

Метод определения изменения высоты на поверхности по смещению интерференционных полос относительно в том смысле, что изменение высоты на поверхности, т.е. изгиб интерференционной полосы, рассчитывается относительно некоего участка на поверхности, соответствующего плоскости, где интерференционные полосы – параллельные прямые. Таким образом, метод дает величину смещения одной точки относительно другой, поэтому надо выбирать полосы, у которых есть участок, соответствующий плоскости, так как именно относительно нее отсчитывается изменение высоты.

Тестирование программного комплекса (численный эксперимент)

Тестирование и аттестация созданного программного обеспечения осуществлялось путем обработки модельных интерференционных картин, в которых учитывались искажения, которые имеют место в реальном эксперименте.

Для тестирования программного комплекса проведен численный эксперимент. Построена модель идеальной поверхности с изначально заданной высотой ступеньки h (рис.10а) и соответствующая ей «идеальная» интерференционная картина (рис.10б).

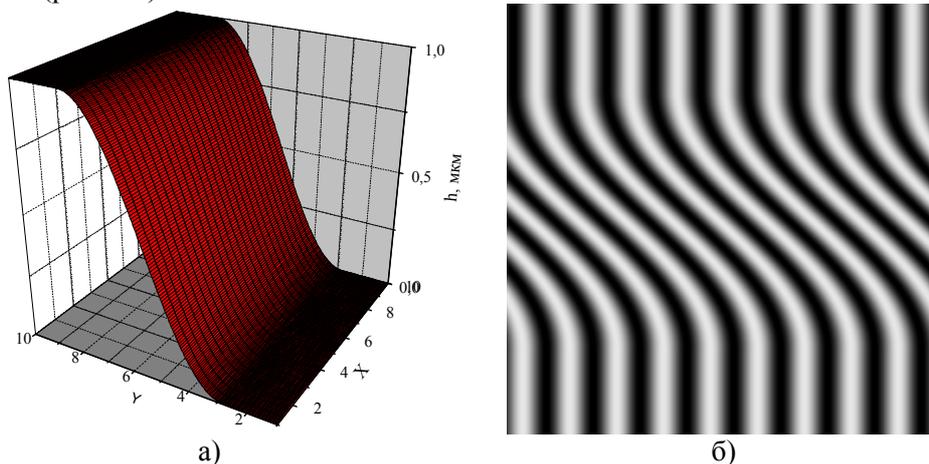


Рис.10. Модель идеальной поверхности со ступенькой h (а) и соответствующая ей интерференционная картина (б).

Был построен набор интерференционных картин поверхности с внесением в результирующую картину различных помех: неоднородности освещения и шумов разной интенсивности. Результаты обработки этих зашумленных интерференционных картин сравнивались с «идеальной». На рис.11 дана зависимость погрешности Δh определения высоты ступеньки от амплитуды шумовой составляющей в процентах от максимальной амплитуды сигнала. Точками показаны усредненные значения погрешности определения высоты ступеньки в интервале амплитуд шума $0 \div 20\%$. Из рисунка следует, что в приведенном интервале амплитуды шума зависимость усреднённой погрешности от амплитуды шума хорошо описывается выражением:

$$\Delta h = \Delta h_0 + Ae^{n/t} \quad (9)$$

$$\Delta h_0 = -1.3 \cdot 10^{-4}, \quad A = 0.002, \quad t = 10.8$$

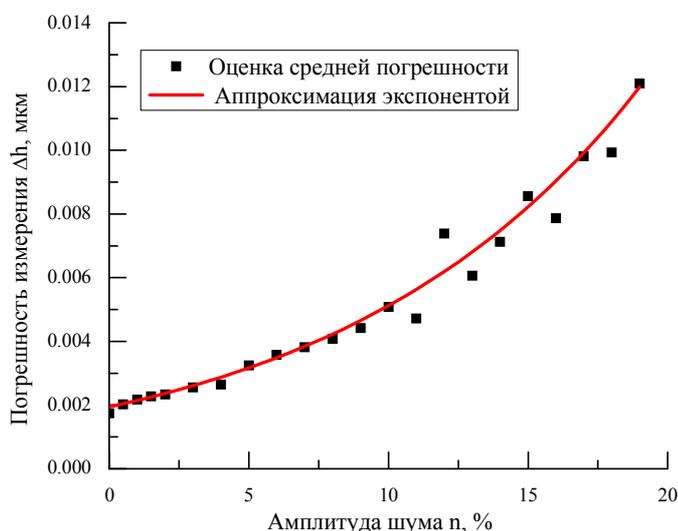


Рис.11. График усредненных значений погрешности определения высоты ступеньки (точки) в зависимости от амплитуды шума на интерференционной картине (сплошная линия – аппроксимация экспонентой, согласно выражению (9)).

Исследования показали, что амплитуда шума $\leq 15\%$ позволяет программе правильно обрабатывать интерференционную картину без дополнительных улучшений качества изображения. Амплитуда шума, превосходящая 20%, приводит к тому, что алгоритм перестает отслеживать полосы. Чтобы избежать этого, необходимо либо проводить предварительную коррекцию изображения сглаживающим фильтром, либо увеличивать количество точек, используемых при прогнозе. Оба эти варианта, с одной стороны, увеличивают устойчивость к шуму, но, с другой стороны, не позволяют алгоритму отслеживать резкие изгибы полос.

Следует отметить, что в большинстве проводимых измерений точность, с которой восстанавливается поверхность ($\Delta h \leq 0.5\%$) в пределах 20% зашумленности изображения, является достаточной. В случае более высокого уровня шума требуется дополнительная предварительная обработка изображения.

Исследование зависимости погрешности восстановления профиля поверхности от величины искажений показано, что при искажениях, близких к реальным, она составляет порядка 0.5%. Среднеквадратичная ошибка определения высоты профиля (повторяемость результатов) составляет $\sim \lambda/200$.

Пример работы программного комплекса с реальным образцом

В качестве иллюстрации работы программного комплекса приводятся результаты исследования влияния облучения дейтериевой плазмой D_2 на состояние поверхности образца из аморфного сплава UAM-4.

Образец диаметром 3 см имеет два пятна, диаметр которых ~ 8 мм. Пятна по размеру одинаковые: одно – в центре, второе ближе к краю (Рис.12, вставка). На Рис.12 обозначены: А – необлучённое поле; В и С – поля облучённых пятен, центрального и крайнего; D – поле пересечения облучённых пятен (дважды облученное).

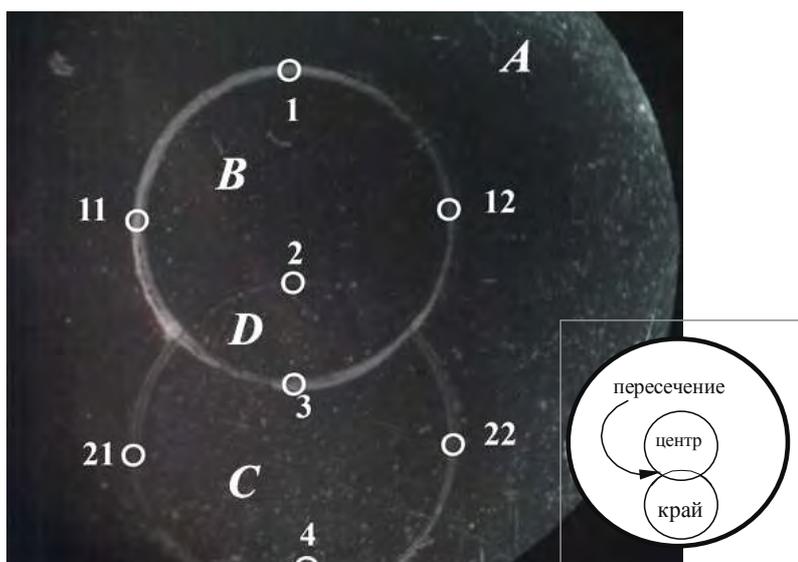


Рис.12. Схема точек, вблизи которых проводился анализ структуры поверхности. А – необлучённое поле; В и С – поля облучённых пятен, центрального и крайнего; D – поле пересечения облучённых пятен. Вставка: схематичное расположение исследуемых элементов на образце.

Пятна образованы в результате облучения образца D_2 -плазмой. Перед бомбардировкой образец был почищен дейтериевой плазмой (60В, $j = 1.262$ mA/cm²). Далее было создано пятно на краю с диафрагмой $\varnothing = 8$ мм (дейтерий,

экспозиция 6 ч, 300В, $j = 1.99 \text{ mA/cm}^2$), затем образец подвергся бомбардировке с диафрагмой $\varnothing = 8 \text{ мм}$ по центру (экспозиция 6 ч, 300В, $j = 2.353 \text{ mA/cm}^2$).

Вокруг облученных пятен, кроме границы в области точки №2, наблюдались очень широкие и грязные границы, которые затрудняли измерение высот ступенек (искажали значение глубин кратеров). На Рис.13 показан пример такой границы в области точки №1. Однако удалось найти несколько точек (1,3,11,12,21,22), в которых была возможность измерить глубину по обработанной фотографии с помощью программы. Из-за царапин на краю образца (в дополнение к грязи на границе пятна) в точке №4 не удалось подобрать и сфотографировать наглядную ступеньку, точка оказалась непригодна для обработки программой. Глубина в этой точке была рассчитана вручную, данные о глубине получены приблизительно.

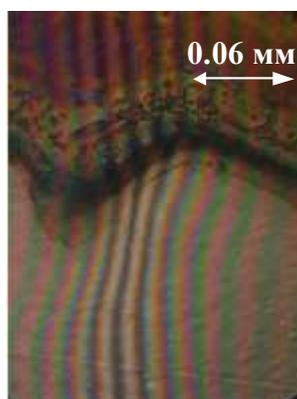


Рис.13. Фотография границы пятна в области точки №1 до чистки.

Почти везде граница обоих пятен состояла из точек, ямок, ореола и грязи, кроме границы, содержащей точку 2 (Рис.14) на пересечении двух пятен, которая представляла собой структуры, не затрудняющую обработку данных.

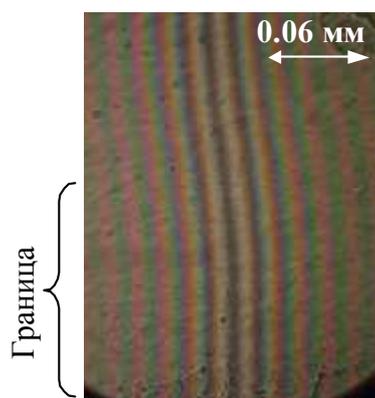


Рис.14. Граница в точке №2 до чистки.

После чистки поверхности образца гелием (103В, 10', $j=1.543$ мА/см², коэффициент распыления 0.1 атомов/ион) существенно уменьшился ореол вокруг пятен. Это заметно на рис.15, где даны фотографии поверхности и интерференционной картины вблизи выбранных для анализа точек.

В точках 2 и 3 (в области D пересечения двух пятен) высота ступеньки считалась относительно дна соседних пятен (В и С), поэтому абсолютная глубина области D равняется глубине пятна (В или С относительно А) + относительная глубина пересечения.

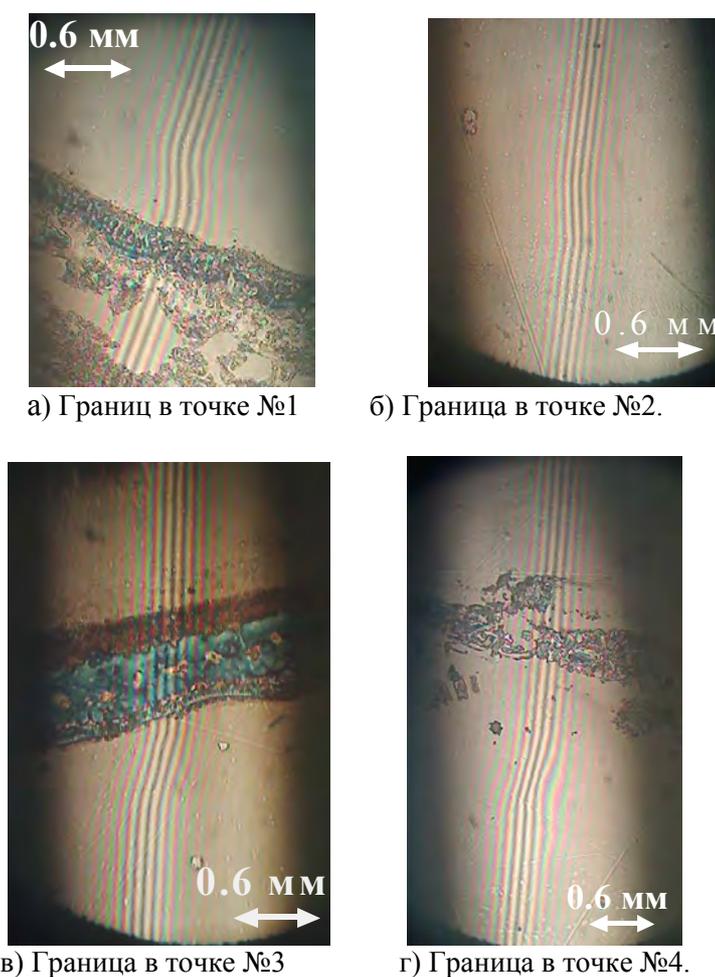


Рис.15. Фотографии интерференционных полос на границах пятен после чистки.

В Таблице 1 приведены усреднённые данные для глубин h кратера относительно необлученной поверхности вдоль границ пятен до и после чистки:

Таблица 1

Глубина пятен в выбранных для измерения точках

№ точки h, нм	1	2		3		4	11	12	21	22
	относительно А	относительно В	D относительно А	относительно С	D относительно А	относительно А				
До чистки	300	300	600	350	700	300	500	500	600	600
После чистки	385.9	267.7	653.6	396	762	366	344.7	437.4	389.8	271

Глубина ступенек до чистки дана с точностью $\Delta h = 50$ нм. Полученные данные (до и после чистки) совпадают в пределах погрешности $\Delta h = 50$ нм.

ВЫВОДЫ

Разработано математическое и программное обеспечение для автоматизированного восстановления рельефа поверхности с помощью компьютерной обработки фотографий интерференционных картин. Создан программный комплекс (ПК) «Линник», который протестирован и апробирован на примере анализа состояния поверхности образца аморфного металла, подвергнутого бомбардировке дейтериевой плазмой D_2 . ПК «Линник» обладает рядом преимуществ по сравнению с известными аналогами.

Помимо восстановления профиля по изображению интерференционной картины ПК «Линник» позволяет выполнять его первичную обработку, например: отображение в виде 3D поверхностей с возможностью вращения и масштабирования, измерение расстояний между точками, построение различных сечений, сглаживание, интерполяция и др. Кроме того, с помощью ПК «Линник» можно вести электронный журнал интерферометрического эксперимента.

Список литературы

1. Belyaeva A.L., Bardamid A.F., Davis J.W., Haasz A.A., et al., Hydrogen ion bombardment damage in stainless steel mirrors // JNM 345 (2005) 101-108
2. Гаврилин Д. А. Исследование методов описания формы сложных оптических поверхностей при интерферометрическом контроле, Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук – СПб: СПбГУ ИТМО, 2003.
3. Salzenstein Fabien, Montgomery Paul C., Montaner Denis, Boudraa Abdel-Ouahab, Teager-Kaiser Energy and Higher-Order Operators in White-Light Interference Microscopy for Surface Shape Measurement // EURASIP Journal on Applied Signal Processing 2005:17, 2804–2815.
4. Salzenstein F., Montgomery P., Benatmane A., Boudraa A., 2d discrete high order energy operators for surface profiling using white light interferometry – 7th International Symposium on Signal Processing and its Applications (ISSPA 2003), Paris (France), July 1-4, 2003, Proc. Vol. 1, pp. 601-604.
5. Ландсберг Г.С., Оптика – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.

6. Беляева А.И., Галуза А.А., Кудленко А.Д. Программно-аппаратный комплекс для микроинтерферометрических исследований // ПТЭ 2008. -№5 (в печати).
7. Пугачев В. Теория вероятности и математическая статистика, Издание 2, Учебное пособие. – Физматлит, 2004.
8. Носач В.В. Решение задач аппроксимации с помощью персональных компьютеров – М.: МИКАП, 1994.

Кудленко Г.Д., Галуза О.А., Беляева А.И. Програмне забезпечення інтерферометричних методів вивчення процесів, що трапляються на поверхні твердого тіла в результаті радіаційного опромінення // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика» - Т. 21 (60). - № 1. - С. 47-62.

В роботі створено програмний комплекс «Ліннік» для автоматизованої обробки інтерференційних картин. Комплекс протестовано на модельних об'єктах и апробовано на прикладі аналізу стану поверхні зразка аморфного металу, який було бомбардовано дейтерієвою плазмою. У порівнянні з аналогами, програмний комплекс «Ліннік» має ряд переваг при дослідженні зразків, що перебували під радіаційним впливом.

Ключові слова: інтерферометрія, радіаційний вплив, програмний комплекс.

Kudlenko A.D., Galuza A.A., Belyaeva A.I. Software for interferometric study of processes on the surfaces of solids after irradiation // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 47-62.

A “Linnik” software for automated interferograms processing is developed. The software is tested on model objects. An amorphous metal sample irradiated with deuterium plasma ions was studied to approbate the software. Comparing with the analogues the “Linnik” software has some benefits when studying samples under radiation treatment.

Keywords: interferometry, radiation impact, software.

Поступила в редакцію 05.09.2008 г.

УДК 537.612

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА $U_2Co_{15}Si_2$

Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Войтенко А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: frid@tnu.crimea.ua, phil_klevets@mail.ru, sahara2806@gmail.com*

В работе исследованы переориентационные фазовые переходы по температуре в монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$. Показано что в системе могут реализоваться три фазы: легкоплоскостная, легкоосная и угловая, – фазовые переходы между которыми являются переходами первого рода. Рассчитаны температуры устойчивости соответствующих фаз. Полученные результаты хорошо согласуются с экспериментальными данными. Построена фазовая диаграмма и определена температура Кюри.

Ключевые слова: фазовые переходы, монокристалл $U_2Co_{15}Si_2$.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время хорошо известны и активно изучаются магнитные фазовые переходы типа порядок-порядок, при которых происходит изменение симметрии магнитной структуры. Эти переходы обычно характеризуются как фазовые переходы первого или второго рода в зависимости от того, меняются ли намагниченность или характер магнитного упорядочения скачком или ее изменение носит плавный характер, соответственно.

Среди разнообразных магнитных фазовых переходов можно выделить спин-переориентационные фазовые переходы. Эти переходы характеризуются тем, что при изменении внешних параметров (температуры, магнитного поля, давления, толщины образца или концентрации примесей) меняется ориентация магнитных моментов относительно кристаллографических осей. Одним из примеров спин-переориентационных переходов является изменение направления легкого намагничивания при изменении температуры – происходит поворот вектора намагничивания из одного направления в другое.

Например, хорошо известно, что в магнитных системах могут происходить переориентационные фазовые переходы, как по температуре, так и по магнитному полю [1]. В указанных системах с ростом температуры или магнитного поля происходит переориентация вектора намагниченности, перпендикулярного плоскости пленки, в плоскость пленки. Причем, имеет место обратная переориентация при понижении температуры. При этом существует некоторый интервал параметров, в котором происходит уменьшение намагниченности. Также можно наблюдать обратный эффект, когда с ростом температуры или магнитного поля, образец, намагниченный в плоскости, переходит в легкоосное состояние.

Спин - переориентационные переходы характеризуются параметром порядка θ – углом поворота магнитного момента относительно осей кристалла. Эти переходы могут быть как фазовыми переходами первого, так и второго рода. При спин-переориентационных переходах первого рода происходит скачкообразное

изменение параметра упорядочения θ , а при спинпереориентационных переходах второго рода θ меняется непрерывно.

Экспериментальные исследования [2] монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ показали, что в нем наблюдаются два спин-переориентационных фазовых перехода «легкая ось» - «угловая фаза» и «угловая фаза» - «легкая плоскость». В [2] эти переходы рассматриваются как фазовые переходы второго рода. В $U_2Co_{15}Si_2$ при изменении температуры меняется ориентация магнитного момента относительно кристаллографических осей образца: при низкой температуре вещество находится в фазе «легкая плоскость», из которой с ростом температуры переходит в угловую фазу ($T_1 = 270 K$), и при дальнейшем росте температуры – в фазу «легкая ось» ($T_2 = 350 K$). При этом параметр порядка θ меняется непрерывно от $\frac{\pi}{2}$ до 0. Причиной фазовых переходов в рассматриваемом сплаве является конкуренция анизотропий подрешеток урана и кобальта, которые являются функциями температуры. Графически зависимость констант одноионной анизотропии от температуры представлена на рис. 1.

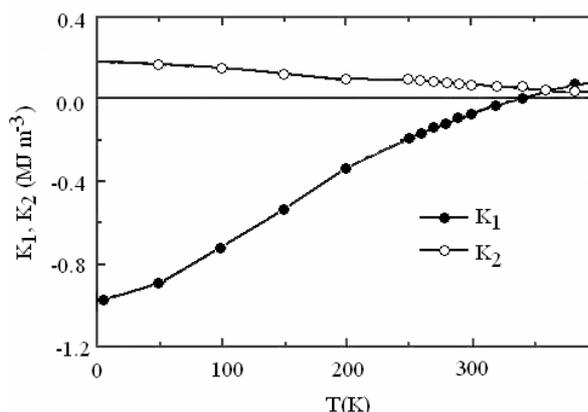


Рис.1. Температурная зависимость констант анизотропии подрешетки урана $K_1(T)$ и подрешетки кобальта $K_2(T)$ [2].

Экспериментальные данные, приведенные на рис. 1 могут быть аппроксимированы следующими аналитическими выражениями:

$$\begin{aligned}
 K_1(T) &= -1.001 \cdot 10^6 + 2.062 \cdot 10^3 T + 9.358 T^2 - 0.02 T^3, \\
 K_2(T) &= 1.816 \cdot 10^5 - 470.278 T + 0.131 T^2.
 \end{aligned}
 \tag{1}$$

Нами предлагается модель переориентационных фазовых переходов в ферромагнитном монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$. Данный монокристалл обладает гексагональной кристаллической структурой. Спины магнитоактивных ионов для упрощения вычислений будем считать одинаковыми и равными 2 ($S = 2$). Как видно из рис.1, константа анизотропии подрешетки урана с ростом температуры меняет знак, а константа анизотропии подрешетки кобальта положительна на всем температурном интервале. Поскольку образец имеет конечные размеры, то следует

также учитывать размагничивающие поля, связанные с влиянием диполь-дипольного взаимодействия [3]. В эксперименте исследуемый образец представлял собой цилиндр высотой $a = 25$ мм и диаметром $b = 4$ мм [2]. Такое соотношение линейных размеров позволяет нам рассматривать образец как вытянутый эллипсоид с эксцентриситетом $e = \sqrt{1 - b^2/a^2}$.

Представляет интерес теоретически исследовать данную систему для определения возможных фазовых состояний и типов фазовых переходов.

1. ЛЕГКОПЛОСКОСТНАЯ ФАЗА

Как говорилось выше, в рассматриваемой системе наблюдается конкуренция между одноионными анизотропиями подрешеток урана и кобальта, которая может приводить к реализации легкоосной и легкоплоскостной фаз. Согласно работе [2], при низких температурах в монокристалле $U_2Co_{15}Si_2$ преобладает влияние гексагональной анизотропии подрешетки урана, и система находится в фазе «легкая плоскость». С ростом температуры конкуренция между анизотропиями уменьшается, и система переходит в угловую фазу. При дальнейшем увеличении температуры константа анизотропии урана меняет знак, конкуренция между анизотропиями исчезает, и система переходит в легкоосную фазу.

Рассмотрим систему при низких температурах, т.е. в системе реализуется фаза «легкая плоскость». Выберем систему координат так, чтобы плоскость XOY была базисной плоскостью. Тогда магнитный момент лежит в плоскости XOY. Система координат выбрана так, что координатные оси совпадают с главными осями эллипсоида, и тензор размагничивающих коэффициентов имеет только диагональные элементы. Учитывая геометрию образца и направление магнитного момента, отличный от нуля размагничивающий фактор N_2 имеет вид [4]:

$$N_2 = 2\pi \left[1 - 2\pi \frac{1-e^2}{e^3} \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right) \right]. \quad (2)$$

Мы можем представить в гамильтониане оператор энергии размагничивающего поля в виде слагаемого, описывающего энергию одноионной анизотропии [3]:

$$\mathcal{H}_{разм} = -N_2 M_0^2 \sum_n (S_n^z)^2, \quad (3)$$

где M_0 – намагниченность на один узел.

С учетом (3), гамильтониан рассматриваемой системы можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} + K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\ & - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 - N_2 M_0^2 \sum_n (S_n^z)^2, \end{aligned} \quad (4)$$

где $I_{mn'}$ – константа обменного взаимодействия; S_n^i – i -я компонента спинового оператора в узле n ; $K_1(T) < 0$, $K_2(T) > 0$ – константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, и определяются выражением (1).

Данную модель проще исследовать, используя представление Голстейна-Примакова [5-7]. Не смотря на то, что представление Голстейна-Примакова работает только при больших значениях спина и низких температурах, оно позволяет построить хорошую качественную модель рассматриваемых процессов.

Переходя от проекций спиновых операторов к операторам рождения a_n^+ и уничтожения a_n магнонов, получим гамильтониан $\mathcal{H}^{(2)}$ невзаимодействующих магнонов, который в данном случае имеет очень простой вид:

$$\mathcal{H}^{(2)} = \sum_k A_k a_k^+ a_k, \quad (5)$$

где $A_k = 16K_1(T) + 4K_2(T) + 4N_2M_0^2 + 2\alpha k^2$; a_k^+ , a_k – фурье-образы операторов рождения и уничтожения магнонов, $\alpha = I_k R_0^2$, R_0 – радиус обменного взаимодействия.

В длинноволновом приближении спектр магнонов имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = 16K_1(T) + 4K_2(T) + 4N_2M_0^2 + 2\alpha k^2. \quad (6)$$

Из условия обращения в ноль щели в спектре (6) получим уравнение на значение температуры перехода

$$4K_1(T) + K_2(T) + N_2M_0^2 = 0. \quad (7)$$

Численное решение уравнения (7) дает следующее значение температуры, соответствующее точке устойчивости легкоплоскостной фазы:

$$T_1 = 266 \text{ K}. \quad (8)$$

Как видно из (8), найденная нами температура устойчивости легкоплоскостной фазы практически совпадает с экспериментальными данными, полученными в работе [2], где температура фазового перехода равна 270 K.

2. УГЛОВАЯ ФАЗА

Пусть температура такова, что система находится в угловой фазе, т.е. вектор намагниченности образует угол θ с нормалью к базисной плоскости XOY. Поскольку образец имеет конечные размеры, и магнитный момент направлен под углом к оси, необходимо учитывать влияние боковых поверхностей образца на намагниченность, т.е. учитывать влияние размагничивающих полей. Для образца эллипсоидальной формы слагаемое размагничивающего поля может быть записано в виде зеемановской энергии [4].

В данном случае гамильтониан имеет вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right]^2 - \\ & - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2 - H_z \sum_n S_n^z - H_y \sum_n S_n^y, \end{aligned} \quad (9)$$

где $H_z = N_1 M_0^2$, $H_y = N_2 M_0^2$ – компоненты размагничивающего поля

$$N_1 = 2\pi \frac{1-e^2}{e^3} \left(\ln \frac{1+e}{1-e} - 2e \right). \quad (10)$$

Повернем систему координат вокруг оси OX так, чтобы ось квантования OZ совпадала с направлением магнитного момента. Связь компонент спинового оператора в старой системе координат через компоненты в новой системе координат имеет следующий вид:

$$\tilde{S}_n^x = S_n^x, \quad \tilde{S}_n^y = S_n^y \cos \theta + S_n^z \sin \theta, \quad \tilde{S}_n^z = -S_n^y \sin \theta + S_n^z \cos \theta. \quad (11)$$

Как и ранее, будем исследовать систему, используя представление Голстейна - Примакова [5-7]. Используя связь спиновых операторов с операторами рождения и уничтожения бозонов, представим гамильтониан (9) в следующем виде:

$$\mathcal{H} \approx W_0 + \mathcal{H}^{(1)} + \mathcal{H}^{(2)}, \quad (12)$$

где W_0 не содержит операторов a_k^+ , a_k ;

$$\mathcal{H}^{(1)} = i \sum_k \left(2K_2 \sin 2\theta - 16K_1 \sin 2\theta \sin^2 \theta + H_y \cos \theta - H_z \sin \theta \right) (a_k - a_k^+); \quad (13)$$

$$\mathcal{H}^{(2)} = \sum_k \left[A_k a_k^+ a_k + \frac{1}{2} (B_k a_k^+ a_{-k}^+ + B_k^* a_{-k} a_k) \right] - \text{гамильтониан идеального газа}$$

магнонов;

$$\begin{aligned} A_k = & 2K_2(T) (2 \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) - 4K_1(T) (4 \sin^2 \theta + 3 \sin^2 2\theta - 8 \sin^4 \theta) - \\ & - H_y \sin \theta - H_z \cos \theta + 2\alpha k^2, \end{aligned} \quad (14)$$

$$B_k = B_k^* = 2K_2(T) \sin^2 \theta - 4K_1(T) (4 \sin^2 \theta - 3 \sin^2 2\theta). \quad (15)$$

Гамильтониан $\mathcal{H}^{(1)}$ является линейным по операторам рождения и уничтожения магнонов, что не соответствует реальному физическому процессу, поэтому коэффициенты при операторах a_k и a_k^+ в (13) должны быть равны нулю [6]. Это условие позволяет получить уравнение, определяющее зависимость равновесного угла θ от температуры:

$$-16K_1(T) \sin 2\theta \sin^2 \theta + 2K_2(T) \sin 2\theta - H_z \sin \theta + H_y \cos \theta = 0. \quad (16)$$

В длинноволновом приближении спектр магнонов имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \varepsilon^2(k) = & \left[2\alpha k^2 + 32K_1(T)\sin^2\theta + 32K_1(T)\sin^4\theta + \right. \\ & \left. + 4K_2(T)\cos^2\theta - H_z\cos\theta - H_y\sin\theta \right] \times \\ & \times \left[2\alpha k^2 - 24K_1(T)\sin^2\theta + 32K_1(T)\sin^4\theta + \right. \\ & \left. + 4K_2(T)\cos 2\theta - H_z\cos\theta - H_y\sin\theta \right]. \end{aligned} \quad (17)$$

Если положить в выражении (17) $\theta = \frac{\pi}{2}$, что соответствует фазе «легкая плоскость», то уравнение на температуру перехода из легкоплоскостной фазы имеет вид:

$$32K_1(T) - 4K_2(T) - H_y = 0, \quad (18)$$

численное решение которого дает температуру

$$T_2 = 300 \text{ K}. \quad (19)$$

Если приравнять в выражении (17) $\theta = 0$, что соответствует реализации фазы «легкая ось», то уравнение на температуру перехода из легкоосной фазы имеет вид:

$$4K_2(T) - H_z = 0, \quad (20)$$

численное решение которого дает температуру

$$T_3 = 320 \text{ K}. \quad (21)$$

Можно предположить, что температуры T_2 и T_3 соответствуют точкам устойчивости угловой фазы.

3. ЛЕГКООСНАЯ ФАЗА

Рассмотрим теперь случай высоких температур, когда знаки констант одноионной анизотропии подрешеток урана и кобальта совпадают. В этом случае в системе реализуется легкоосная фаза. Выберем ось OZ вдоль направления намагничивания. Магнитный момент, в свою очередь, направлен вдоль большой полуоси эллипсоида образца, поэтому в легкоосной фазе можно не учитывать влияние размагничивающего поля, т.к. высота образца значительно больше его диаметра.

Гамильтониан системы можно представить в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 \right] - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2, \quad (22)$$

где $K_1(T) > 0$, $K_2(T) > 0$ – константы гексагональной анизотропии урана и одноосной анизотропии кобальта, соответственно, определяемые выражением (1).

Используя киральное соотношение для проекции спиновых операторов $(S_n^x)^2 + (S_n^y)^2 + (S_n^z)^2 = S(S+1)$, перепишем гамильтониан в следующем виде:

$$\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{n,n'} I_{nn'} \bar{S}_n \bar{S}_{n'} - K_1(T) \sum_n \left[S(S+1) - (S_n^z)^2 \right]^2 - K_2(T) \sum_n (S_n^z)^2. \quad (23)$$

В легкоосной фазе для исследования переориентационных фазовых переходов мы воспользуемся техникой операторов Хаббарда [8]. Этот метод позволяет точно учесть одноионную анизотропию и применим при любых температурах вплоть до флуктуационной области вблизи температуры Кюри. Операторы Хаббарда строятся на базе собственных функций одноузельного гамильтониана, который получается путем выделения в гамильтониане (23) среднего поля $\langle S^z \rangle$ [9], связанного с упорядочением магнитных моментов:

$$\mathcal{H}_0 = -\bar{H} \sum_n S_n^z + \left[2S(S+1)K_1 - K_2 \right] (S_n^z)^2 - K_1 (S_n^z)^4, \quad (24)$$

где $\bar{H} = I_0 \langle S^z \rangle$; I_0 – нулевая фурье-компонента обменного интеграла. Решая с гамильтонианом (24) одноузельную задачу, найдем энергетические уровни магнитного иона

$$\begin{aligned} E_{\pm 2} &= \mp 2\bar{H} + \left[8S(S+1) - 16 \right] K_1 - 4K_2, \\ E_{\pm 1} &= \mp \bar{H} + \left[2S(S+1) - 1 \right] K_1 - K_2, \\ E_0 &= 0, \end{aligned} \quad (25)$$

и его собственные функции

$$\Psi_n(2) = |2\rangle, \quad \Psi_n(1) = |1\rangle, \quad \Psi_n(0) = 0, \quad \Psi_n(-1) = |-1\rangle, \quad \Psi_n(-2) = |-2\rangle. \quad (26)$$

В представлении операторов Хаббарда $X_n^{MM'} \equiv |\Psi_n(M')\rangle \langle \Psi_n(M)|$, описывающих переход магнитного иона из состояния $|M\rangle$ в состояние $|M'\rangle$, одноузельный гамильтониан (24) диагонален.

Связь спиновых операторов с операторами Хаббарда имеет следующий вид:

$$S_n^z = 2(X_n^{22} + X_n^{-2-2}) + X_n^{11} - X_n^{-1-1}, \quad (27)$$

$$S_n^+ = 2(X_n^{12} + X_n^{-1-2}) + \sqrt{6}(X_n^{10} + X_n^{0-1}), \quad S_n^- = (S_n^+)^+$$

Используя связь спиновых операторов с операторами Хаббарда, мы можем определить температуру Кюри из условия обращения в ноль среднего значения намагниченности $\langle S_n^z \rangle$, которое, как следует из (27), определяется следующим выражением:

$$\langle S_n^z \rangle = \frac{2 \exp\left(-\frac{E_2}{T}\right) + 2 \exp\left(-\frac{E_{-2}}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right) - \exp\left(-\frac{E_{-1}}{T}\right)}{\exp\left(-\frac{E_2}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_1}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_0}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_{-1}}{T}\right) + \exp\left(-\frac{E_{-2}}{T}\right)}. \quad (28)$$

Численное решение уравнения (28), дает значение температуры Кюри $T_C = 601$ K, что соответствует экспериментальным данным работы [2].

Используя диаграммную технику для операторов Хаббарда [8-9], был получен спектр низкочастотных магнонов, который имеет следующий вид:

$$\varepsilon(k) = 2\alpha k^2 - 21K_1(T) + 3K_2(T) \quad (29)$$

Из условия обращения в ноль щели в спектре (29) получим уравнение на значение температуры перехода

$$K_2(T) = 7K_1(T), \quad (30)$$

численное решение которого дает следующее значение температуры устойчивости легкоосной фазы:

$$T_4 = 340 \text{ K}. \quad (31)$$

Как видно из (31), полученная температура хорошо согласуется с экспериментальными данными, определенными в [2], где переход происходил при 350 K.

ВЫВОДЫ

Проведенные исследования показывают, что построенная теоретическая модель температурной переориентации монокристалла $U_2Co_{15}Si_2$ хорошо согласуется с экспериментальными данными работы [2]. Как показывают наши расчеты, в рассматриваемой системе имеет место два фазовых перехода первого рода. Фазовый переход из легкоплоскостной фазы в угловую фазу осуществляется при температуре $T_1 = 266$ K, а из легкоосной фазы в угловую – при температуре $T_4 = 340$ K. При этом, температуры устойчивости угловой фазы равны $T_2 = 300$ K и $T_3 = 320$ K. Фазовая диаграмма исследованной системы, построенная по нашим расчетам, представлена на рис. 2.

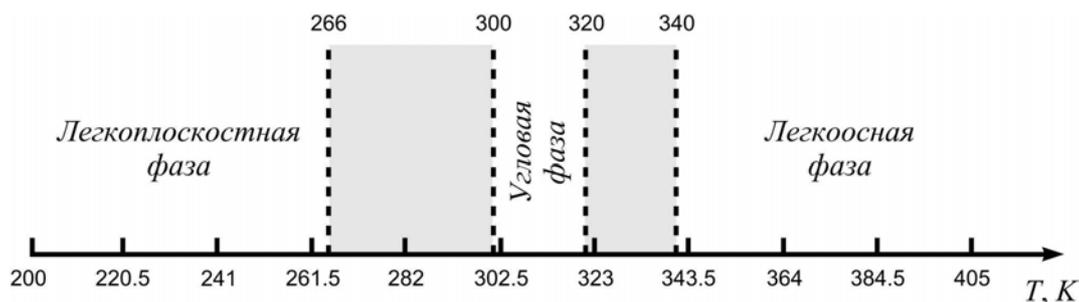


Рис.2. Фазовая диаграмма рассмотренной модели. Затемненные области представляют области сосуществования соответствующих фаз.

Следует отметить, что в работе [2] предполагается, что фазовые переходы «легкая плоскость» - «угловая фаза» и «легкая ось» - «угловая фаза» являются фазовыми переходами второго рода. Такое различие в типе фазовых переходов, но

хорошее совпадение численных значений, по-видимому, связано с тем, что в [2] не исследовалась угловая фаза, а выражение для зависимости угла θ от температуры, приведенное в [2], некорректно использовано (см.[1]).

Небольшие отличия полученных нами критических температур от экспериментальных данных [2] связаны с выбором модели и используемой при расчетах техникой. Однако, полученные нами результаты, отличаются на несколько градусов, а температура Кюри в точности совпадает с экспериментальными данными, что свидетельствует о высокой точности построенной модели.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки Украины.

Список литературы

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, Главная редакция физико-математической литературы 1982. – 621 с.
2. E.A. Tereshina, A.V. Andreev, K. Koyama, Y. Shiokawa, I. Satoh, K. Watanabe. Magnetic anisotropy and spin reorientation in $U_2Co_{15}Si_2$ // JMMM. - V.316. - P. 515 -518. – 2007.
3. Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. - М.: Наука, 1975. – 528с.
4. Кринчик Г.С. Физика магнитных явлений. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 1976. - 367с.
5. Holstein T. and Primakoff H. Field Dependence of the Intrinsic Domain Magnetization of a Ferromagnet // Phys. Rev. – 1940. – Vol. 58. – P. 1098-1113.
6. Ахизер А.И., Барьяхтар В.Г., Пелетминский С.В. Спиновые волны. – М.: Наука, 1967. – 368с.
7. Барьяхтар В.Г., Криворучко В.Н., Яблонский Д.А. Функции Грина в теории магнетизма. – К.: Наук. думка, 1984. – 336 с.
8. Зайцев Р.О. Обобщенная диаграммная техника и спиновые волны в анизотропном ферромагнетике // ЖЭТФ. – 1975. – Т. 68, № 1. – С. 207-215.
9. Изюмов Ю.А., Кассан-оглы Ф.А., Скрыбин Ю.Н. Полевые методы в теории ферромагнетизма. – М.: Наука, 1974. – 224.
10. Вонсовский С.В. Магнетизм. – М.: Наука, 1971. – 1032с.
11. Вальхов В.В., Валькова Т.А., Овчинников С.Г. Квантовая спин-волновая теория ферромагнетиков с произвольным видом одноионной анизотропии // ЖЭТФ. – 1985. – Т. 88, № 2. – С.550-561.

Фрідман Ю.А., Клевець П.М., Войтенко Г.П. Температурна фазова діаграма $U_2Co_{15}Si_2$ // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика» - Т. 21 (60). - № 1. - С. 63-72.

У роботі досліджені переорієнтаційні фазові переходи за температурою у монокристалі $U_2Co_{15}Si_2$. Показано що у системі можуть реалізуватися три фази: легкплощина, легковісна та кутова, – фазові переходи між якими являються переходами першого роду. Розраховані температури стійкості відповідних фаз. Отримані результати добре співвідносяться з експериментальними даними. Побудована фазова діаграма і визначена температура Кюрі.

Ключові слова: фазові переходи, монокристал $U_2Co_{15}Si_2$

Fridman Yu.A., Klevets Ph.N., Voytenko A.P. Temperature phase diagram of $U_2Co_{15}Si_2$ // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika».– V. 21 (60). - № 1. – P. 63-72.

Temperature driven reorientation phase transitions in $U_2Co_{15}Si_2$ monocrystal are investigated. It is shown that three phases can realize in the system: the easy-plane, the easy-axis and the canted phases. The phase transitions between these phases are of the first kind. The temperatures of stability of the corresponding

phases are calculated. The obtained results are in good agreement with the experimental data. The phase diagram is built and the Curie temperature is determined.

Keywords: phase transitions, monocrystal $U_2Co_{15}Si_2$

Поступила в редакцию 05.09.2008 г.

УДК 531.391+514.764.2

ДИНАМИЧЕСКИЙ ХАОС В СИСТЕМЕ КОСМИЧЕСКАЯ СТРУНА- ДИЛАТОННАЯ ЧЕРНАЯ ДЫРА

Жовтан А.В., Рощупкин С.Н.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: alex_ph@fastmail.fm, rsn@tnu.crimea.ua*

Рассмотрен захват и рассеяние дилатонной черной дырой замкнутой космической струны. Изучены различные типы траекторий и получена фрактальная размерность.

Ключевые слова: динамический хаос, космическая струна, космология.

ВВЕДЕНИЕ

Космические струны представляют собой одномерные области концентрации плотности энергии и могут естественно возникать в результате спонтанного нарушения симметрии при фазовых переходах в процессе эволюции Вселенной [1]. В рамках различных моделей Теории Великого Объединения (ТВО) они проявляются как топологические дефекты (наряду с доменными стенками и монополями) и поэтому являются устойчивыми образованиями. Среди этих структур именно космические струны вызывают повышенный интерес с космологической точки зрения, поскольку обладают соответствующими характеристиками, позволяющими их рассматривать в качестве зародышей для тех неоднородностей плотности в ранней Вселенной, которые обусловили последующее образование галактик и скоплений галактик [1].

Нелинейность динамической системы (космической струны) делает возможным существование при некоторых условиях, кроме хорошо исследованных регулярных решений уравнений движения, принципиально новых динамических режимов, в которых движение космической струны не отличается от случайного, хотя имеет место полное отсутствие внешнего источника случайности [2]. Используя для термина “случайный” синонимы “хаотический”, “стохастический”, можно утверждать, что для космической струны, как и для любой нелинейной динамической системы, эти понятия адекватно отображают некоторые внутренние фундаментальные свойства.

Механизмом, который обеспечивает существование хаотического режима в строго детерминированных системах, является локальная неустойчивость, которая приводит к тому, что в начале близкие траектории экспоненциально расходятся в фазовом пространстве. Точнее под стохастичностью можно понимать возникновение в системе статистических свойств из-за локальной неустойчивости. Более того, одним из важных результатов теории КАМ (теория Колмогорова – Арнольда – Мозера) является тот факт, что при увеличении энергии увеличиваются области фазового пространства, в которых преобладает случайный характер

траекторий. При некоторых критических значениях энергии возникает хаос: наблюдается экспоненциальное разбегание первоначально близких траекторий.

В настоящее время хаос в общей относительности и космологии является хорошо установленным фактом. Хаотическим режимам посвящена масса работ, начиная от пионерских работ Хоукинга и Пейджа, касающихся собственно поведения решений уравнений Эйнштейна, и заканчивая исследованием поведения траекторий тестовых частиц в пространстве-времени черных дыр.

В работе [3] была рассмотрена концептуально простейшая и наиболее симметричная система в общей относительности, которая, тем не менее, как показали авторы, ведет к хаотическому режиму. Они рассмотрели задачу двух тел: замкнутая пробная струна в поле черной дыры Шварцшильда. Струна выбиралась коаксиальной к черной дыре и, совершая осцилляции в своей плоскости, двигалась в перпендикулярном направлении. Таким образом, совокупная система была аксиально-симметричной. Авторы показали, что при определенном критическом значении внешнего контрольного параметра, который связан с сохраняющейся энергией струны, система внезапно переходит в хаотический режим.

В данной работе рассматривается похожая система, но обычная шварцшильдовская черная дыра заменяется заряженной дилатонной черной дырой. Поскольку дилатонная черная дыра обладает зарядом Q , то в данном случае он выступает еще одним свободным параметром, кроме сохраняющейся энергии струны, который можно варьировать для нахождения критического значения, при котором система переходит в хаотический режим.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Заряженная дилатонная черная дыра является статическим сферически-симметричным решением эйнштейновско - дилатонной гравитации, которая является низкоэнергетическим пределом суперструнной теории. Метрика заряженной дилатонной черной дыры может быть записана в виде:

$$ds^2 = -\left(1 - \frac{2M}{r}\right) dt^2 + \frac{dr^2}{\left(1 - \frac{2M}{r}\right)} + r\left(r - \frac{Q^2}{M}\right) (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2). \quad (1)$$

Видно, что она отличается от метрики обычной черной дыры Шварцшильда угловой частью, куда входит заряд дилатонной черной дыры Q .

Для ТВО струны с натяжением порядка $G\mu \approx 10^{-6}$, приближение пробной струны является применимым даже для струны большей в 10^4 раз за радиус горизонта черной дыры. Более того, для ТВО струны можно использовать приближение нулевой толщины, в котором космическая струна описывается хорошо известным действием Намбу-Гото

$$S = -\mu \int d\tau d\sigma \sqrt{-\det[G_{ab}]}, \quad (2)$$

где $G_{ab} = g_{\mu\nu} X_{,a}^{\mu} X_{,b}^{\nu}$ является индуцированной метрикой на мировом листе струны. В этом случае струнные уравнения движения и связи (в конформной калибровке) принимают стандартную форму

$$\ddot{X}^{\mu} - X''^{\mu} + \Gamma_{\rho\sigma}^{\mu} (\dot{X}^{\rho} \dot{X}^{\sigma} - X'^{\rho} X'^{\sigma}) = 0, \quad (3)$$

$$g_{\mu\nu} \dot{X}^{\mu} X'^{\nu} = g_{\mu\nu} (\dot{X}^{\mu} \dot{X}^{\nu} + X'^{\mu} X'^{\nu}) = 0, \quad (4)$$

где точка и штрих обозначают производные по координатам на мировом листе струны τ и σ соответственно. Используя метрику (1) и параметризуя замкнутую струну анзацем

$$t = t(\tau), \quad r = r(\tau), \quad \theta = \theta(\tau), \quad \phi = \sigma, \quad (5)$$

находим, что струнные уравнения движения (3) и связи (4) сводятся к следующей системе обычных дифференциальных уравнений

$$\dot{t} = E / \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \ddot{r} + \left[\frac{M}{r^2} \left(r^2 - \frac{Q^2}{M} r \right) - \left(r - \frac{Q^2}{2M} \right) \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \right] \dot{\theta}^2 + \\ + \left[\frac{M}{r^2} \left(r^2 - \frac{Q^2}{M} r \right) + \left(r - \frac{Q^2}{2M} \right) \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \right] \sin^2 \theta = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\ddot{\theta} + \frac{2r - \frac{Q^2}{M}}{r^2 - \frac{Q^2}{M} r} \dot{r} \dot{\theta} + \sin \theta \cos \theta = 0, \quad (8)$$

дополняющихся связью

$$\dot{r}^2 + \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \left(r^2 - \frac{Q^2}{M} r \right) (\dot{\theta}^2 + \sin^2 \theta) = E^2. \quad (9)$$

Возникающая здесь константа интегрирования E играет роль внешнего контрольного параметра (“параметра порядка”). Она равна общей сохраняющейся энергии струны деленной на $2\pi\mu$. В отсутствие других первых интегралов кроме (9), мы имеем дело здесь с трехмерным фазовым пространством.

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

Поскольку система (6-9) неинтегрируема в общем виде, анализ струнной эволюции проводился численно. При этом использовался метод РКФ45

(комбинация методов Рунге-Кутты 4 и 5 порядков). Связь (9) использовалась в качестве независимой проверки точности численного решения.

Очевидно, что в нашем случае также имеется три асимптотики струнной динамики. Струна может пройти черную дыру и уйти на бесконечность: $(r, \theta) = (\infty, \pi)$, струна также может испытать обратное рассеяние и уйти снова на бесконечность: $(r, \theta) = (\infty, 0)$. Наконец, струна может быть захвачена черной дырой и уйдет под ее горизонт: $r \leq 2M$. Кроме этих трех асимптотик, существует бесконечное множество нестабильных периодических орбит, которые разделяют решения с различными асимптотиками в фазовом пространстве всех решений.

Динамика струны очень чувствительна к начальным данным в областях фазового пространства, где находятся нестабильные периодические орбиты. В качестве примера рассмотрим зависимость радиуса струны $R = r \sin \theta$ (вертикальная ось графика) от ее расстояния до экваториальной плоскости черной дыры $Z = r \cos \theta$ (горизонтальная ось графика).

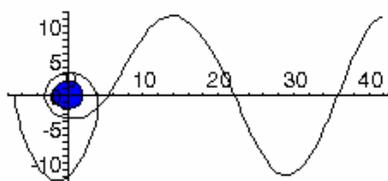


Рис.1. Пример коллапса струны на черную дыру (синий кружок), $Q = 0$.

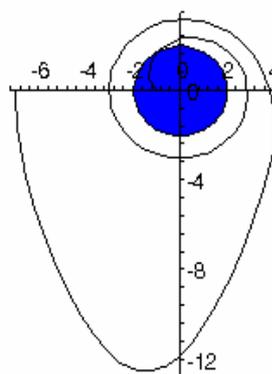


Рис.2. Струна рассеивается черной дырой и уходит на бесконечность. Начальные данные такие же, как и для рис.1. $Q = 0.2$.

На обоих рисунках в начальный момент времени струна сжата в точку и находится на некотором расстоянии от горизонта черной дыры. В последующие моменты времени она начинает расширяться и двигаться в направлении экваториальной плоскости черной дыры. Пройдя экваториальную плоскость, струна продолжает удаляться от нее, одновременно сжимаясь. Затем снова возвращается к черной дыре и, в конце концов, коллапсирует на нее (рис. 1) или выбрасывается из окрестностей и уходит на бесконечность (рис. 2). При этом если

взять заряд $Q = 0.1$, то струна испытает обратное рассеяние. Предсказать заранее, как поведет себя струна при произвольных начальных данных невозможно. Это есть следствие чувствительности системы к начальным данным.

Для лучшего понимания струнной динамики были рассмотрены более детально двумерные срезы четырехмерного фазового пространства начальных условий. Для этого фиксировалась постоянная “энергия” E и использовалось соотношение между начальными значениями $(r, \theta, \dot{r}, \dot{\theta})$ при $\tau = 0$. Как и ожидалось, анализ показал сложную фрактальную структуру этих двумерных срезов независимо от значения заряда дилатонной черной дыры Q (рис. 3,4). Это в свою очередь дает координатно-независимое указание на то, что динамика струны действительно является хаотической. Однако заряд Q оказывает значительное влияние на значение пороговой энергии E , выше которой система переходит в хаотический режим.

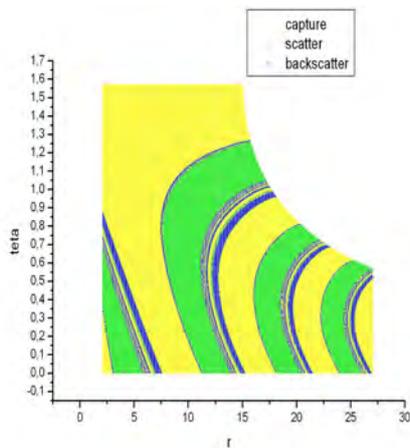


Рис.3. Двумерный срез фазового пространства начальных значений (r, θ) в случае черной дыры Шварцшильда.

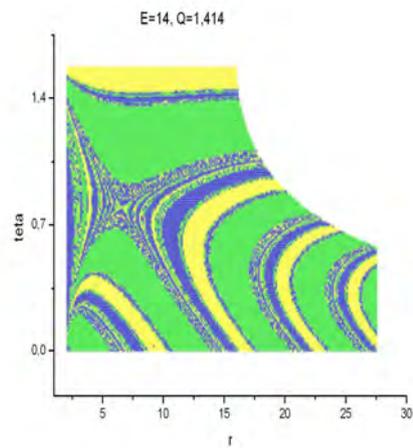


Рис.4. Двумерный срез фазового пространства начальных значений (r, θ) в случае дилатонной черной дыры при $Q = 1.414$.

Для случая черной дыры Шварцшильда значение критической энергии равно $E = 5.67 M$ и определяется только массой черной дыры [3]. В нашем же случае критическая энергия зависит также и от заряда Q . Расчеты показывают, что с ростом заряда критическая энергия уменьшается и при $Q = 1.4$ критическая энергия равна ≈ 2 . То есть в случае заряженной дилатонной черной дыры космическая струна переходит в хаотический режим при меньшей энергии.

Зависимость критической энергии от заряда дилатонной дыры представлена на рис. 5.

Для определения количественной меры мы также вычислили фрактальную размерность для множеств типа изображенных на рис. 3-4. Определений размерности существует несколько, одно из них называется метрическим. Согласно этому определению размерности, фрактальная размерность вычисляется по формуле

$$D = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \frac{\ln(N(\varepsilon))}{\ln(1/\varepsilon)} \quad (10)$$

где $N(\varepsilon)$ является числом квадратов со стороной ε необходимых для покрытия всей границы множества, размерность которого вычисляется. В нашем случае под границей подразумеваются области множества которые содержат точки по крайней мере двух различных цветов. Следует отметить, что заполнение фрактала квадратами и расчет фрактальной размерности по формуле (10) требует значительных машинных ресурсов. В работе [3] авторы для вычисления фрактальной размерности использовали множество размером 4000×3200 точек и получили значение $D = 1.65 \pm 0.03$. Мы же в своих расчетах использовали сетку размером не больше 1000×1000 точек и получили для фрактальной размерности значение $D \approx 1.4$. Однако анализ показывает что такой подход вполне правомерен и позволяет достаточно быстро проследить за изменением фрактальной размерности при изменении заряда дилатонной черной дыры. Зависимость фрактальной размерности от заряда дилатонной черной дыры представлена на рис. 6.

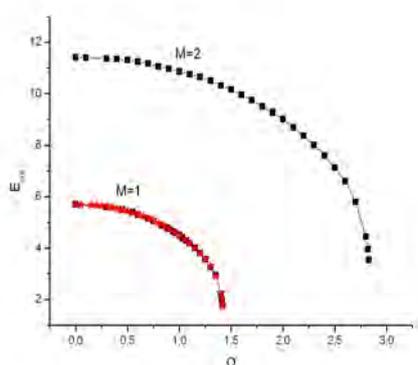


Рис.5. Зависимость критической энергии струны от заряда дилатонной черной дыры.

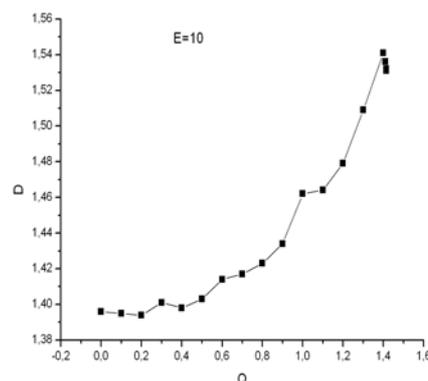


Рис.6. Зависимость фрактальной размерности от заряда дилатонной черной дыры.

Таким образом, суммируя все изложенное выше, можно сделать следующие выводы. Во-первых, независимо от типа черной дыры, замкнутая космическая струна при определенных условиях испытывает хаотическое рассеяние. В этом режиме предсказать поведение струны невозможно. Это есть следствие чувствительности нелинейной системы к начальным данным. Во-вторых, наличие заряда у дилатонной черной дыры качественно картины не меняет, однако заряд значительно влияет на значение критической энергии перехода в хаотический режим: при увеличении заряда критическая энергия довольно быстро уменьшается. Наоборот, фрактальная размерность несколько увеличивается при увеличении заряда дилатонной черной дыры.

Список литературы

1. Vilenkin A., Shellard E.P.S. Cosmic strings and other topological defects / A. Vilenkin, E.P.S. Shellard. –Cambridge Univ. Press, 1994. -534 p.
2. Ott E. Chaos in dynamical systems / E. Ott. –Cambridge Univ. Press, 1993.
3. Frolov A.V., Larsen A.L. Chaotic scattering and capture of strings by black hole / A.V. Frolov, A.L. Larsen // arXiv: gr-qc/9908039v2. -1999.

Жовтан О.В., Рошчупкин С.М. Динамічний хаос у системі космічна струна-ділатона чорна діра // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 73-79.

Розглянуто захоплення і розсіювання ділатонної чорною дірою замкнутої космічної струни. Вивчено різні типи траєкторій і отримана фрактальна розмірність.

Ключові слова: динамічний хаос, космічна струна, космологія

Zhovtan A.V., Roshchupkin S.N. The dynamic chaos in the system circular cosmic strings by a dilatonic black hole // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 73-79.

We consider scattering and capture of circular cosmic strings by a dilatonic black hole. We study the different types of trajectories and obtain the fractal dimension of the basin boundary separating the space of initial conditions according to the different asymptotic outcomes.

Keywords: Dynamic chaos, cosmic string, cosmology

Поступила в редакцію 15.09.2008г.

УДК 539. 391+514. 764.2

АНАЛИЗ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА ДЛЯ ЗАМКНУТОЙ НУЛЬ СТРУНЫ ПОСТОЯННОГО РАДИУСА

Леяков А.П.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: lelyakov@tnu.crimea.ua*

В работе проанализирована система уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса, которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени t полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси. В результате проведенного анализа были определены условия которым должны удовлетворять искомые метрические функции, а также приведено точное решение уравнений Эйнштейна удовлетворяющее найденным условиям.

Ключевые слова: нуль-струна, точные решения, космология.

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике уже достаточно прочно сложилось мнение о том, что исследование многомерных объектов, частью которых и являются струны, может стать еще одним недостающим кирпичиком в нашем понимании природы.

Одно из направлений теории струн состоит в исследовании роли одномерно-протяженных объектов в космологии. Калибровочные теории Великого объединения, основанные на идее спонтанного нарушения симметрии, предсказывают возможность образования в процессе фазовых переходов в ранней Вселенной одномерных топологических дефектов, которые получили название космических струн. В связи с чем, заслуживающим исследования является вопрос о влиянии или о степени влияния этих объектов на дальнейшее развитие Вселенной.

Нуль-струны реализуют предел нулевого натяжения в теории струн. В научной литературе уже обсуждаются некоторые возможности применения нуль-струн в космологии. Так например в работе [1] было показано, что рассматривая газ нуль-струн в качестве доминантного источника гравитации в D -мерных пространствах Фридмана-Робертсона-Уокера с $k=0$, можно описать механизм инфляции характерный для данных пространств, в работе [2] газ реликтовых нуль-струн рассматривался как один из возможных кандидатов на роль носителя так называемой “черной” материи, существование которой во Вселенной, сейчас уже можно считать твердо установленным фактом. И хотя объектом исследования в приведенных примерах является уже не уединенная нуль-струна а газ нуль-струн, свойства этого газа еще остаются неясными. Первым шагом к пониманию свойств газа нуль-струн могут стать задачи о гравитационном поле, порождаемом нуль-струной, движущейся по различным траекториям, а также задачи о поиске траекторий движения пробных нуль-струн в гравитационном поле нуль-струны.

В предлагаемой работе проанализирована система уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса R ,

которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени t полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси. В цилиндрической системе координат ($x^0 = t, x^1 = \rho, x^2 = \theta, x^3 = z$) функции $x^m(\tau, \sigma)$ определяющие данную траекторию движения замкнутой нуль-струны, имеют следующий вид:

$$t = \tau, \rho = R = const., \theta = \sigma, z = \pm \tau, \quad (1)$$

где τ и σ параметры на мировой поверхности нуль-струны, знак \pm соответствует выбору направления движения, в дальнейшем для определенности выберем в (1) знак “-”.

Можно отметить, что траектория (1) достаточно часто реализуются при движении замкнутой нуль-струны в фоновых гравитационных полях, например, в пространстве-времени плоской гравитационной волны [3] и в лоренцевых пространствах с нетривиальной конформной группой, которые описывают распространение ударных гравитационных волн [4].

Формальный анализ, основанный на использовании свойств метрического тензора, симметрий данной задачи, а также условия того, что траектория движения замкнутой нуль-струны (1), сохраняется при движении в собственном гравитационном поле, позволяет представить квадратичную форму для решаемой задачи в следующем виде

$$dS^2 = e^{2\nu} \left((dt)^2 - (dz)^2 \right) - A(d\rho)^2 - B(d\theta)^2, \quad (2)$$

где: $\nu = \nu(q, \rho)$, $A = A(t, z, \rho)$, $B = B(t, z, \rho)$, $q = t + z$.

Компоненты тензора энергии импульса для (1), (2) следующие

$$\begin{aligned} T_{00} = T_{33} = T_{03} &= \gamma e^{2\nu} \delta(q) \delta(\rho - R) / \sqrt{AB}, \\ T_{01} = T_{02} = T_{11} = T_{12} = T_{13} = T_{22} = T_{23} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Анализ системы уравнений Эйнштейна для (2), (3), позволил определить функциональную зависимость метрических функций (2), а именно

$$A = A(q, \rho), B = B(q, \rho), \nu = \nu(q), \quad (4)$$

при этом сама система уравнений Эйнштейна приводится к следующему виду

$$\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) - 2\nu_{,q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 + \left(\frac{B_{,q}}{B} \right)^2 \right) = \chi T_{00}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right)^2 - \frac{A_{,\rho}}{4} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{1}{A} + \frac{1}{B} \right) = 0, \quad (6)$$

$$A_{,\rho} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{1}{A} - \frac{1}{B} \right) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) - \frac{1}{2} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{A_{,q}}{A} - \frac{B_{,q}}{B} \right) = 0, \quad (7)$$

где $A_{,q} = \partial A / \partial q$. Можно заметить, что первое из уравнений (7) можно выполнить следующими способами

$$A_{,\rho} = 0, B_{,\rho} = 0, A = B, \Rightarrow A = B = A(q), \quad (8)$$

$$A_{,\rho} = 0, B_{,\rho} = 0, A \neq B, \Rightarrow A = A(q), B = B(q), \quad (9)$$

$$A_{,\rho} \neq 0, B_{,\rho} \neq 0, A = B, \Rightarrow A = B = A(q, \rho), \quad (10)$$

$$A_{,\rho} = 0, B_{,\rho} \neq 0, \Rightarrow A = A(q), B = B(q, \rho), \quad (11)$$

$$A_{,\rho} \neq 0, B_{,\rho} = 0, \Rightarrow A = A(q, \rho), B = B(q). \quad (12)$$

При этом каждое из равенств (8)-(12) приводит к своим решениям уравнений Эйнштейна, поэтому важно определить какие именно из приведенных случаев могут реализоваться в данной задаче.

Как следует из (3) вне струны ($q \neq 0, \rho \neq R$), все компоненты струнного тензора энергии импульса тождественно равны нулю, а отличны от нуля (стремятся к бесконечности) непосредственно на струне. Данный факт позволяет, в решении поставленной задачи, ограничиться поиском внешних решений уравнений Эйнштейна, но с обязательным определением условий, которым должны удовлетворять искомые метрические функции на струне. При реализации поставленной задачи необходимо понимать, что именно отказ от трех мерности или “размазанности” струны является причиной возникновения сингулярности в струнном тензоре энергии импульса. Однако при попытке рассматривать компоненты струнного тензора энергии импульса как предел некоторого “размазанного” распределения (простая замена дельта функций дельта-функциональными последовательностями) возможны неточности связанные с тем, что непонятно как учитывать возможное появление слагаемых (множителей) которые стремятся к нулю (константе) при стягивании этого “размазанного” распределения в одномерный объект. Поэтому проще изначально рассматривать некоторое “хорошо” определенное распределение, например вещественное, безмассовое скалярное поле (поскольку в решаемой задаче мы рассматриваем скалярный нуль объект) а затем стянуть его в струну требуемой конфигурации, получив при этом условия которым должны удовлетворять метрические функции на струне для внешнего решения уравнений Эйнштейна, конечно же требуя при этом, чтобы компоненты тензора энергии импульса скалярного поля в пределе такого стягивания совпали с компонентами тензора (3).

Расписывая компоненты тензора энергии импульса вещественного безмассового скалярного поля для (2), (4), и сравнивая их с компонентами (3), можно сделать вывод о том, что при стягивании скалярного поля в замкнутую нуль-струну

$$\varphi_{,\rho} \rightarrow 0, \quad (\varphi_{,q})^2 \rightarrow \xi \delta(q) \delta(\rho - R), \quad (13)$$

где $\varphi = \varphi(q, \rho)$ потенциал скалярного поля, ξ константа равная, согласно (3), значению функции $\gamma e^{2\nu} / \sqrt{AB}$ при $q = 0, \rho = R$. Поскольку ковариантная производная от компонент тензора Эйнштейна равна нулю, то требуя равенства нулю ковариантной производной от компонент тензора энергии импульса для вещественного безмассового скалярного поля, получим следующее уравнение

$$\left(g^{\alpha\beta} \varphi_{,\alpha} \right)_{;\beta} = 0, \quad (14)$$

где точка с запятой обозначает ковариантную производную. Интегрируя (14) для (2), (4) получаем

$$A/B = \eta(\varphi_{,\rho})^2. \quad (15)$$

Из (13), (15) следует, что после процедуры стягивания скалярного поля в струну (т.е. на самой струне):

$$A/B = 0. \quad (16)$$

Математически, при стягивании “размазанного” распределения (размерность пространства 3+1) в струну (размерность пространства 1+1), ранг матрицы метрического тензора “размазанной” (внутренней) задачи, вырождается до двух. Следовательно, ранг матрицы метрического тензора искомого внешнего решения в каждой точке на струне также равен двум. Поскольку функция $e^{2\nu}$ не может обратиться в ноль, то непосредственно на струне

$$A(q, \rho)|_{q=0, \rho=R} = 0, \quad B(q, \rho)|_{q=0, \rho=R} = 0, \quad (17)$$

в (17) предполагается что на струне функция $A(q, \rho)$, более высокого порядка малости чем функция $B(q, \rho)$, также следствием (16) есть и то, что случаи (8), (10), в которых предполагалось, что $A = B$ не могут быть реализованы.

1. АНАЛИЗ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (5)-(7) ДЛЯ (11)

Для (11) система уравнений (5)-(7), при условии $q \neq 0, \rho \neq R$, имеет следующий вид

$$\frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) - 2\nu_{,q} \left(\frac{A_{,q}}{A} + \frac{B_{,q}}{B} \right) + \frac{1}{2} \left(\left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 + \left(\frac{B_{,q}}{B} \right)^2 \right) = 0, \quad (18)$$

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) + \frac{1}{2} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right)^2 = 0; \quad \frac{\partial}{\partial q} \left(\frac{B_{,\rho}}{B} \right) - \frac{1}{2} \frac{B_{,\rho}}{B} \left(\frac{A_{,q}}{A} - \frac{B_{,q}}{B} \right) = 0. \quad (19)$$

Можно заметить, что первое из уравнений (19) легко интегрируется, так при условии $B_{,\rho} \neq 0$ (случай $B_{,\rho} = 0$, откуда $B = B(q)$ соответствует (9) и будет рассмотрен ниже) первый и второй интегралы соответственно равны

$$B_{,\rho} / B = 2 / (\rho + \alpha(q)), \quad B(q, \rho) = \beta(q) (\rho + \alpha(q))^2, \quad (20)$$

где $\alpha(q)$ и $\beta(q)$ “константы” интегрирования. Подставляя (20) во второе уравнение (19), получим

$$A_{,q} / A = \beta(q)_{,q} / \beta(q), \quad (21)$$

откуда сразу же

$$\beta(q) = \tilde{\beta}A(q), \quad (22)$$

где $\tilde{\beta}$ положительная константа. Подставляя (20), (22) в (18) получаем

$$\left[\frac{d}{dq} \left(\frac{A_{,q}}{A} \right) - 2\nu_{,q} \frac{A_{,q}}{A} + \frac{1}{2} \left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 \right] = \frac{-1}{(\rho + \alpha)} \left[\alpha_{,qq} - 2\nu_{,q} \alpha_{,q} + \alpha_{,q} \frac{A_{,q}}{A} \right]. \quad (23)$$

Поскольку в полученном выражении слева стоит функция, зависящая только от q а справа произведение функций одна из которых зависит только от q а вторая и от q и от ρ , то единственным возможным продолжением (23) есть

$$\frac{d}{dq} \left(\frac{A_{,q}}{A} \right) - 2\nu_{,q} \frac{A_{,q}}{A} + \frac{1}{2} \left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 = 0; \quad \alpha(q)_{,qq} - 2\nu_{,q} \alpha(q)_{,q} + \alpha(q)_{,q} \frac{A_{,q}}{A} = 0. \quad (24)$$

Заметим, что в (24), $A_{,q} \neq 0$, поскольку в противном случае т.е. при $A = const.$, для того, чтобы выполнить (17) пришлось бы положить $A = 0$, что невозможно, а также $\alpha_{,q} \neq 0$, поскольку в противном случае т.е. при $\alpha = const.$, отношение A/B , согласно (20), (22) есть

$$A/B = 1/\tilde{\beta}(\rho + \alpha)^2, \quad (25)$$

и добиться равенства нулю этого отношения на нуль-струне (т.е. при $q = 0$, $\rho = R$) невозможно. Интегрируя (24), при условии $A_{,q} \neq 0$, $\alpha_{,q} \neq 0$, получаем

$$\lambda_1 A_{,q} / \sqrt{A} = e^{2\nu}; \quad \lambda_2 \alpha_{,q} A = e^{2\nu}, \quad (26)$$

где λ_1, λ_2 - константы интегрирования. Приравнивая левые части полученных равенств, и интегрируя по q , получаем соотношение, связывающее функции $A(q)$ и $\alpha(q)$, а именно

$$\alpha(q) = (\lambda_3 \sqrt{A} - 2\lambda_1 / \lambda_2) / \sqrt{A}. \quad (27)$$

где λ_3 - константа интегрирования. Подставляя (22), (27) в (20) получаем

$$B(q, \rho) = \tilde{\beta} \left(\sqrt{A}(\rho + \lambda_3) - 2\lambda_1 / \lambda_2 \right)^2. \quad (28)$$

Далее заметим, что для того, чтобы (28) удовлетворяло, найденным граничным условиям (17), необходимо положить $\lambda_1 = 0$, что невозможно поскольку тогда, согласно (26) $e^{2\nu} = 0$. Таким образом из приведенного анализа следует, что случай (11) также не может быть реализован в решаемой задаче.

2. АНАЛИЗ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ (5)-(7) ДЛЯ (9), (12) И ВЫВОДЫ

Для (9), (12) система уравнений (5)-(7), при условии $q \neq 0$, $\rho \neq R$, сводится к единственному уравнению, которое может быть записано в следующем виде

$$\frac{\partial}{\partial q} \frac{A_{,q}}{A} - 2\nu_{,q} \frac{A_{,q}}{A} + \frac{1}{2} \left(\frac{A_{,q}}{A} \right)^2 = - \left(\frac{\partial}{\partial q} \frac{B_{,q}}{B} - 2\nu_{,q} \frac{B_{,q}}{B} + \frac{1}{2} \left(\frac{B_{,q}}{B} \right)^2 \right), \quad (29)$$

то есть имеется единственное уравнение, связывающее три искомые функции. Следовательно можно привести большое число решений этого уравнения удовлетворяющих полученным граничным условиям (16), (17). Так например легко проверить, что для (9), следующий набор метрических функций является решением уравнения (29) и удовлетворяет граничным условиям (16), (17):

$$A(q) = \text{sh}^4(\alpha q), \quad B(q) = \text{sh}^2(\alpha q) \text{ch}^2(\alpha q), \quad e^{2\nu} = \text{ch}^2(\alpha q). \quad (30)$$

Далее заметим, что поскольку, для (12) функция $B = B(q)$ и $\nu = \nu(q)$, то правая часть уравнения (29) есть функция только переменной q . Но тогда и левая часть этого уравнения должна зависеть только от переменной q . Тогда из (29) отношение $A_{,q} / A$ есть функция только q , а следовательно для (12) функция $A(q, \rho)$ является произведением функций

$$A(q, \rho) = L(q)F(\rho). \quad (31)$$

В качестве примера можно привести следующий набор метрических функций который удовлетворяет граничным условиям (16), (17) и является решением уравнения (29) для случая (12):

$$A(q, \rho) = (\rho - R)^2 \text{sh}^4(\alpha q), \quad B(q) = \text{sh}^2(\alpha q) \text{ch}^2(\alpha q), \quad e^{2\nu} = \text{ch}^2(\alpha q). \quad (32)$$

Таким образом, в этой работе мы проанализировали систему уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль-струны постоянного (неизменного со временем) радиуса, которая движется вдоль оси z и в каждый момент времени t полностью лежит в плоскости, ортогональной этой оси. В результате проведенного анализа были определены условия, которым должны удовлетворять искомые метрические функции, а также приведены примеры решений уравнений Эйнштейна, удовлетворяющие найденным условиям.

Список литературы

1. Roshchupkin S.N., Zheltukhin A.A. Friedman Universes and exactly solution on string cosmology // Class. Quantum. Grav. - 1995. - Vol. 12. - p. 2519 - 2524.
2. Peebles P.S.E. Principles of physical cosmology / Princeton University Press, 1994.
3. Арифов Л.Я., Леяков А.П., Рошупкин С.Н. Динамика струн и нуль-струн в поле гравитационных волн // УФЖ. - 1998. - т. 43. - с. 890 - 895.
4. Арифов Л.Я., Леяков А.П., Рошупкин С.Н. Точные решения для нуль-струны в лоренцевых пространствах с нетривиальной конформной группой // УФЖ. - 1999. - т. 44. с. 801-804.

Леяков О.П. Аналіз системи рівнянь Ейнштейна для замкненої нуль-струни постійного радіуса // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія "Фізика". - Т. 21 (60). - № 1. - С. 80-86.

У роботі проаналізована система рівнянь Ейнштейна для замкненої нуль-струни постійного (незмінного з часом) радіуса, що прямує уздовж осі z і в кожен момент часу t цілком лежить у площині, ортогональній цієї осі. У результаті проведеного аналізу були визначені умови яким повинні

задовольняти метричні функції а також приведені приклади можливих розв'язків рівнянь Ейнштейна які задовольняють знайденим умовам.

Ключові слова: нуль-струна, точні розв'язки, космологія

Lelyakov A.P. The analysis of system Einstein equations for the closed null-string of constant radius // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series “Fizika”. – V. 21 (60). - № 1. – P. 80-86.

In this article, we analyzed the system of Einstein equations for closed null string of constant radius which goes along an axis Z and at each moment of time completely lays in a plane, orthogonal this axis. As a result of the carried out analysis conditions which required metric functions are determined should to satisfy and also the exact solutions of Einstein equations satisfying the found conditions is given.

Keywords: null string, exact solution, cosmology.

Поступила в редакцію 21.03.2008 з.

УДК 539. 391+514. 764.2

КОСМИЧЕСКАЯ НУЛЬ-СТРУНА В ГРАВИТАЦИОННОМ ПОЛЕ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЧЕРНОЙ ДЫРЫ В ПРИБЛИЖЕНИИ СЛАБОГО ПОЛЯ

Петраш А.Н.¹, Рощупкин С.Н.²

¹*Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности,
Севастополь, Украина*

²*Таврический национальный университет им.В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: rsn@tnu.crimea.ua*

В работе изучена деформация космической нуль-струны вращающейся черной дырой в приближении слабого поля. Получены общие уравнения описывающие динамику нуль-струны. Показано, что решение описывающее нуль-струну не зависит от ее массы.

Ключевые слова: нуль-струна, черная дыра, космология.

ВВЕДЕНИЕ

Гипотеза о струнной природе механизма инфляции вызывает большой интерес к исследованию динамики струн в искривленных пространствах. В связи с этим актуальными являются вопросы о решении уравнений движения струны в различных искривленных пространствах и самосогласованном рассмотрении струн в качестве доминантных источников гравитации в рассматриваемых пространствах [1]. Однако уравнения движения, описывающие струну в искривленном пространстве, представляют собой сложную систему связанных нелинейных дифференциальных уравнений в частных производных для которых получены только отдельные частные решения [2].

Ситуация значительно упрощается если перейти к рассмотрению нуль-струн, которые реализуют предел нулевого натяжения струн. Поскольку натяжение струн меряется отрицательными степенями планковской массы M_{pl} , то с физической точки зрения предел нулевого натяжения соответствует асимптотически большим масштабам энергии $E \gg M_{pl}$. Поэтому естественно предположить, что нуль-струны реализуют высокотемпературную фазу теории струн, характеризуемую отсутствием размерных параметров. Нарушение конформной симметрии приводит к возникновению ненулевого натяжения у нуль-струны, причем роль параметра характеризующего это натяжение, играет M_{pl} . Качественно эту картину можно пояснить, если предположить, что нуль-струны могут взаимодействовать со скалярным полем, обладающим отличным от нуля вакуумным средним $\langle \varphi \rangle \approx M_{pl}$. Тогда свободные струны и нуль-струны можно рассматривать как различные вакуумные состояния струны, взаимодействующей со скалярным полем посредством действия следующего вида:

$$S = \frac{1}{2} \int d\tau d\sigma \left[\frac{\det(\partial_\mu \bar{x} \partial_\nu \bar{x})}{E(\tau, \sigma)} - \lambda E(\tau, \sigma) \varphi^4 + \frac{1}{\alpha'} E(\tau, \sigma) \varphi^2 + \dots \right]. \quad (1)$$

Вакуумные ожидания поля φ , отвечающие различным экстремалиям потенциальной энергии поля φ , даются выражениями

$$\langle \varphi \rangle_0 = 0, \quad \langle \varphi \rangle_{\pm} = \pm \sqrt{\frac{1}{2\lambda\alpha'}}, \quad (2)$$

первое из которых отвечает симметричной фазе, а второе – фазе с нарушенной конформной и дискретной ($\varphi \rightarrow -\varphi$) симметриями. Тогда в окрестности первого вакуума действие (1) совпадает с действием нуль-струны [3,4], а в окрестности второго вакуума – со стандартным представлением Намбу-Готто

$$S \approx \langle \varphi \rangle_+ \int d\tau d\sigma \sqrt{-\det(\partial_\mu \bar{x} \partial_\nu \bar{x})}, \quad (3)$$

после исключения вспомогательного поля $E(\tau, \sigma)$. Откуда видно, что роль параметра натяжения при таком сценарии играет вакуумное среднее $\langle \varphi \rangle_+$.

1. ДИНАМИЧЕСКИЕ УРАВНЕНИЯ И КИНЕМАТИЧЕСКИЕ СВЯЗИ ДЛЯ СТРУН И НУЛЬ СТРУН

Свободная струна, движущаяся в плоском пространстве Минковского замечает мировую поверхность. Действие для свободной замкнутой суперструны определяется выражением

$$S = \frac{T}{2} \int d\tau d\sigma \eta_{\mu\nu} \sqrt{h} \left[h^{\alpha\beta} \partial_\alpha x^\mu \partial_\beta x^\nu + i \bar{\Psi}^\mu \gamma^\alpha \partial_\alpha \Psi^\nu \right], \quad (4)$$

где $T = 1/2\pi\alpha'$ – натяжение струны, $x^0 = \tau$ и $x^1 = \sigma$ пространственно и времени подобные координаты струны, $h^{\alpha\beta}$ – двумерная метрика мировой поверхности ($\alpha, \beta = 0, 1$), $x^\mu(\tau, \sigma)$ ($\mu, \nu = 0, 1, \dots, D-1$) координаты мировой поверхности струны распространяющейся в D -мерном пространстве Минковского с метрикой $\eta_{\mu\nu}$. Спиноры на мировой поверхности обозначаются $\Psi^\mu = \Psi^\mu(\tau, \sigma)$, а γ^α – 2×2 матрицы Дирака с алгеброй $\{\gamma_\alpha, \gamma_\beta\} = 2\eta_{\alpha\beta}$. Действие (4) связывает пространственные (бозонные) координаты $x^\mu(\tau, \sigma)$ с фермионными координатами $\Psi^\mu = \Psi^\mu(\tau, \sigma)$ и инвариантно при бесконечно малых суперсимметричных преобразованиях

$$\delta x^\mu = i \bar{\varepsilon} \Psi^\mu, \quad \delta \Psi^\mu = \gamma^\alpha \partial_\alpha x^\mu \varepsilon, \quad (5)$$

в которых ε – постоянный антикоммутирующий спинор.

В дальнейшем ограничимся бозонным сектором и рассмотрим движение струны в искривленном пространстве-времени с метрикой $g_{\mu\nu}$. В этом случае действие (4) может быть представлено формулой

$$S = \frac{T}{2} \int d\tau d\sigma g_{\mu\nu} \eta^{\alpha\beta} \partial_\alpha x^\mu \partial_\beta x^\nu. \quad (6)$$

В действии (6) использована конформная калибровка $h^{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta}$ которая позволяет заменить 2-мерную метрику мировой поверхности $h^{\alpha\beta}$ на плоскую метрику $\eta^{\alpha\beta}$. Это возможно в силу того, что действие (6) инвариантно относительно Вейлевских преобразований $h^{\alpha\beta} \rightarrow f(\sigma)h^{\alpha\beta}$ и зависимость от $h^{\alpha\beta}$ может быть откалибрована. Фактически действие (6) описывает нетривиальную квантовую теорию поля известную как нелинейная σ - модель [5]. В $D = 4$ мерном пространстве-времени действие (6) приводит к следующим уравнениям движения струны и связям

$$\ddot{x}^\mu + \Gamma_{\nu\rho}^\mu \dot{x}^\nu \dot{x}^\rho = \lambda(x''^\mu + \Gamma_{\nu\rho}^\mu x'^\nu x'^\rho), \quad (7)$$

$$g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = -\lambda(g_{\mu\nu} x'^\mu x'^\nu), \quad (8)$$

$$g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu x'^\nu = 0, \quad (9)$$

где $(\dots)' \equiv \partial/\partial\tau$, $(\dots)'' \equiv \partial/\partial\sigma$. $\lambda = 1$ соответствует струне с натяжением, а $\lambda = 0$ - нуль-струне. Эволюция струны, описываемая уравнениями (7)-(9), даже в простейшем искривленном фоновом пространстве описывается сложной системой нелинейных уравнений в частных производных. Даже в пространстве Шварцшильда система (7)-(9) фактически неинтегрируема и имеет хаотическое поведение. Однако, возможно найти точную эволюцию для некоторых особых конфигураций [6]. Хаотическое поведение означает, что найти полную классификацию возможных классических траекторий струн в пространстве Шварцшильда безнадежно. В случае нуль-струн ситуация значительно упрощается. Хотя каждая индивидуальная точка нуль-струны движется по светоподобной геодезической, нуль-струна в целом может иметь совершенно нетривиальную динамику. Ситуация качественно подобна той, которая имеет место в ОТО. Хорошо известно, что каждый луч в пучке движется по геодезической, тогда как распространение пучка в целом может быть крайне нетривиально в виду действия приливных сил. Динамика нуль-струн в искривленном пространстве может быть получена из динамики точечных частиц. Это по существу вопрос интерпретации хорошо известных результатов для точечных частиц в пространстве размерных объектов. Существуют две физически различные ситуации. Они различаются тем, что связь (9) выполняется автоматически или нет. Если она выполняется автоматически, то эволюция нуль-струны почти тривиальна в том смысле, что каждая точка нуль-струны движется по светоподобной геодезической (траектория безмассовой частицы) без какой либо корреляции с другими точками струны. Тогда движение нуль-струны сводится попросту к движению коллектива безмассовых

точечных частиц, совершенно независимых друг от друга. Если же связь (9) не выполняется автоматически, тогда возникает нетривиальная корреляция между различными точками нуль-струны, природа которой чисто «струнная».

2. ПРИБЛИЖЕНИЕ СЛАБОГО ПОЛЯ ДЛЯ НУЛЬ СТРУНЫ

Как уже было отмечено выше, уравнения описывающие динамику нуль-струны соответствуют $\lambda = 0$ в формулах (7)-(9) и имеют вид

$$\ddot{x}^\mu + \Gamma_{\nu\rho}^\mu \dot{x}^\nu \dot{x}^\rho = 0, \quad (10)$$

$$g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu \dot{x}^\nu = 0, \quad (11)$$

$$g_{\mu\nu} \dot{x}^\mu x'^\nu = 0. \quad (12)$$

В отсутствии внешнего гравитационного поля $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$, где $\eta_{\mu\nu}$ - метрика плоского пространства-времени. В декартовых координатах $\eta_{\mu\nu} \equiv \text{diag}(-1, 1, 1, 1)$ и $\Gamma_{\nu\rho}^\mu = 0$. Легко убедиться, что

$$x_0^\mu(\tau, \sigma) = (\tau, \tau \cos \sigma, \tau \sin \sigma, c), \quad (13)$$

где c - некоторая константа, является решением уравнений (10)-(12) и описывает замкнутую нуль-струну в пространстве Минковского. Далее рассмотрим как это решение модифицируется когда замкнутая нуль-струна движется в слабом гравитационном поле. С этой целью представим метрический тензор и мировые координаты нуль-струны в виде:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + \theta_{\mu\nu}, \quad (14)$$

$$x^\mu(\tau, \sigma) = x_0^\mu(\tau, \sigma) + x_1^\mu(\tau, \sigma), \quad (15)$$

где $\theta_{\mu\nu}$ и $x_1^\mu(\tau, \sigma)$ соответствуют малым возмущениям метрики и мировых координат нуль-струны соответственно. Подставляя (14), (15) в уравнения (10)-(12) приходим к следующим уравнениям описывающим деформацию мировой поверхности струны в слабом гравитационном поле

$$\ddot{x}_1^\mu = F^\mu, \quad F^\mu = \frac{1}{2} \eta^{\mu\lambda} \Gamma_{\lambda\nu\rho}(\theta) \dot{x}^\nu \dot{x}^\rho = 0, \quad (16)$$

$$2\eta_{\mu\nu} \dot{x}_0^\mu \dot{x}_1^\nu + \theta_{\mu\nu} \dot{x}_0^\mu \dot{x}_0^\nu = 0, \quad (17)$$

$$\eta_{\mu\nu} (\dot{x}_0^\mu x_1'^\nu + x_0'^\nu \dot{x}_1^\mu) + \theta_{\mu\nu} \dot{x}_0^\mu x_0'^\nu = 0, \quad (18)$$

где символы Кристоффеля вычисляются для метрического тензора $\theta_{\mu\nu}$.

Линеаризованные уравнения (16)-(18) могут быть использованы для изучения движения нуль-струны на больших расстояниях от черной дыры. В этом случае гравитационное поле черной дыры может быть аппроксимировано следующим образом

$$dS^2 = -\left(1 - \frac{2M}{R}\right) dt^2 + \left(1 + \frac{2M}{R}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) - \frac{4J}{R^3} (xdy - ydx) dt, \quad (19)$$

где $R^2 = x^2 + y^2 + z^2$, а M и J - масса и угловой момент черной дыры соответственно. Фактически это асимптотическая форма для метрики пригодная для описания произвольного локализованного стационарного распределения материи. В соответствии с (19) возмущающее поле может быть представлено в виде двух слагаемых

$$\theta_{\mu\nu} = \theta_{1\mu\nu} + \theta_{2\mu\nu}, \quad (20)$$

где первый член представляет Ньютоновскую часть

$$\theta_{1\mu\nu} = \frac{2M}{R} \delta_{\mu\nu}, \quad (21)$$

а второй связан с вращением черной дыры

$$\theta_{2\mu\nu} = \frac{4J}{R^3} \delta^0_{(\mu} \varepsilon_{\nu)\alpha 03} x^\alpha. \quad (22)$$

Подставляя (13), (20)-(22) в уравнения (16)-(18) и интегрируя их, находим поправки к нулевому приближению

$$t_1(\tau, \sigma) = M \ln(\tau + \sqrt{c^2 + \tau^2}) + \tau C_{1t}(\sigma) + C_{2t}(\sigma), \quad (23)$$

$$x_1(\tau, \sigma) = -M \cos \sigma \ln(\tau + \sqrt{c^2 + \tau^2}) - \frac{J \sqrt{c^2 + \tau^2} \sin \sigma}{c^2} + \tau C_{1x}(\sigma) + C_{2x}(\sigma), \quad (24)$$

$$y_1(\tau, \sigma) = -M \sin^3 \sigma \ln(\tau + \sqrt{c^2 + \tau^2}) - \frac{2J \sqrt{c^2 + \tau^2} \cos \sigma}{c^2} + \tau C_{1y}(\sigma) + C_{2y}(\sigma), \quad (25)$$

и связи

$$-\frac{M}{c} - c_{1t}(\sigma) + \cos \sigma \left(c_{1x}(\sigma) - \frac{M \cos \sigma}{c} \right) + \sin \sigma \left(c_{1y}(\sigma) - \frac{M \sin^3 \sigma}{c} \right) = 0, \quad (26)$$

$$\begin{aligned} & \cos \sigma \left(-\frac{J \cos \sigma}{c} + M \ln c \cdot \sin \sigma + c'_{2x}(\sigma) \right) + \\ & + \sin \sigma \left(-\frac{2J \sin \sigma}{c} - 3M \ln c \cdot \cos \sigma \sin^2 \sigma + c'_{2y}(\sigma) \right) - c'_{2t}(\sigma) = 0, \end{aligned} \quad (27)$$

Связи (26), (27) позволяют довольно просто найти «константы» интегрирования

$$\begin{aligned} c_{1t} &= -M/c, \quad c_{2t} = 0, \quad c_{1x}(\sigma) = M \cos \sigma / c, \quad c_{1y}(\sigma) = M \sin^3 \sigma / c, \\ c_{2x}(\sigma) &= J \sin \sigma / c + M \ln c \cdot \cos \sigma, \quad c_{2y}(\sigma) = 2J \cos \sigma / c + M \ln c \cdot \sin^3 \sigma. \end{aligned} \quad (28)$$

Формулы (23)-(25), (28) дают окончательный результат для поправки первого приближения по возмущающему гравитационному полю. Общий вид мировой

поверхности заматаемой нуль-струной и описываемой формулами (13), (23)-(28) представлен на рис.1.

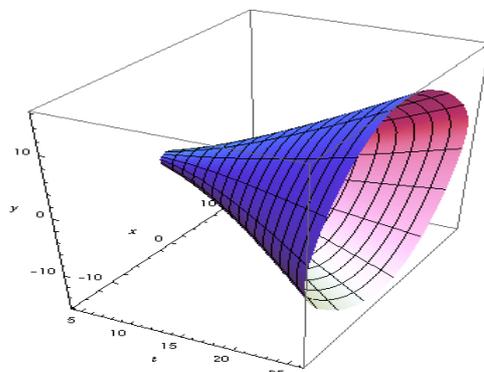


Рис.1. Общий вид мировой поверхности заматаемой нуль-струной и описываемой формулами (13), (23)-(28) .

На рисунках 2-5 изображена замкнутая нуль-струна лежащая в плоскости параллельной плоскости xoy при различных значениях углового момента черной дыры и фиксированных значениях параметров M и c . Из рисунков видно, что с ростом углового момента черной дыры, начальная конфигурация нуль-струны (окружность) деформируется, а ее радиус увеличивается.

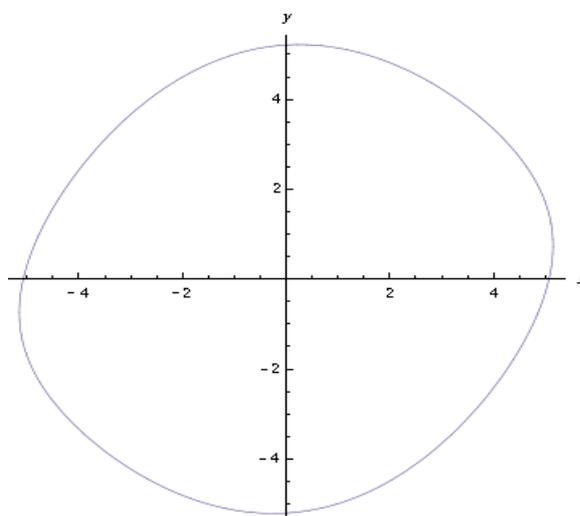


Рис.2. Замкнутая нуль-струна лежащая в плоскости параллельной плоскости xoy при значении углового момента черной дыры $J = 1$.

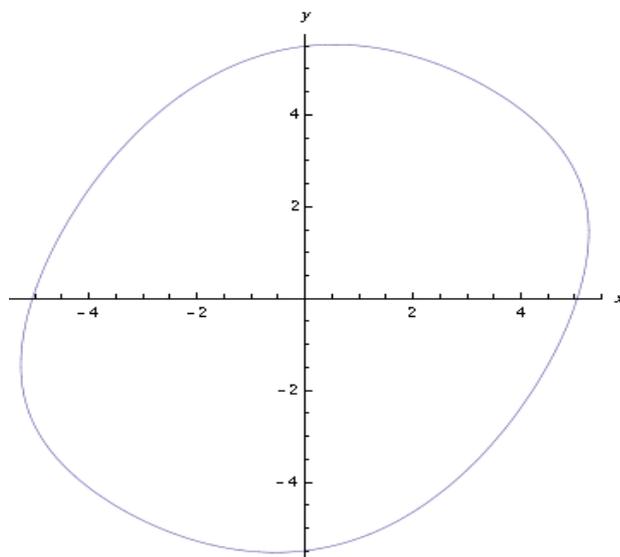


Рис.3. Замкнутая нуль-струна лежащая в плоскости параллельной плоскости xoy при значении углового момента черной дыры $J = 2$.

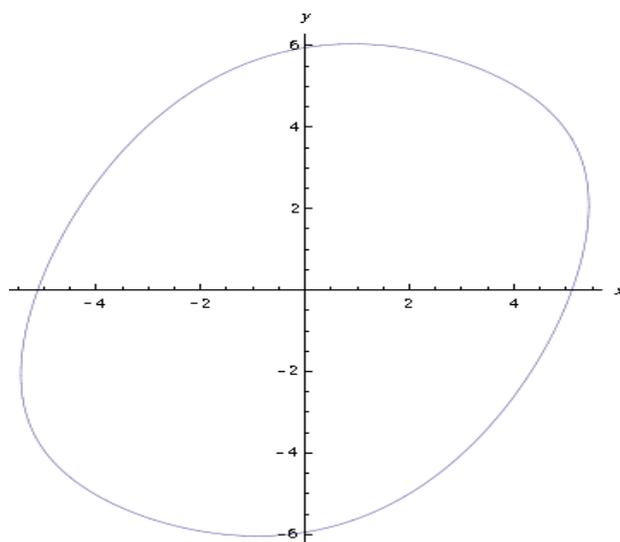


Рис.4. Замкнутая нуль-струна лежащая в плоскости параллельной плоскости xoy при значении углового момента черной дыры $J = 3$.

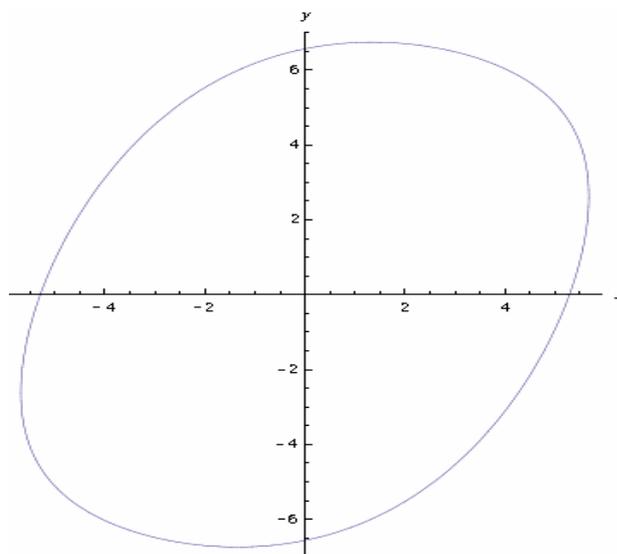


Рис.5. Замкнутая нуль-струна лежащая в плоскости параллельной плоскости xoy при значении углового момента черной дыры $J = 4$.

ВЫВОДЫ

В работе получены общие уравнения описывающие в приближении слабого поля замкнутую нуль-струну в гравитационных полях. Полученные уравнения применены к исследованию динамики нуль-струны в гравитационном поле вращающейся черной дыры. Показано, что начальная конфигурация нуль-струны деформируется, а мировая поверхность нуль-струны раздувается, причем раздувание мировой поверхности происходит за счет Ньютоновской части метрического тензора, а деформация обусловлена вращением черной дыры. Показано, что решение слабо зависит от параметров задачи. Полученные решения могут быть использованы в качестве тестовых при анализе численных решений описывающих динамику нуль-струны в гравитационных полях.

Список литературы

1. M.P. Dabrowski, A.L. Larsen Strings in homogeneous background space time. Phys. Rev. D., v.57, №8, p. 5108-5117, 1998.
2. P. Prozhilov Exact string solutions in nontrivial backgrounds, e-print: hep-th/0103154.
3. Roshchupkin S.N., Zheltukhin A.A. Friedman Universes and exactly solution on string cosmology // Class. Quantum. Grav. – 1995. – Vol. 12. – p. 2519–2524.
4. Roshchupkin S.N., Zheltukhin A.A. Varionational principle and a perturbative solution of non-linear string equations curved space. // Nucl. Phys. Grav. – 1999. – V. 543 B. – P. 365–386.
5. Барбашов Б.М., Нестеренко В.В. Модель релятивистской струны в физике адронов. М.: Энергоатомиздат, 1987. –175 с.
6. M.P. Dabrowski Null string in Schwarzschild space time. Phys. Rev. D., v.55, №10, p. 6409-6414, 1997.

Петраш О.М., Роцупкин С.М. Космічна нуль-струна в гравітаційному полі чорної діри, що обертається в наближенні слабкого поля // Учені записки Таврійського національного університета ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 87-95.

У роботі вивчена деформація космічної нуль-струни в гравітаційному полі чорної діри, що обертається в наближенні слабкого поля. Отримано загальні рівняння нуль-струни, що описують динаміку. Показано, що розв'язок який описує нуль-струну не залежить від її маси.

Ключові слова: нуль-струна, чорна діра, космологія.

Petrash A.N., Roshchupkin S.N. Cosmic null string in the gravitational field rotating black hole in weak field approximation// Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 87-95.

We study the deformation of a cosmic null string by a nearly rotating black hole in the weak field approximation. The general null string equations were find. It is shown that null string solution do not depend from black hole mass.

Keywords: null string, black hole, cosmology.

Поступила в редакцію 17.09.2008 г.

УДК 539.391+514.764.2

ТЕМНАЯ ВСЕЛЕННАЯ

Жовтан А.В.¹, Леляков А.П.¹, Петраш А.Н.², Роцупкин С.Н.¹

¹*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина*

²*Севастопольский национальный университет ядерной энергии и промышленности,*

Севастополь, Украина

E-mail: alex_ph@fastmail.fm, rsn@tnu.crimea.ua, lelyakov@tnu.crimea.ua

Недавние наблюдательные исследования далеких вспышек сверхновых звезд указывают на присутствие во Вселенной космического вакуума, плотность энергии которого превышает плотность всех других форм космической энергии вместе взятых. Вакуум создает поле антигравитации, которое вызывает ускоренное космологическое расширение. Это ускорение и было обнаружено в наблюдениях. Открытие космического вакуума влечет за собой коренной пересмотр устоявшихся представлений о современном состоянии вселенной.

Ключевые слова: темная материя, космология

ВВЕДЕНИЕ

После полуторагодичных наблюдений и анализа полученных данных с космического зонда **WMAP** была опубликована новая карта Вселенной, представляющая выдающееся достижение космологии. Она ответила на ряд до сих пор спорных вопросов, жизненно важных для понимания истории и структуры видимой части Вселенной. Даже краткое перечисление этих результатов позволяет понять, какой огромный шаг сделала теперь наука о Вселенной.

Окончательно выяснено, что возраст Вселенной $13,7 \pm 0,2$ миллиарда лет. Эта цифра помогает точно определить и одну из важнейших констант, так называемую постоянную Хаббла, которая показывает скорость расширения нашей Вселенной (а заодно позволяет определить расстояния в ней), – она составляет $72 \pm 8 \text{ км/с} \cdot \text{Mpc}$. Окончательно установлено, что пространство Вселенной геометрически плоское. Доказано также, что масса Вселенной состоит на 4 процента из массы обычного вещества, на 26 процентов – из так называемого темного вещества, природа которого до сих пор не известна (ясно лишь, что это необычное вещество, так как оно неспособно излучать свет) и на остальные 70 процентов – из так называемой темной энергии тоже неизвестной природы под действием которой Вселенная ускоренно расширяется. Наконец, доказано, что Вселенная родилась в результате Большого Взрыва, за которым почти немедленно последовала инфляция (период чудовищно быстрого расширения), в результате которого Вселенная в основном и достигла нынешних огромных размеров, а спустя примерно 200 миллионов лет после окончания инфляции во Вселенной появился первый свет то ли от гигантских звезд, то ли от черных дыр.

1. НЕСТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА

Первая попытка описания происхождения и эволюции Вселенной была предпринята Эйнштейном на основе сформулированной общей теории относительности (ОТО). Уравнения Эйнштейна выводятся из принципа наименьшего действия для гравитационного поля и материи и в простейшем случае имеют следующий вид [1,2]:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \left(\frac{8\pi G}{c^4} \right) T_{\mu\nu}, \quad (1)$$

где $g_{\mu\nu}$ - метрический тензор, $R_{\mu\nu} = g^{\alpha\beta} R_{\alpha\mu\beta\nu}$ - тензор Риччи, $R_{\alpha\mu\beta\nu}$ - тензор кривизны, R - скалярная кривизна, G - гравитационная постоянная, а $T_{\mu\nu}$ - тензор энергии-импульса:

$$T_{\mu\nu} = (\varepsilon + p)u_\mu u_\nu - pg_{\mu\nu}, \quad (2)$$

ε - плотность энергии, p - давление, u_μ - 4- скорость.

Однако собственно уравнения ОТО, как и любые уравнения движения, не определяют полностью эволюцию объекта в пространстве-времени: необходимо задать начальные условия, а также уравнение, связывающее плотность энергии ε и давление p , т.е. уравнение состояния. Основное предположение классической космологии – допущение, что эволюция Метагалактики определяется гравитационными силами. Впервые эта идея была реализована Эйнштейном в 1917г., который исходил из традиционных в то время представлений о неизменности мира.

Разумеется, начальные условия происхождения Вселенной никто не знал и поэтому они были сформулированы из соображений простоты и называются теперь основными космологическими постулатами: Вселенная на протяжении всех этапов своей эволюции являлась и является объектом однородным и изотропным.

Основные космологические постулаты являются очень сильными требованиями и практически определяют эволюцию Вселенной. Однако гораздо важнее тот факт, что сформулированные из соображений простоты, тем не менее, сравнительно хорошо согласуются с наблюдениями. Довольно грубое доказательство изотропии Вселенной производится путем подсчета числа галактик и их скоплений в одинаковых телесных углах, но в разных направлениях. Более точную оценку изотропии Вселенной дают измерения интенсивности реликтового излучения в зависимости от направления – с точностью $\approx 10^{-4}$ угловое распределение реликтового излучения можно считать изотропным (см. рис.1).

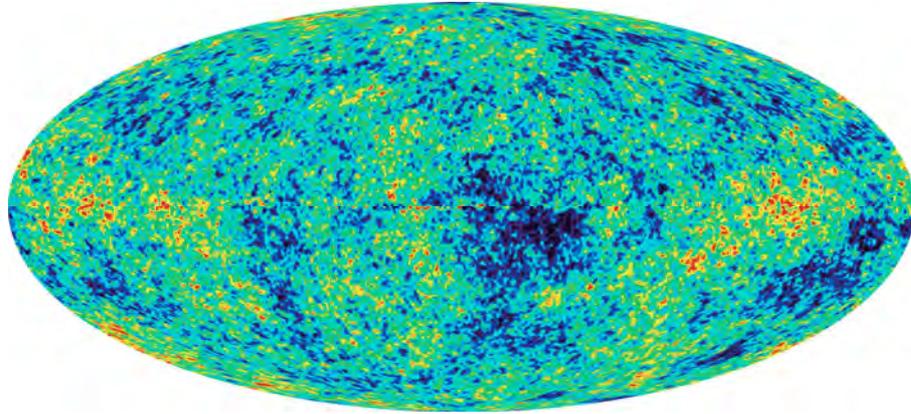


Рис.1. Пространственная структура реликтового излучения, заполняющего Вселенную. Детальный анализ анизотропии его энергетического спектра, то есть различий в энергии излучения по направлениям (показаны цветом), поможет узнать больше о природе тёмной энергии. Данные WMAP.

WMAP и анизотропия микроволнового излучения

Черные точки - экспериментальные данные

Красная линия - предсказания инфляционной теории

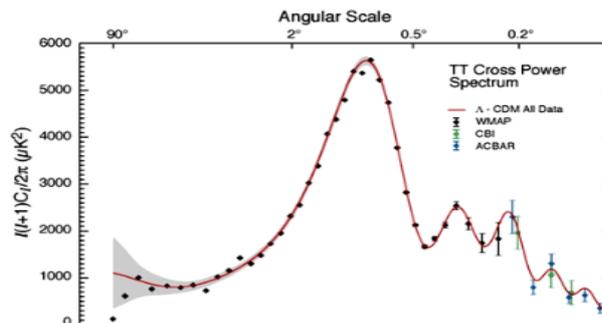


Рис.2. Экспериментальные и теоретические данные по анизотропии реликтового излучения (данные спутника WMAP)

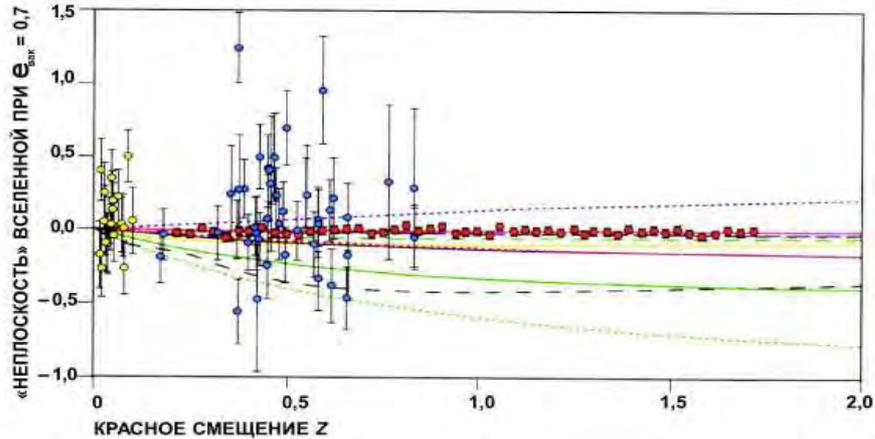


Рис.3. Уже полученные результаты (с вертикальными отрезками, отвечающими экспериментальным ошибкам) и ожидаемые (красные точки) от будущих наблюдений за сверхновыми с большими значениями красного смещения (или величины z).

С такой же точностью можно считать изотропным и пространство Вселенной. Постулат об однородности Вселенной выполняется только на больших расстояниях. Практически все основные модели Вселенной базируются на основных космологических постулатах, однако физические предпосылки в различных моделях существенно отличаются друг от друга. В своей первой работе по космологии, с которой и началась современная наука о вселенной, Эйнштейн исходил из многовековых традиционных представлений классической науки о вечности и неизменности Вселенной. Однако его попытки получить статическое решение уравнений ОТО при основных космологических постулатах окончились неудачей, что вообще-то неудивительно, так как гравитация характеризуется силой только одного знака – притяжением и статическое решение для системы гравитирующих тел невозможно. И оно было снято Эйнштейном. Поскольку уравнения ОТО не имели стационарного решения, то чтобы нейтрализовать, уравновесить всемирное тяготение и обеспечить неподвижность распределенного во Вселенной вещества, Эйнштейну фактически пришлось допустить существование всемирного анти-тяготения. Для описания анти-тяготения Эйнштейн модифицировал ОТО введя в уравнения ОТО константу Λ , которая по сути была эквивалентна силам отталкивания, уравновешивающим гравитационное притяжение, т.е. уравнение (1) модифицировалось следующим образом:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \left(\frac{8\pi G}{c^4} \right) T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu}. \quad (3)$$

В процессе этой модификации выражение для действия для гравитационного поля и материи сохраняло свою форму, к нему лишь добавился постоянный член $\Lambda g_{\mu\nu}$, который называют космологическим членом, а саму величину Λ - космологической константой. Однако введение космологического члена

эквивалентно приписыванию пространству-времени принципиально неустранимой кривизны, не связанной ни с материей, ни с гравитационными волнами и влияющий на эволюцию нашей Вселенной. Тем не менее, малое значение этой константы $\Lambda \approx 10^{-56} \text{ м}^{-2}$ обусловило безнадежность ее обнаружения в лабораторных условиях и вместе с тем реализовало руководящую идею Эйнштейна – статичность Вселенной. Для полноты следует отметить, что стационарная модель обладала еще одним недостатком – пространство в рамках такой модели было неустойчивым: если бы в какой либо момент силы притяжения превысили бы силы отталкивания (например, из за флуктуации плотности, что является вполне допустимым явлением для такой большой системы как Вселенная), то пространство Вселенной начало бы практически неограниченно сжиматься.

В 1922г. А.А. Фридман решил уравнения ОТО, несколько модифицировав второй космологический постулат: Вселенная выглядит одинаково вне зависимости от того, в каком направлении мы ее наблюдаем при наблюдении в масштабе, большом по сравнению с расстоянием между галактиками, т.е. изотропна, и изотропия сохраняется вне зависимости от положения точки наблюдения. Такие предположения привели к удивительному по тем временам результату: Вселенная должна изменять свои размеры со временем, т.е. быть нестационарной. Динамику развития в (1) можно описать по аналогии с моделью идеальной жидкости с плотностью энергии $\varepsilon(t)$ и давлением $p(t)$, усредненными по всем галактикам и их скоплениям при условии изотропии и однородности трехмерного пространства. Тогда тензор энергии-импульса – имеет вид [3]:

$$T_{\mu\nu} = \text{diag}(\varepsilon, -p, -p, -p), \quad (4)$$

и (1) переходит в уравнение Эйнштейна-Фридмана-Леметра

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = \frac{8\pi G}{3}\varepsilon, \quad (5)$$

$$2\frac{\ddot{a}}{a^2} + \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{k}{a^2} = -\frac{8\pi G}{3}(3p + \varepsilon), \quad (6)$$

или

$$\ddot{a} = -\frac{4\pi G}{3}a(\varepsilon + 3p), \quad (7)$$

$$(\dot{a})^2 = \frac{8\pi G}{3}a^2\varepsilon - k, \quad (8)$$

где a - масштабный фактор, причем значение $k < 0$ соответствуют закрытой Вселенной, значение $k = 0$ - плоской, $k > 0$ - открытой, а метрику для однородной и изотропной Вселенной (метрику Фридмана-Робертсона-Уокера) можно записать в следующем виде:

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t) \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2(d\theta^2 + \sin^2(\theta)d\varphi^2) \right). \quad (9)$$

Если выражение $(3p + \varepsilon)$ в уравнении (6) положительное, что следует из теорий, в которых рассматривается Вселенная, заполненная веществом и (или) излучением, то расширение Вселенной со временем будет замедляться, так как $\ddot{a} < 0$. Следовательно, в модели первого типа ($k < 0$) Вселенная расширяется достаточно медленно, расширение постепенно замедляется вследствие искривления пространства и в конце концов сменяется сжатием. Эта модель ограничена в пространстве, хотя пространство в ней безгранично, так как замыкается с самой собой, будучи искривленным. В моделях второго типа ($k > 0$) расширение происходит быстро, но все равно несколько замедляется со временем, а степень искривленности пространства меньше, поэтому в конце концов Вселенная начинает расширяться с постоянной скоростью. В моделях третьего типа скорость расширения Вселенной достаточна только для того, чтобы избежать дальнейшего сжатия ($k = 0$), в этом случае скорость расширения постоянно уменьшается, но никогда не становится нулевой.

Разложение масштабного фактора в ряд Тейлора в окрестности его сегодняшнего значения

$$\frac{a(t)}{a(t_0)} = 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2}q_0H_0^2(t - t_0)^2 + \dots, \quad (10)$$

где

$$H_0 = \frac{\dot{a}(t_0)}{a(t_0)}, \quad (11)$$

$$q_0 = \frac{\ddot{a}}{H_0^2} = \frac{\ddot{a}}{\dot{a}(t_0)^2}at_0, \quad (12)$$

позволяет ввести две величины, определяющие в дальнейшем поведение масштабного фактора: параметра разбегания H_0 и параметр замедления q_0 соответственно.

Таким образом, тип модели для нашей Вселенной определяется суммарной плотностью всех видов материи. Для иллюстрации этой зависимости вводится понятие критической плотности [4]

$$\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \quad (13)$$

в этом случае уравнение (8) можно записать следующим образом:

$$\frac{\rho}{\rho_c} = 1 + \frac{k}{H^2 a^2}, \quad (14)$$

что напрямую отражает связь между кривизной пространства, определяемой величиной k и отличием полной плотности Вселенной от ее критического значения. Если плотность Вселенной больше критической плотности, то реализуется замкнутая модель, если меньше, то открытая, если плотность Вселенной равна критической плотности, то вселенная плоская.

Таким образом, фридмановская теория предсказывает, что космологическое

расширение в однородном и изотропном мире должна в первом приближении происходить по линейному закону: в каждый данный момент истории мира скорость удаления объекта, находящегося на расстоянии R от нас, пропорциональна этому расстоянию:

$$V = H_0 R, \quad (15)$$

где H_0 - коэффициент, который не зависит ни от расстояния до объекта, ни от направления на него на небе. Эта линейная зависимость относительной скорости от относительного расстояния есть прямое следствие однородности и изотропии Вселенной; таким увидит космологическое расширение любой наблюдатель, где бы в пространстве он ни находился.

После открытия Хабблом красного смещения в спектрах удаленных галактик стало ясно, что Вселенная расширяется. Одним из вопросов, возникших в этой связи, был следующий: как долго будет продолжаться расширение и чем оно закончится?

Расчетное значение критической средней плотности Вселенной примерно 10^{-29} г/см^3 , что соответствует в среднем пяти нуклонам на кубический метр [5,6,7]. Значение концентрации нуклонов, усредненное по всему объему Вселенной, десятки и сотни раз измеряли, тщательно подсчитывая разными методами количество звезд и газопылевых облаков. Результаты таких измерений несколько различаются, но качественный вывод неизменен: значение плотности Вселенной едва дотягивает до нескольких процентов от критической. Поэтому вплоть до 70-х годов двадцатого столетия общепринятым был прогноз о вечном расширении нашего мира, которое неизбежно должно привести к так называемой тепловой смерти. Однако постепенно стало ясно, что истинная масса Вселенной намного больше видимой массы, заключенной в звездах и газопылевых облаках и, скорее всего, близка к критической, и возможно, в точности равна ей.

2. СВИДЕТЕЛЬСТВА СУЩЕСТВОВАНИЯ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ

Первое указание на то, что с подсчетом массы Вселенной что-то не так, появилось в середине 30-х годов двадцатого века. Швейцарский астроном Цвикки измерил скорости, с которыми галактики скопления Волосы Вероники движутся вокруг общего центра. Результат получился обескураживающим: скорости галактик оказались гораздо больше, чем логично было ожидать, исходя из наблюдаемой суммарной массы скопления. Это означало, что истинная масса скопления Волосы Вероники гораздо больше видимой. Но основное количество материи, присутствующей в этой области Вселенной, остается по каким-то причинам невидимой и недоступной для прямых наблюдений, проявляя себя только гравитационно, то есть как масса.

О наличии скрытой массы в скоплениях галактик свидетельствуют также эксперименты по так называемому гравитационному линзированию. Объяснение этого явления следует из ОТО. В соответствии с ней, любая масса деформирует пространство и подобно линзе искажает прямолинейный ход лучей света.

Искажение, которое вызывает скопление галактик, столь велико, что его легко заметить. В частности, по искажению изображения галактики, которая лежит за скоплением, можно рассчитать распределение вещества в скоплении – линзе и измерить тем самым его полную массу. И оказалось, что она всегда во много раз больше, нежели вклад видимого вещества скопления. В соответствии с законами Кеплера, при движении от центра галактики к ее периферии скорость вращения галактических объектов должна убывать обратно пропорционально квадратному корню из расстояния до центра. Измерения же показали, что для многих галактик эта скорость остается почти постоянной на весьма значительном удалении от центра (см. рис.4).



Рис.4. Рассчитанная и измеренная скорость вращения звезд в зависимости от расстояния до центра галактики

Эти результаты можно истолковать только одним способом: плотность вещества в таких галактиках не убывает при движении от центра, а остается почти неизменной. Поскольку плотность видимого вещества быстро падает к периферии галактики, недостающую плотность должно обеспечивать нечто, чего мы по каким то причинам увидеть не можем. Для количественного объяснения наблюдаемых зависимостей скорости вращения от расстояния до центра галактик требуется, чтобы этого невидимого «чего-то» было примерно в 10 раз больше, чем обычного видимого вещества. Это «нечто» получило название «темная материя» и до сих пор остается самой интригующей загадкой в астрофизике.

Еще одно важное свидетельство присутствия темной материи в нашем мире приходит из расчетов, моделирующих процесс формирования галактик, который начался примерно $3 \cdot 10^5$ лет после Большого Взрыва. Эти расчеты показывают, что силы гравитационного притяжения, которые действовали между разлетающимися осколками возникающей при взрыве материи, не могли скомпенсировать кинетической энергии разлета. Вещество просто не должно было собраться в галактики, которые мы тем не менее наблюдаем в современную эпоху. Однако если предположить, что частицы обычного вещества в ранней Вселенной были

перемешаны с частицами невидимой темной материи, то формирование галактик, а затем скоплений из галактик становится возможным. При этом, как показывают вычисления, сначала в галактики скучивалось огромное количество частиц темной материи и только потом, за счет сил тяготения, на них собирались элементы обычного вещества, общая масса которого составляла лишь несколько процентов от полной массы Вселенной. Получается, что знакомый и, казалось бы, изученный до деталей видимый мир, который мы совсем недавно считали почти понятным, – только небольшая добавка к чему-то, из чего в действительности состоит Вселенная.

Что же мы знаем сегодня о темной материи? Почти ничего. Доподлинно известно, что темная материя существует в нескольких формах. После того как в результате многолетних наблюдений в экспериментах было установлено, что у нейтрино масса есть, стало ясно, что от 0,3% до 3% скрытой массы заключается в давно знакомых нам нейтрино – пусть масса их чрезвычайно мала, но количество их во Вселенной примерно 10^9 раз превышает количество нуклонов: в каждом кубическом сантиметре содержится в среднем 300 нейтрино. Небольшая часть 4-5% темной материи – это обычное вещество, которое не испускает или почти не испускает собственного излучения и поэтому невидимо. Существование нескольких классов таких объектов можно считать экспериментально подтвержденным. Сложнейшие эксперименты, основанные все на том же гравитационном линзировании, привели к открытию так называемых массивных компактных объектов расположенных на периферии галактических дисков. Природа массивных компактных объектов ясна не до конца. Скорее всего, это либо коричневые карлики, либо планетоподобные объекты, не связанные со звездами. Еще один представитель барионной темной материи – недавно обнаруженный в галактических скоплениях методами рентгеновской астрономии горячий газ, который не светится в видимом диапазоне.

В качестве главных кандидатов на небарионную темную материю выступают так называемые слабо взаимодействующие массивные частицы (WIMP). Особенность WIMP состоит в том, что они почти никак не проявляют себя во взаимодействии с обычным веществом. Именно поэтому они и есть самая настоящая невидимая темная материя, и именно поэтому их чрезвычайно сложно обнаружить. Масса WIMP должна быть как минимум в десятки раз больше массы протона. Поиски WIMP ведутся во многих экспериментах в течении последних 20-30 лет, но, несмотря на все усилия, они до сих пор обнаружены не были.

3. КОСМОЛОГИЧЕСКИЕ СВЕРХНОВЫЕ

До недавнего времени космология покоилась на двух фундаментальных наблюдательных открытиях: в 1929г. Хаббл открыл космологическое расширение, а в 1965г. Пензиас и Вилсон обнаружили реликтовое излучение. Новое не менее значительное событие произошло в 1998-99гг., когда две группы астрономов обнаружили, что значение космологической константы Λ отлично от нулевого, т.е. подтвердили существование космического антитяготения. Открытие сделано на

основании изучения вспышек сверхновых звезд.

Явление вспышки сверхновой звезды – один из самых ярких феноменов в астрономии. В максимуме блеска одна сверхновая звезда излучает столько световой энергии, сколько идет от целой галактики, подобной нашей Галактике, или даже больше. Вспышка продолжается от нескольких недель до нескольких месяцев, и за это время сверх новая излучает столько энергии, сколько Солнце способно излучить за всю свою жизнь. Различают сверхновые двух основных типов. Сверхновые первого типа возникают в результате коллапса и взрывного ядерного горения аккрецирующего белого карлика в двойной звездной системе. Сверхновые второго типа – результат коллапса одиночной массивной звезды на конечной стадии ее эволюции. Среди сверхновых первого типа самые яркие – это сверхновые подтипа Ia. Было замечено, что имеется корреляция между скоростью падения блеска при этих вспышках и пиковой собственной светимостью в максимуме блеска. Отсюда возникает возможность оценки этой максимальной светимости в наблюдениях, причем эта максимальная светимость почти строго одинакова при всех таких вспышках, что и делает сверхновые типа Ia удобными для наблюдений стандартными свечами.

Видимая яркость какого-либо источника света характеризуется энергией, поступающей от него в единицу времени на единицу площади. Излучаемая источником энергия распределяется по сфере площадью $4\pi R^2$, где R - расстояние до источника. Далее нужно учитывать еще, что каждый фотон при распространении от источника до приемника краснеет, т.е. уменьшает свою энергию в $(1+z)$ раз, где z - красное смещение, соответствующее расстоянию R . Кроме того, еще и темп прихода фотонов к приемнику убывает в отношении $(1+z)$ из-за увеличения промежутков времени в расширяющемся мире. В результате всего этого имеем следующую зависимость для принимаемого потока энергии на единицу времени в расчете на единицу площади:

$$f = \frac{L}{4\pi R^2 (1+z)^2}, \quad (16)$$

здесь L - собственная светимость источника, т.е. вся испускаемая им энергия за единицу времени, если измерить ее в непосредственной близости к источнику.

Известный закон обратных квадратов получается в пренебрежении величиной красного смещения z по сравнению с единицей, что действительно возможно на малых, не космологических расстояниях. В том же приближении можно воспользоваться законом Хаббла, $V = HR$, чтобы найти связь между красным смещением и расстоянием. Так как красное смещение есть $z = V/c$, то $R = cz/H$, и тогда

$$f \approx \frac{L}{4\pi (cz/H)^2}, \quad z \ll 1. \quad (17)$$

В самом общем случае, когда величина красного смещения не мала, связь между расстоянием и красным смещением имеет более сложный вид. Можно

показать, что если доминирует нерелятивистское вещество, то

$$R = \frac{2c}{H} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+z}} \right), \quad (18)$$

а в случае доминирования вакуума

$$R = \frac{c}{H} z. \quad (19)$$

Сравнивая оба эти случая, видим, что для одного и того же красного смещения z расстояния больше, когда доминирует вакуум:

$$z > 2 \left(1 - (1+z)^{-1/2} \right). \quad (20)$$

Но тогда во Вселенной, в которой доминирует вакуум, сверхновые звезды должны казаться более тусклыми, чем во Вселенной, где нет вакуума. Вот по этому эффекту дополнительного потускнения космический вакуум и обнаружил себя в астрономических наблюдениях.

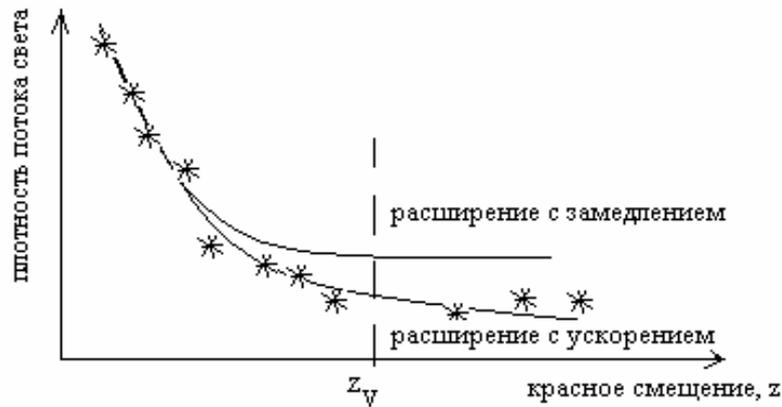


Рис.5. Наблюдательные данные (схематично) зависимости плотности потока света от величины красного смещения

Имеющиеся к настоящему времени данные о десятках сверхновых звезд на космологических расстояниях близко следует теоретическим соотношениям (18)-(20). От не слишком далеких сверхновых, свет от которых идет к нам не более 5-6 млрд. лет, распространение света происходит в условиях преобладания вакуума. Для таких источников красное смещение меньше, чем величина $z_V \approx 0,7$, отвечающая эпохе перехода от преобладания вещества к преобладанию вакуума. В этом случае действует соотношение (19), так что принимаемая плотность потока энергии есть

$$f = \frac{L}{4\pi(1+z)^2} \left(\frac{H}{cz} \right)^2. \quad (21)$$

Свет от более далеких сверх новых, у которых красное смещение больше чем z_V , распространяется сначала в условиях преобладания вещества, и на этом отрезке пути света действует соотношение (18). Затем ему на смену приходит соотношение (19), справедливое для $z < z_V$. В целом картина наблюдательных данных выглядит так, как показано (схематически) на рис. 5.

Чем больше наблюдательных данных появляется на этой диаграмме, тем яснее прорисовывается на ней не только эффект дополнительного потускнения, но и существование двух эпох в истории Вселенной – эпохи вещества и эпохи вакуума.

4. ТЕМНАЯ ЭНЕРГИЯ

Представление о темной энергии возникло в 1998 году и связано с наблюдениями за сверхновыми Ia [8]. Было обнаружено, что самые далекие сверх новые светят не так ярко, как это ожидалось, исходя из того, что Вселенная заполнена материей, гравитирующей по закону Ньютона. Это означало, что они расположены от нас дальше, чем должны были бы находиться, если бы Вселенная расширялась в поле обычных гравитационных сил. Таким образом можно утверждать, что во Вселенной должна быть еще какая-то дополнительная энергия, способная на космологических расстояниях противостоять гравитационному притяжению материи. Она и есть то, что стали понимать под словами темная энергия.

Откуда же все-таки берется эта темная энергия? Вразумительного ответа на этот вопрос пока нет, но обычно его пытаются найти, комбинируя уравнения ОТО с уравнениями состояния вещества. В релятивистской среде плотность энергии и давление связаны соотношением

$$\varepsilon = 3p, \quad (22)$$

а в вакууме

$$\varepsilon + p = 0. \quad (23)$$

Последнее прямо вытекает из того, что по самому своему смыслу вакуум должен быть релятивистски инвариантным, то есть выглядеть одинаково во всех системах координат, а уравнение (23) – единственное, которое удовлетворяет этому требованию. Теперь обратимся к уравнениям ОТО. В них давление само «гравитирует» и знак полного гравитационного взаимодействия определяется знаком суммы $\varepsilon + 3p$. Если он положителен, то имеет место притяжение. А в вакууме $\varepsilon + p = 0$ и все зависит от знака давления. Если $p < 0$, то вакуум принесет антигравитационную составляющую. Будучи равномерно размазанной по всему пространству она с ростом расстояния станет все сильнее подавлять притяжение и в конечном итоге приведет к выталкиванию материи. По существу, именно это соображение положено в основу инфляционной модели, утверждающей, что в очень ранней Вселенной абсолютно доминировала огромная положительная энергия вакуума, который по этой причине стремительно раздувался, а вещество появилось лишь позднее. Формально такой режим можно

смоделировать математически, введя в уравнения ОТО положительную космологическую константу. В этом случае уравнения ОТО включали бы в себя не только гравитационную, но и антигравитационную, что могло бы пролить свет если не на физический смысл, то хотя бы на определенную математическую интерпретацию темной энергии. Однако здесь мы сталкиваемся с проблемой. Дело в том, что величина космологической константы, необходимая для объяснения наблюдаемых размеров Вселенной с помощью инфляционной модели, настолько велика, что сейчас темная энергия должна была бы превышать энергию связанную с обычной материей, примерно в 10^{122} раз. Действительно, мы знаем по Лэмбовскому сдвигу и эффекту Казимира в квантовой электродинамике, что вакуумные флуктуации - это реальный эффект. Если мы рассчитываем значение Λ , оно будет попросту иметь ультрафиолетовую расходимость. Наиболее естественное ультрафиолетовое обрезание в ОТО есть Планковская масса $\approx 10^{19}$ ГэВ, и тогда

$$\Lambda \approx (10^{19} \tilde{A} \hat{A})^4 = 10^{112} (\hat{A})^4. \quad (24)$$

Наблюдаемое значение Λ , однако, всего лишь

$$\Lambda \approx 10^{-10} (\hat{A})^4. \quad (25)$$

Не менее привлекательна и другая точка зрения, связывающая темную энергию с новым сверхслабым и сверхлегким полем - квинтэссенцией. Привлекательность этой точки зрения связана, в частности, с тем, что объяснить ненулевое, но чрезвычайно малое по сравнению с масштабами энергией известных взаимодействий значение энергии вакуума чрезвычайно трудно. Гораздо проще представить себе, что энергия вакуума на какой-то стадии эволюции Вселенной релаксировала практически до нуля. В такой картине вполне естественным является представление о том, что темная энергия это не энергия вакуума, а энергия некоторого нового поля. Нельзя исключить возможность того, что ускоренное расширение Вселенной обусловлено модификацией теории гравитации на сверхбольших расстояниях и космологических временах. Одна из возможностей здесь связана с представлением о дополнительных пространственных измерениях бесконечного размера. Другой, более реалистичной с точки зрения теоретической реализации, возможностью является расширение ОТО до скалярно-тензорной теории гравитации.

ВЫВОДЫ

Открытие темной материи и темной энергии существенным образом сказалось на нашем понимании микро и макро мира. Впервые за все время развития науки появилась стандартная модель, которая удовлетворяет всей совокупности наблюдательных данных. Она прекрасно описывает как эволюцию Вселенной в целом, так и образование ее структуры. Несмотря на влияние темной энергии, генерация структуры все еще происходит в современной Вселенной и будет продолжаться еще несколько миллиардов лет. В то же время признание факта существования темной энергии качественно изменило ситуацию в физике, указав

на совершенно недостаточный уровень наших знаний о микромире. Таким образом, выяснение природы темной материи и темной энергии является центральной проблемой современного естествознания.

Список литературы

1. Linde A. Quantum Theory, Cosmological and Complexity. // Cambridge Univ, Press, 2004.
2. Чернин А.Д. Темная энергия и всемирное антитяготение // УФН -Т. 178. - С. 276-300 - 2008.
3. Рубаков В.А. Иерархии фундаментальных констант (к пунктам 16, 17 и 27 из списка В.Л. Гинзбурга) // УФН - Т. 177. - С. 407-415. - 2007.
4. Барышев Ю.В. Пространственное распределение галактик и тесты релятивистской космологии: Дис. Д-ра ф.-мат. наук спб., 2003
5. Пиблс Ф. Дж. Э. Структура Вселенной в больших масштабах. М., Мир, 1983
6. Тараканов П.А. Фрактальные структуры и неравновесные системы в астрофизике // Физика космоса: Тр. 33-й международной студ. науч. конф., 3-7 февр. 2003г. Екатеринбург: Изд-во Урал. Ун-та, 2003
7. Sylos Labini F., Montuori M., Pietronero L. Scale-invariance of galaxy distribution // Phys. Rep. 1998, v. 293., p. 61-101.
8. Sylos Labini F., Gabrielli A., Pietronero L. Statistical Physics for Cosmic Structures, Springer – Verlag, 2003

Жовтан О.В., Лемяков О.П., Петраш О.М., Рошчупкин С.М. Темний Всесвіт // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. - 2008. - Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 96-109.

Нещодавні спостереження далеких спалахів зверхнових зірок указують на присутність у Всесвіті космічного вакууму, щільність енергії якого перевищує щільність всіх інших форм космічної енергії разом узятих. Вакуум створює поле антигравітації, що викликає прискорене космологічне розширення. Це прискорення і було виявлено в спостереженнях. Відкриття космічного вакууму спричиняє корінний перегляд устояних представлень про сучасний стан Всесвіту.

Ключові слова: темна матерія, космологія

Zhovtan A.V., Lelyakov A.P., Petrash A.N., Roshchupkin S.N. The Dark Universe// Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – P. 96-109.

Recent observational studies of distant supernovae have suggested the existence of cosmic vacuum whose energy density exceeds the total density of all the other energy components in the Universe. The vacuum produces the field of anti-gravity that cause the cosmological expansion to accelerate. It is this accelerated expansion that has been discovered in the observations. The discovery of cosmic vacuum changes radically our current understanding of the present state of the Universe.

Keywords: The dark matter, dark energy, cosmology.

Поступила в редакцію 15.09.2008 г.

УДК 530 (075.8)

МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКТ ВИРТУАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ В ЛАБОРАТОРНОМ ПРАКТИКУМЕ ПО ОБЩЕЙ ФИЗИКЕ

Сапига А.А., Сапига А.В.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: sapiga_av@mail.ru*

В статье обсуждается применение виртуального комплекта приборов в лабораторном практикуме по общей физике, разработанного на кафедре ФТТ на основе AVR-RISC микроконтроллера. Комплект включает в себя: многопредельные вольтметр и амперметр, звуковой генератор, функциональный генератор.

Ключевые слова: виртуальные приборы, RISC микроконтроллер, физический практикум.

ВВЕДЕНИЕ

Традиционно материально-техническое обеспечение лабораторного практикума по физике осуществлялось путем использования необходимого количества измерительных приборов выставляемых на лабораторном столе или входящих в состав лабораторного стенда [1,2]. В школьном лабораторном практикуме при изучении той или иной темы желательно проводить фронтальные лабораторные работы. Поэтому требуется наличие в учебном заведении большого количества однотипных приборов. Однако многие из используемых в настоящее время приборов давно морально устарели или не соответствуют стандартам и современным требованиям, где на первое место выходит компьютеризация сбора и обработки информации.

В последнее время получили распространение так называемые виртуальные электроизмерительные приборы [3]. В научных исследованиях широкое распространение получила система виртуальных приборов в среде LabVIEW. Упрощенный вариант подобной системы в последнее время внедряется в школьных и вузовских учебных лабораториях России [4] на основе комплекта цифровой лаборатории "Архимед" [5].

С другой стороны в последнее время благодаря широкой компьютеризации получили распространение так называемые виртуальные лабораторные работы. В этих работах длина виртуальные брусков на экране измеряется виртуальными линейками, которые нужно поднести с помощью мыши к виртуальному бруску. Такие работы позволяют расширить и углубить возможности для восприятия изучаемого материала. Однако процесс обучения физике должен быть ориентирован не только на получение суммы знаний, но и на развитие умений приобретать эти знания, поскольку по окончании обучения в средней и тем более в высшей школе любая сумма знаний не будет вполне соответствовать техническим условиям и социальным потребностям без наличия практических навыков.

Возможность выполнить практически работу способствует не только получению формальных знаний, но и позволяет получить сведения о состоянии и свойствах объекта изучения и в целом расширяет возможности развития умственных способностей учеников, что достигается при решении достаточно сложной и многоплановой проблемы.

Таким образом, альтернативой, которая позволяет совместить традиционные работы, выполняемые с реальными электроизмерительными приборами и возможности компьютера, является использование виртуальных измерительных приборов подключаемых к компьютеру. При этом компьютер становится важным элементом, расширяющим и дополняющим возможности традиционных электроизмерительных приборов и методик измерений.

Наличие во многих учебных заведениях компьютерных классов позволяет широко использовать компьютеры в лабораторном практикуме при условии наличия так называемых виртуальных приборов. Кроме того, использование компьютера в демонстрационных опытах открывает дополнительные методические возможности при изложении лекционного материала, также позволяет параллельно внедрять компьютерное моделирование или виртуальное представление физических опытов. В целом это позволяет расширить возможности образовательного процесса.

Однако в учебных лабораториях тем более в школах применение промышленных виртуальных приборов обычно ограничено из-за их высокой стоимости. В связи с этим на кафедре физики твердого тела ТНУ был разработан комплекс виртуальных измерительных приборов, превращающий любой компьютер в многофункциональный электроизмерительный прибор, который может использоваться как для выполнения индивидуальных лабораторных работ, так и в демонстрационных целях. Комплекс приборов разработан в двух вариантах, отличающихся степенью сложности, точностью, количеством и диапазоном измеряемых физических величин. Разработан пакет сопровождающих программ.

1. МНОГОФУНКЦИОНАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКТ ВИРТУАЛЬНЫХ ПРИБОРОВ

Конструкция комплекта основана на использовании возможностей многофункционального AVR-RISC микроконтроллера [6-8]. Микроконтроллеры AVR имеют в своем составе многоканальные АЦП, таймеры, ШИМ-модуляторы и используют до 130 команд. В устройстве используется 8-разрядный RISC-микроконтроллер типа ATmega8, который содержит встроенный многоканальный 10-разрядный АЦП с быстродействием 65 мкс [6]. Кроме того, у микроконтроллера имеются порты ввода-вывода и ШИМ-модуляции для управления внешними устройствами. Это позволило создать устройство, состоящее как бы из нескольких комплектов независимых электроизмерительных приборов, подключаемых каждый к своему каналу АЦП контролируемых и при необходимости управляемых компьютером посредством микроконтроллера. Кроме микроконтроллера и контроллера интерфейса устройство содержит 6 операционных усилителей включенных по обычным схемам [9], входные делители и стабилизаторы питания.

Базовая блок-схема комплекта приведена на рис.1. Виртуальный комплект включает в себя: многопредельный вольтметр ($-/\sim$), многопредельный амперметр ($-/\sim$), гальванометр (инструментальный усилитель), звуковой генератор, функциональный генератор, импульсный генератор, измеритель температуры. Имеется вход синхронизации измерений внешним сигналом.

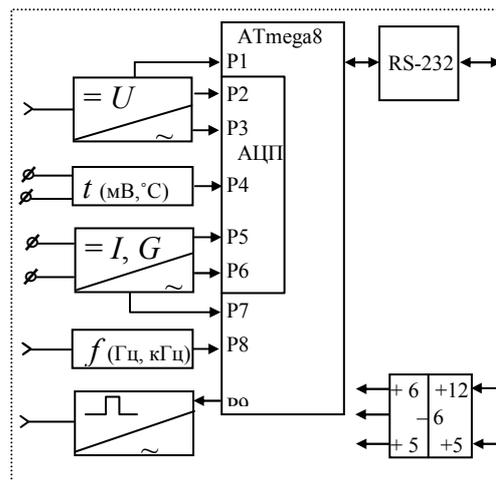


Рис.1. Блок-схема устройства

Габариты комплекта и питание соответствуют стандарту накопителя CD-ROM и может быть установлен прямо в корпус системного блока компьютера (рис.2,3). Выходной интерфейс обеспечивает протокол RS-232 и подключается к компьютеру через COM-порт. В учебной практике, где быстрдействие обмена не имеет особого значения, данный вариант является более предпочтительным, чем использование порта USB, так как обеспечивает работу комплекта с широким классом компьютеров начиная с компьютеров типа IBM-486 с операционной системой Windows-95 и вплоть до самых современных компьютеров с Windows-NT/XP. Однако разработан и вариант подключения комплекта через порт USB. Комплект может быть установлен или в корпусе компьютера или отдельно на лабораторном столе при условии обеспечения соответствующих электрических подключений.

Для обеспечения работы устройства написаны пакеты программ на языке Delphi 7. Каждый виртуальный прибор имеет отдельное окно управления и отображения информации, включая графическое представление. Особенностью реализованной концепции является то, что комплекс измерительных приборов, несмотря на подключение к компьютеру приспособлен для ручного управления всеми функциями с панели прибора.



Рис.2. Внешний вид устройства

При этом состояние переключателя и значения предела измеряемой величины одновременно отображается в окне компьютера. Поэтому важные операции установки диапазонов измерения, переключения режимов устанавливаются с помощью обычных переключателей с передней панели устройства. Отказ от полного управления всеми функциями устройства от компьютера сделан по причине упрощения конструкции и с учетом методической важности для учащегося в приобрести навыки работы с приборами имеющими ручное управление.

Для задач применения комплекса виртуальных приборов в школах разработан упрощенный вариант, который включает в себя вольтметр и амперметр с пределами измерений, соответственно 2,5 В и 15 В и 0,025 А; 0,25 А; 1,25 А; генератор с диапазоном частот 300 – 3000 Гц, импульсный генератор. Данный вариант кроме микроконтроллера и интерфейса СОМ-порта включает в только себя только два операционных усилителя.



Рис.3. Устройство в составе системного блока

Важным достоинством данного варианта комплекта является низкая стоимость и возможность его изготовления в кружке радиолюбителей, что позволяет рекомендовать его для изготовления и использования в школьном лабораторном практикуме при наличии компьютерного класса.

К прочим достоинствам комплекса можно отнести наличие защиты от перегрузок и ремонтпригодность. Для обеспечения простоты ремонта все входные микросхемы устанавливаются на панельках, что в большинстве случаев позволяет весь ремонт свести к замене одной лишь микросхемы операционного усилителя, что важно для обеспечения длительной эксплуатации комплекса в условиях учебного процесса.

Основные технические характеристики:

Пределы измерения напряжения: 25мВ, 250 мВ, 2,5 мВ, 250 В;

Пределы измерения тока: 0.25мА, 2.5 мА, 25 мА, 250 мА, 1 А;

Диапазон измерения температуры определяется используемой термопарой;

Погрешность: ~ 1% на всех диапазонах;

Синхронизация измерений: программная, по таймеру микроконтроллера, внешняя;

Диапазон рабочих частот НЧ генератора: 120 – 3000 Гц;

Импульсный генератор: длительности программируется от 1 мкс;

Функциональный генератор: программируемая ШИМ-модуляция;

Интерфейс: RS-232 или USB;

Напряжение питания: + 5 В (стаб.), +12 В (не стаб.);

Габаритные размеры: 18.5x14.5x4 см.

2. ПРИМЕНЕНИЕ КОМПЛЕКСА В УЧЕБНОМ ПРОЦЕССЕ

Виртуальный комплект используется в лабораторном практикуме по курсу «Электричество и магнетизм» и в курсе «Магнитные измерения». Выполняются такие работы: измерение токов и напряжений, методы измерения сопротивлений, мостовой метод измерения сопротивлений, измерение ЭДС, релаксационные процессы в RC-цепях, изучение затухающих колебаний, простые линейные цепи, цепи переменного тока, измерение температуры Кюри индукционным методом, зависимость сопротивления металлов и полупроводников от температуры и ряд других. Для обеспечения этих работ дополнительно требуется: источник питания, реостаты, магазины, эталонные емкости и индуктивности, реохорд, ключи и т.п. Дополнительные измерительные приборы не требуются.

Учащиеся самостоятельно собирают измерительную цепь, выбирают режимы измерений (рис.4). Результаты измерений отображаются в цифровом виде в соответствующем окошке, а гальванометр имеет еще и графическое изображение в виде виртуального стрелочного прибора, что делает удобным выполнению нуль балансировки. Кроме того, массив измерений может быть сохранен на диск для использования его в дальнейшей обработке стандартными программами в среде Windows или отображается графически на экране монитора.

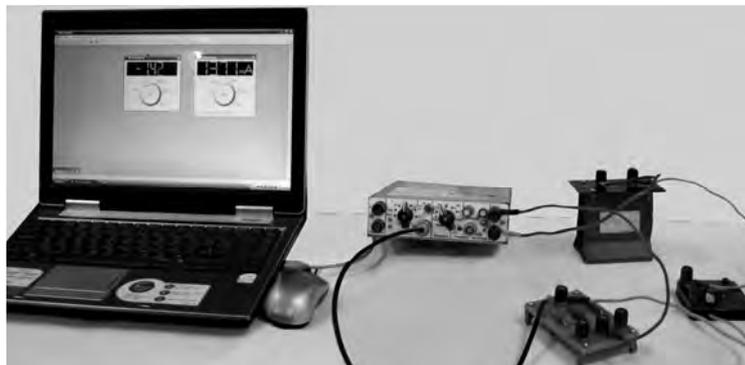


Рис.4. Пример выполнения лабораторной работы по изучению законов постоянного тока.

Наличие виртуального комплекта позволяет использовать компьютер в лабораторной практике для сбора и обработки результатов измерений, например, в тех случаях, когда требуется накопление слабых сигналов или регистрация редких событий которые имеют место практикуме по курсу «Атомная и ядерная физика». Компьютер позволяет также выполнить спектральный анализ, или цифровую фильтрацию сигналов и поэтому комплект может быть использован в курсах радиофизического практикума.

При проведении демонстрационных опытов результаты могут быть представлены широкой аудитории с использованием проекционной, телевизионной аппаратуры или локальной сети.

ВЫВОДЫ

Школьный физический опыт, а тем более вузовский лабораторный эксперимент должны не только показать возможности и преимущества новой техники для проведения измерений физических величин, но и привить учащемуся современную культуру проведения исследований и обработки результатов. Проводя «живой» опыт и наблюдая за его ходом, учащийся познает универсальные алгоритмы и правила решения реальных, а не придуманных по сути игровых ситуаций или задач, чем в последнее время увлеклись некоторые методисты. Очевидно, что для этого в лаборатории физического практикума должен быть современный инструментарий – как для проведения экспериментов, так и для представления результатов. Предлагаемый комплект виртуальных приборов позволяет решать именно такие задачи, где сочетаются и классические методы решения практических задач и современные информационные технологии.

Применение комплекта эффективно:

- на стадии сбора данных, полученных в результате фиксации состояния реальных объектов в реальном времени;

- на стадии оформления результатов работы в виде математической обработки и как конечный результат в виде оформленного электронного документа;
- повышение эффективности достижения высоких стандартов образовательного процесса по физике, навыков постановки и проведения исследовательской работы, перевода разных видов информации из одного в другой;
- повышение мотивации к предмету в целом и к выполнению экспериментальных работ в частности.

С внедрением подобного комплекта в практику учебного процесса можно будет в полной мере использовать преимущества компьютеризированных лабораторных работ.

Список литературы

1. Практикум по физике. Электричество и магнетизм. Под ред. Ф. А. Николаева. – М.: «Высшая школа», 1991. – 151 с.
2. Гольдин Л.Л. Руководство к лабораторным занятиям по физике. – М.: Наука, 1973. – 688 с.
3. Шумский И.А. Виртуальная USB – лаборатория. КИП и С. – №4. – 2003. – С.19.
4. Ханнанов Н.К., Федорова Ю.В., Панфилова А.Ю. и др. Компьютер в системе школьного практикума по физике.- Контракт: ELSP/A2/Gr/001–004 – 03/28/07. - Фирма «1С». – 2007.
5. Fourier System, Inc. (Израиль) <http://www.fourier-sys.com/>
6. Тамперт В. AVR-RISC микроконтроллеры.: Пер. с нем. – К.: «МК-Пресс», 2006. – 464с.
7. Тамперт В. Измерение, управление и регулирование с помощью AVR микроконтроллеров.: Пер. с нем. – К.: «МК-Пресс», 2006. – 208с.
8. Баранов В.Н. Применение микроконтроллеров AVR. – М.: «Додэка-XXI», 2004. – 287 с.
9. Титце У. Шенк К. Полупроводниковая схемотехника: Пер. с англ. – М.: Мир, 1982. – 512 с.

Сapiga A.A., Sapiga A.V. Багатофункціональний комплект віртуальних приладів в лабораторному практикумі по загальній фізиці // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика».- Т. 21(60). - №1. – С. 110-116.

У статті обговорюється використання віртуального комплекту приладів в лабораторному практикумі по загальній фізиці, розробленого на кафедрі ФТТ на основі AVR-RISC мікроконтроллера. Комплект включає: багатоміжний вольтметр і амперметр, звуковий, імпульсний і функціональний генератори.

Ключові слова: віртуальні прилади, RISC мікроконтроллер, фізичний практикум.

Sapiga A.A., Sapiga A.V. Multifunctional complete set of virtual devices in a laboratory practical work on general physics // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series “Fizika”. – V. 21(60). - №1. - P. 110-116.

In this article it is described the application of virtual complete set of devices in a laboratory practical work on basis of the AVR-RISC microcontroller. The complete set of devices includes: the multirange voltmeter and ammeter, sound, pulsing and functional generators.

Keywords: virtual devices, RISC microcontroller, physical practical work.

Поступила в редакцию 07.11.2008г.

УДК 551.521.3

УЧЕТ РЕЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ ПРИ ФОТОМЕТРИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ

Терез Э.И., Терез Г.А., Лагунова М.И.

*Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: terez@crimea.edu, terez@crimea.edu, lagunovamariya@mail.ru*

Сделан обзор исследований, посвященных определению релеевской оптической толщины атмосферы. Показано, что существует некоторая неопределенность при вычислении величины релеевского рассеяния, особенно в синей и ультрафиолетовой областях спектра. Сделана оценка возможных погрешностей в определении релеевской оптической толщины атмосферы при использовании в расчетах средней высоты данного места наблюдений.

Ключевые слова: релеевская оптическая толщина, точность расчетов, аномально высокая прозрачность, атмосферное давление.

ВВЕДЕНИЕ

Точная оценка величины релеевского рассеяния в земной атмосфере необходима для определения аэрозольной оптической толщины и коэффициентов Ангстрема - основных параметров, характеризующих спектральную прозрачность атмосферы данного региона. В настоящее время экспериментально, используя метод Бугера-Лэнгли, можно измерить только общую оптическую толщину атмосферы $\tau(\lambda)$. Но величина $\tau(\lambda)$ является суммой следующих компонент

$$\tau(\lambda) = \tau_{\text{рел}}(\lambda) + \tau_{\text{аэр}}(\lambda) + \tau_{\text{мол}}(\lambda), \text{ где} \quad (1)$$

$\tau_{\text{рел}}(\lambda)$ – релеевская оптическая толщина,

$\tau_{\text{аэр}}(\lambda)$ – аэрозольная оптическая толщина,

$\tau_{\text{мол}}(\lambda)$ – истинное молекулярное поглощение в полосах атмосферных газов.

При проведении фотометрических наблюдений вне молекулярных полос поглощения ($\tau_{\text{мол}}(\lambda) = 0$), согласно формуле (1) аэрозольная оптическая толщина равна

$$\tau_{\text{аэр}}(\lambda) = \tau(\lambda) - \tau_{\text{рел}}(\lambda) \quad (2)$$

При этом предполагается, что релеевская оптическая толщина $\tau_{\text{рел}}(\lambda)$ может быть определена эмпирически с необходимой точностью. Однако различные методики расчета коэффициентов релеевского рассеяния дают значительное расхождение результатов. Поэтому несмотря на большой объем исследований, выполненных в этой области, астрономы и геофизики периодически возвращаются к вопросу учета величины релеевского рассеяния.

1. ОБЗОР РАБОТ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ РЕЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Согласно классической теории величина релеевского рассеяния определяется по формуле

$$\tau_{\text{рел}} \sim \lambda^{-4} \quad (3)$$

Однако это справедливо для идеального газа. Для вывода формулы расчета релеевского рассеяния реальной атмосферы необходимо учитывать изменение показателя преломления воздуха от длины волны и фактор деполяризации, который возникает вследствие анизотропии молекул воздуха и который тоже меняется в зависимости от длины волны. Одна из первых работ, где были выполнены тщательные расчеты коэффициентов релеевского рассеяния и оптических толщин стандартной изотермической атмосферы, т.е. при условии, что воздух сухой, содержащий 0,03% CO₂ в единице объема при нормальном давлении 760 мм Нг (1013.25 мб) и температуре воздуха 15°C в спектральной области 0,2 мкм - 20,0 мкм, была работа Пендорфа [1]. Элтерман [2, 3] расширил исследования Пендорфа, добавив в таблицы величины коэффициента объемного релеевского рассеяния и релеевской оптической глубины в качестве функции длины волны (0,27 – 4,0 мкм) и высоты (0 - 50 км) используя данные стандартной атмосферы США, 1962 [4]. Он также использовал формулу Эдлена [5] для индекса преломления воздуха и постоянную величину 0.035 для фактора деполяризации. Основываясь на последних данных деполяризации, Хойту [6] удалось создать таблицу величин релеевской оптической глубины в качестве функции длины волны (0,3 – 1,5 мкм) для шести стандартных атмосфер с помощью формулы Эдлена [5] для индекса преломления и постоянной величины деполяризационного фактора 0,0139. Немного позднее Фрëлих и Шоу [7], на основании новых данных об оптических параметрах атмосферы сделали перерасчет значений релеевской оптической толщины в области спектра 0,2 мкм - 1,5 мкм для пяти стандартных атмосфер [8]. При этом было использовано значение фактора деполяризации, полученное ранее Хойтом [6]. Результаты Фрëлиха и Шоу ниже данных Пендорфа на 4,5 %, что, по-видимому, объясняется заниженным значением фактора деполяризации, которое согласно Янгу [9] должно быть 0,0279. Дас и Икбэл [10] провели сравнение коэффициентов релеевского рассеяния в спектральной области 0,3 мкм - 0,9 мкм, полученных Лекнером [11] с показателем степени равным 4,08 и основанных на теоретической работе Пендорфа; коэффициентов релеевского рассеяния, вычисленных Эльтерманом [3], и коэффициентов релеевского рассеяния, полученных Кнайжисом [12]. Результаты оказались близкими. Следует также отметить исследования Бейтса [13], позволившими уточнить величину поперечного сечения молекулярного рассеяния. На основании данных Бейтса, Николет [14] предложил формулу для вычисления сечений релеевского рассеяния.

В фундаментальной работе Бучольца [15] были пересмотрены результаты предыдущих работ и представлен согласованный набор новых величин для поперечных сечении релеевского рассеяния, коэффициентов абсолютного релеевского рассеяния, а также релеевских оптических толщин для диапазона длин волн 0,2 мкм - 4 мкм путем использования наилучших оценок индекса преломления и фактора деполяризации воздуха. Более того, в вычисления также вошла дисперсия фактора деполяризации в зависимости от длины волны. Представлено также сравнение величин, полученных в данной работе, с предыдущими вычислениями параметров релеевского рассеяния, а также заново определены

значения релеевской оптической толщины для стандартной атмосферы (США, 1962) и для пяти вспомогательных моделей с учетом сезонных и широтных вариаций. Новые значения релеевских оптических толщин примерно на 3 % в видимой и до 10 % в УФ области выше, полученных ранее.

Учитывая значительное расхождение в результатах теоретических расчетов, ряд авторов пытались найти эмпирическую формулу для определения величины релеевского рассеяния. Так, в области спектра 500 нм - 1200 нм формула (4) для релеевской оптической толщины, предложенная в работе [16], дает хорошие результаты для аппроксимации экспериментальных наблюдений

$$\tau_R = 0,00879 \left(\frac{P}{P_0} \right) \lambda^{-4,09} . \quad (4)$$

Терез [17] на основании сравнения модельных расчетов и экспериментальных данных предложила для расчетов коэффициентов релеевского рассеяния в области спектра 300 нм - 500 нм. следующую формулу для $P = 1013,25$ мб

$$\tau_R = -2,022 + 2,654 \left(\frac{1}{\lambda} \right) - 1,186 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^2 + 0,201 \left(\frac{1}{\lambda} \right)^3 . \quad (5)$$

Погрешность аппроксимации релеевской оптической толщины по формуле (5) менее 0,2 % в области 320 - 500 нм, в ультрафиолетовой области спектра погрешности возрастают (для длин волн 320 нм и 300 нм - 0,3 % и 0,6 % соответственно).

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ УТОЧНЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ РЕЛЕЕВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Из формулы (2) видно, что погрешность определения аэрозольной оптической толщины определяется погрешностью измерения общей толщины атмосферы τ (λ) и погрешностью вычисления значения релеевского рассеяния. Современные фотометрические наблюдения в местах с хорошим астроклиматом позволяют минимизировать погрешности измерений величин $\tau(\lambda)$ до 0,1 % – 0,2%. Поэтому основной вклад в ошибки определения аэрозольной оптической толщины спектра вносят неточности вычисления релеевской оптической толщины. Это особенно сильно проявляется в синей и ультрафиолетовой областях спектра и при наблюдениях в условиях высокогорья, в Арктике и особенно сильно в Антарктиде [18]. Этот эффект, так называемой аномально высокой прозрачности (общая оптическая толщина атмосферы τ (λ) меньше 0,1), был обнаружен еще в 70-х годах Родионовым [19]. В условиях такой аномальной прозрачности неточность определения релеевской оптической толщины приводит к тому, что в ультрафиолетовой области спектра получаются отрицательные величины аэрозольной оптической толщины [20], что соответствует прозрачности атмосферы более 100 % и потому не имеет физического смысла. Примеров подобных наблюдений, выполненных и в Украине и за рубежом, достаточно много. Так, в работе [21] авторы на основании проведенных солнечных фотометрических наблюдений заявили об аномально высокой прозрачности атмосферы (т.е. об очень

малой величине аэрозольной оптической толщины) в ультрафиолетовой области спектра на высокогорной станции НАН Украины «Терскол». Однако позже в работе [22] было показано, что в этой работе были неверно вычислены значения релейской оптической толщины. Отсюда и заниженные значения $\tau_{\text{аэр}}(\lambda)$.

Следует отметить, что в настоящее время единственная возможность уточнить формулы для расчета релейской оптической толщины – это провести прецизионные фотометрические наблюдения в местах с минимальным количеством атмосферного аэрозоля. (Минимизировать величину $\tau_{\text{аэр}}(\lambda)$ в формуле (2)). Безусловно лучшим местом для таких наблюдений является Антарктида. Однако предварительные наблюдения на антарктической станции «Академик Вернадский» показали, что здесь возникают новые проблемы.

Величина оптической толщины атмосферы $\tau(\lambda)$ в настоящее время измеряется экспериментально из натуральных наблюдений по методике Бугера-Лэнгли. Суть этой методики состоит в том, что согласно закону Бугера, интенсивность потока лучистой энергии, прошедшего сквозь атмосферу от астрономического источника, находящегося на зенитном расстоянии Z , равна

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^{\circ} \cdot e^{-\tau(\lambda)X}, \quad (6)$$

где I_{λ}° - интенсивность потока лучистой энергии на границе атмосферы для данной длины волны λ ; $\tau(\lambda)$ - оптическая толщина атмосферы. Она связана с коэффициентом спектральной прозрачности атмосферы p соотношением

$$p_{\lambda} = e^{-\tau(\lambda)} \quad \text{или} \quad \tau(\lambda) = -\ln p \quad (7)$$

где X - величина, называемая воздушной массой. Эта величина определяется оптической толщиной атмосферы на зенитном расстоянии Z по отношению к оптической толщине в зените, принимаемой за единицу, т.е. $X = \sec Z$ (для зенита $X = \sec 0^{\circ} = 1$).

Если учесть, что величина $e^{-\tau(\lambda)}$ представляет собой коэффициент спектральной прозрачности атмосферы в зените p_{λ} , то формулу (2) можно представить в виде

$$I_{\lambda} = I_{\lambda}^{\circ} \cdot p_{\lambda}^X$$

в логарифмической форме

$$\ln I_{\lambda} = \ln I_{\lambda}^{\circ} + X \cdot \ln P_{\lambda}, \quad (8)$$

или

$$\ln I_{\lambda} = \ln I_{\lambda}^{\circ} - X \cdot \tau(\lambda). \quad (9)$$

Из выражения (9) следует, что зависимость $\ln I_{\lambda}$ от воздушной массы X представляет собой прямую линию. Очевидно, что экстраполяция ее до нулевой воздушной массы даст величину $\ln I_{\lambda}^{\circ}$, а угол наклона к оси абсцисс позволит определить оптическую толщину атмосферы $\tau(\lambda)$.

Следует отметить, что метод Бугера-Лэнгли становится совсем непригодным при определении оптической толщины атмосферы для арктических и антарктических станций. Как видно их формулы (5) согласно методу Бугера-Лэнгли для получения величин $\tau(\lambda)$ необходимо выполнить фотометрические наблюдения Солнца на двух (минимум) разных воздушных массах X (получается

два уравнения с двумя неизвестными $\ln I_{\lambda}^{\circ}$ и $\tau(\lambda)$). При этом, чем больше разность воздушных масс X , тем точнее можно определить значение $\tau(\lambda)$. Но Солнце летом в полярных широтах стоит низко над горизонтом, «ходит по кругу». И воздушные массы меняются незначительно.

Решением проблемы солнечных фотометрических наблюдений для высокоширотных станций является применение абсолютной калибровки наблюдательной аппаратуры.

Согласно уравнению (5) в каждый момент наблюдений можно определить значение $\tau(\lambda)$ по формуле

$$\tau(\lambda) = 1 / X (\ln I_{\lambda} - \ln I_{\lambda}^{\circ}). \quad (10)$$

При этом подразумевается, что известна величина внеатмосферного потока от Солнца в системе инструмента $\ln I_{\lambda}^{\circ}$

Для определения величины I_{λ}° необходимо выполнить абсолютную калибровку солнечного фотометра, т.е. провести высококачественные солнечные фотометрические наблюдений в обсерватории с первоклассным астроклиматом (естественно, расположенной в южных или умеренных широтах). Целью таких наблюдений является определение внеатмосферного потока от Солнца $\ln I_{\lambda}^{\circ}$ для каждой длины волны по отношению к сигналу встроенного в фотометр светового эталона. В качестве светового эталона можно использовать отобранные, калиброванные светодиоды. По данным ВНИИ ОФИ удастся изготовить светодиоды с широким спектром излучения, имеющие стабильность излучения не хуже 0,1 % – 0,2 % в диапазоне температур – 30 ° - + 30 °.

3. ЭФФЕКТ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Существует еще один источник погрешностей при расчете величины релеевской оптической толщины. Это неточный учет атмосферного давления. Как видно из формулы (5) релеевская оптическая толщина зависит от атмосферного давления. По сложившейся практике при проведении расчетов давление определяется по барометрической формуле для данной высоты места наблюдения. Но атмосферное давление может меняться в зависимости от метеоусловий. На рис. 1 приведена кривая изменения давления в г. Симферополь за три года (более точно в парке «Салгирка», высота 265 м над уровнем моря).

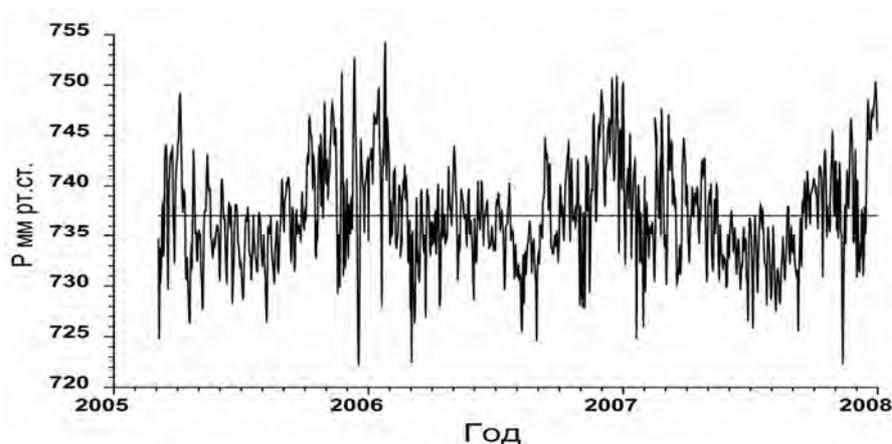


Рис.1. Кривая изменения атмосферного давления в г. Симферополь (парк «Салгирка», высота 265 м над уровнем моря)

Как видно из рис. 1, среднее значение атмосферного давления $P = 737,05$ мм рт. ст. Но оно может меняться в течение года в пределах от 722,20 мм до 754,31 мм. Насколько сильно повлияют эти изменения на оптическую толщину релеевского рассеяния? На рис. 2 приведены отклонения от среднего значения τ для минимальных и максимальных значений атмосферного давления в г. Симферополь.

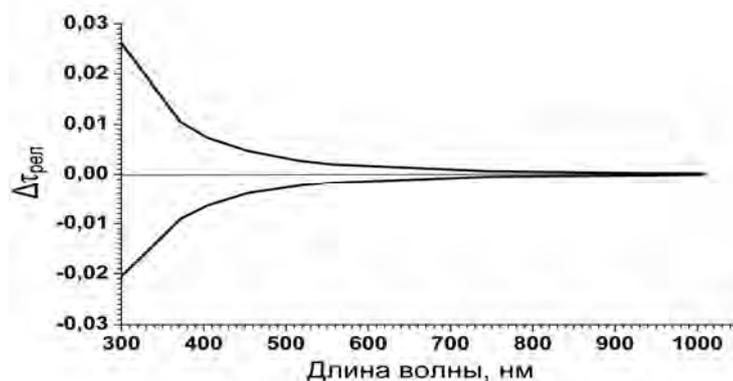


Рис.2. Отклонения от среднего значения релеевской оптической толщины для минимальных и максимальных величин атмосферного давления в г. Симферополь

Как видно из рис. 2 в видимой и ИК-областях спектра при вычислениях значений релеевской оптической толщины можно пользоваться с достаточной степенью точности средними значениями τ , определенными для среднего атмосферного давления данного места наблюдений. Однако при расчетах в УФ области спектра, особенно в местах с высокой прозрачностью атмосферы, где

общая оптическая толщина $\tau < 0,1$, необходимо при проведении фотометрических наблюдений регистрировать величину атмосферного давления.

ВЫВОДЫ

В настоящее время возможности для теоретического уточнения формулы релеевского рассеяния атмосферы практически исчерпаны. Необходимы экспериментальные исследования, т.е. проведение высокоточных фотометрических наблюдений в местах с высокой атмосферной прозрачностью. Таким местом может служить украинская антарктическая станция «Академик Вернадский».

Список литературы

1. Penndorf R. Tables of the refractive index for standard air and the Rayleigh scattering coefficient for the spectral region between 0.2 and 20.0 μ and their application to atmospheric optics // J.Opt.Soc.Am.. – 1957. – V. 47. – P. 176-182.
2. Elterman L. Atmospheric attenuation model, in the ultraviolet, the visible, and the infrared windows for altitudes to 50 km // Environ. Res. Paper N46. U.S. Air Force Cambridge Research Laboratory. - Bedford, Mass, 1964. – 57 p.
3. Elterman L. UV, visible, and IR-attenuation for altitudes to 50 km // Environ. Res. Paper N285. (U.S. Air Force Cambridge Research Laboratory), 1968. - 59 p.
4. U.S.Standard Atmosphere, 1962. - Washington, D.C.: U.S.Government Printing Office, 1962. – 120 p.
5. Edlen B. Dispersion of standard air // J.Opt.Soc.Am.. – 1953. – V. 43. – P. 339-344.
6. Hoyt D.V. A redetermination of the Rayleigh optical depth and its application to selected solar radiation problems // J.Appl. Meteorol.. – 1977. – V. 16. – P. 432-436.
7. Frohlich C. and Shaw G.E. New determination of Rayleigh scattering in the terrestrial atmosphere // Appl. Opt. – 1980. – V. 19. P. 1773-1775.
8. U.S.Standard Atmosphere Supplement, 1966. - Washington, D.C. :U.S.Government Printing Office, 1966. – 65.
9. Young A.T. Revised depolarization corrections for atmospheric extinction // Appl. Opt. – 1980.- V. 19. –P. 3427-3428.
10. Das A.K., Iqbal M. Modifications to an algorithm to compute diffuse solar spectral radiation under clear skies // Rev. int. heliotechn.. – 1984. - N2. - P.2-6.
11. Leckner B. The spectral distribution of solar radiation at the Earth's surface-elements of a model //Solar energy. – 1978. - V.20. - P.143-150.
12. Kneizys F.X., Shettle E.P. et al. – 1980: Washington, D.C.: Air Force Geophysics Lab. Bedford. M., AFGLTR -80- 0067.
13. Bates D.R. Rayleigh scattering by air // Planet and Space Sci. – 1984. - V.32. - N 6. - P.785-790.
14. Nicolet M. On the molecular scattering in terrestrial atmosphere: an empirical formula for its calculation in the homosphere. Planet and Space Sci., 1984, V.32, N 11, P 1467-1468.
15. Bucholtz A. Rayleigh – scattering calculations for the terrestrial atmosphere // Appl. Optics. – 1995. - V. 34. – N 15. – P. 2765-2773.
16. Leiterer U., Schulz K.-H. Zur Abweichung des realen von dem nach der Rayleigh'schen Theorie berechneten Luftstruekoeffizienten // Gerlands Beitrage zur Geophysik. -1986. - Bb. 93. - Heft 3. - S. 262-266.
17. Терез Г. А. Об учете релеевского рассеяния при разделении атмосферной экстинкции на составляющие // Известия АН СССР, серия «Физика атмосферы и океана». -1990. Т 26. - № 5.- С. 550-553.
18. Leiterer U., Sakunow G. Messungen von Aerosolpartikeln im Grossenbereich 0,2 bis 4,0 μ in der Antarktis // Zeit. Meteorol. – 1989. - V. 39. - N 6. - S. 309- 316.
19. Родионов С.Ф. Электрофотометрические исследования на Эльбрусе. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1970. - 125 с.

20. Ghan S., Laulainen N., Easter R., Wagener R., Nemesure S., Chapman E., Zhang Y., Leung R. Evaluation of aerosol direct radiative forcing in MIRAGE // J. Geoph. Research. – 2001. -V. 106. - N D6. - P. 5295-5316.
21. Бурлов-Васильев К.А., Васильева И.Э. Спектральная прозрачность земной атмосферы в ближней УФ-области спектра // Известия АН СССР, серия «Физика атмосферы и океана». – 1992. – Т. 28. - № 12. – с. 1170-1175.
22. Терез Г. А. О точности разделения спектральной прозрачности атмосферы на компоненты // Известия АН СССР, серия «Физика атмосферы и океана». 1995. - Т. 8. - № 10. - с. 1545-1546.

Терез Е.І., Терез Г.А., Лагунова М.І. Визначення релеевського розсіювання земної атмосфери за фотометричними спостереженнями // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І.Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». – Т. 21(60). - №1– С. 117-124.

У статті виконано огляд досліджень, присвячених визначенню релеевської оптичної товщини атмосфери. Показано, що існує деяка невизначенність при вираховуванні величини релеевського розсіювання, особливо в синій та ультрафіолетовій областях спектру. Для уточнення теоретичних формул запропоновано провести високоточні фотометричні спостереження у місцях з особливо високою атмосферою прозорістю, наприклад, на антарктичній станції «Академік Вернадський». Надана оцінка можливих похибок у визначенні релеевської оптичної товщини атмосфери при використанні у розрахунках середньої висоти даного місця спостережень.

Ключові слова: Релеевська оптична товщина, точність розрахунків, аномально висока прозорість, атмосферний тиск.

Terez E.I., Terez G.A., Lagunova M.I. Determination of the Rayleigh Scattering of the Earth Atmosphere while photometric observations // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series “Fizika”. – V. 21(60). - №1. - P. 117-124.

A review of investigations on determination of the Rayleigh atmospheric optical depth has been made in the paper. It is shown that in calculations of the value of the Rayleigh scattering especially in the blue and ultraviolet spectral regions there exists an uncertainty. To redetermine theoretic formulae it is suggested to make accurate photometric observations in places with very high atmospheric transparency, for example, at the Antarctic station "Academician Vernadsky". The evaluation of possible errors in determining the Rayleigh optical depth of the atmosphere has been made with applying in calculations an average elevation of the observational site.

Key words: Rayleigh optical depth, accuracy of calculations, abnormally high transparency, atmospheric pressure.

Поступила в редакцію 05.11.2008 з.

УДК 537.635

ФОРМА ЛИНИЙ ЯМР ПРИ НАЛИЧИИ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ПОДВИЖНОСТИ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

Ольшевски М.¹, Сергеев Н. А.², Левченко Д. А.³, Сапига А. В.³

¹Институт физики, Шчечинский Университет, Шчечин, Польша

²Национальная академия природоохранного и курортного строительства, Симферополь,
Украина

³Таврический национальный университет им. В.И.Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: sergeev@wmf.univ.szczecin.pl, levchenko@ava.net.ua, sapiga_av@mail.ru

В статье описана процедура получения выражения описывающего температурные трансформации формы линии ЯМР в твердых телах, содержащих n неэквивалентных положений молекул воды. Полученное общее выражение для формы линии ЯМР корректно учитывает как внутримолекулярные, так и межмолекулярные дипольные взаимодействия молекул воды при наличии молекулярной подвижности.

Ключевые слова: ЯМР, форма линии, молекулярная подвижность.

ВВЕДЕНИЕ

Важными приложениями метода ядерного магнитного резонанса (ЯМР) являются исследования транспортных явлений или термически активированных молекулярных и атомных внутренних движений в твердых телах. Экспериментально измеряемыми ЯМР величинами являются второй момент линии ЯМР, скорости спин-решеточной релаксации, форма линии ЯМР и сигналов эха спинового и др. [1]. В настоящее время существует большое количество статей, описывающих вычисления различных измеряемых методом ЯМР величин в твердых телах с внутренней подвижностью. Наиболее информативной из всех этих различных измеряемых величин является форма линии ЯМР. Однако, проблема вычисления формы линии ЯМР или сигнала спада свободной индукции (ССИ) в твердых телах с молекулярной подвижностью является одной из трудных и до сих пор не решенной проблемой в ЯМР твердого тела [1-4]. В настоящем сообщении мы рассматриваем проблему вычисления формы линии ^1H ЯМР в твердых телах содержащих подвижные молекулы воды. Здесь рассматривается случай, когда в твердом теле реализуется диффузия молекул воды по ограниченному числу регулярных положений. Регулярная диффузия молекул воды наблюдается, например в узкопористых цеолитах при температурах выше 200 К [5]. Изучение физических механизмов молекулярной диффузии происходящей нанометрических каналах цеолитов имеет важное значение, как для физики и химии твердого тела, так и для поиска новых перспективных применений таких материалов.

Хорошо известно, что спектр ^1H ЯМР молекулы воды содержит две линии на частотах $\omega_L \pm \omega_P$ [5], где ω_L – частота Лармора и

$$\omega_p = \frac{3\mu_0}{8\pi} \gamma^2 \hbar R^{-3} (1 - 3\cos^2 \theta), \quad (1)$$

ω_p – частота Пейка [1,5]. Все обозначения в (1) являются общепринятыми [1].

В случае если в твердом теле имеется n магнитно-неэквивалентных молекул воды и движения молекул воды отсутствуют, спектр ^1H ЯМР содержит, в общем случае, n дублетов Пейка на частотах $\omega_L \pm \omega_{pj}$ с интенсивностями p_j . Если молекулы воды движутся по этим n магнитно-неэквивалентным позициям, то спектр ЯМР сужается и при высоких температурах наблюдается усредненный дублет Пейка на частотах [6,7]

$$\bar{\omega} = \omega_L \pm \sum_j p_j \omega_{pj}, \quad (2)$$

Температурный интервал, в котором $2\omega_{pj} \approx \nu_C$ (ν_C - частота корреляции характеризующая движение молекулы воды) является наиболее интересным интервалом, поскольку именно в этом интервале трансформации формы линии ЯМР наиболее чувствительны к микроскопическому механизму подвижности молекул воды [6,7]. Точное аналитическое выражение для трансформации формы линии ЯМР ансамбля подвижных молекул воды известно для простой модели изолированных молекул воды [8-11]. В этой модели пренебрегается дипольными взаимодействиями между магнитными моментами протонов, принадлежащих различным молекулам воды, и предполагается, что молекула воды прыгает между двумя магнитно-неэквивалентными положениями с корреляционной частотой ν_C . Для этой простой модели форма линии ЯМР имеет вид [1,8-11]:

$$I(\Delta) = A[f(\Delta) + f(-\Delta)], \quad (3)$$

где $\Delta = \omega - \omega_L$, A - постоянная и

$$f(\Delta) = \frac{\nu_C(\omega_{p1} - \omega_{p2})^2}{[(\omega_{p1} + \Delta)(\omega_{p2} + \Delta)]^2 + \nu_C^2(\omega_{p1} + \omega_{p2} + 2\Delta)^2}. \quad (4)$$

В (4) ω_{p1} и ω_{p2} - частоты Пейка для двух неэквивалентных молекул воды.

Как было отмечено выше, выражение (4) не учитывает межмолекулярные дипольные взаимодействия между магнитными моментами протонов, принадлежащих различным молекулам воды. Обычно эти взаимодействия учитываются путем введения феноменологического параметра T_2^{-1} [9,12]. В этом случае функция $f(\Delta)$ имеет вид [9,12]

$$f(\Delta) = \frac{\nu_C(\omega_{p1} - \omega_{p2})^2 + T_2^{-1}[(\omega_{p1} - \omega_{p2})^2 + 2(\omega_{p1} + \Delta)(\omega_{p2} + \Delta)] + 2T_2^{-1}(2\nu_C + T_2^{-1})^2}{[(\omega_{p1} + \Delta)(\omega_{p2} + \Delta) - T_2^{-1}(2\nu_C + T_2^{-1})]^2 + (\nu_C + T_2^{-1})^2(\omega_{p1} + \omega_{p2} + 2\Delta)^2}. \quad (5)$$

Однако в этом приближении параметр T_2^{-1} не зависит от температуры и, следовательно, выражение (5) некорректно описывает усреднение межмолекулярных дипольных взаимодействий при наличии молекулярных движений.

Необходимо отметить, что в настоящее время не существует аналитического выражения, подобного (4) и (5), которое давало бы возможность вычислить температурные трансформации формы линии ЯМР в случае, когда молекулы воды прыгают по n магнитно-неэквивалентным положениям и $n > 2$.

Основная цель настоящей статьи – получить общее выражение описывающее трансформацию формы линии ЯМР, которое корректно учитывало бы межмолекулярные дипольные взаимодействия между магнитными моментами протонов различных молекул воды и которое можно было бы использовать для анализа температурной трансформации формы линии ЯМР в твёрдых телах содержащих n ($n > 2$) неэквивалентных положений по которым молекулы воды прыгают с корреляционными частотами ν_C .

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Будем предполагать, что распределение всех возможных значений частот Лейка $\omega(t)$ описывается функцией $p(\omega)$, а прыжки от одного значения ω_1 до другого ω_2 являются независимыми и распределены однородно во времени с плотностью ν_C (значение $\nu_C dt$ определяет среднее число прыжков, происходящих на временном интервале dt).

Сигнал спада свободной индукции ансамбля молекул воды описывается общим уравнением Кубо-Андерсона, которое имеет вид [1,2,8,9,13]

$$\dot{x} = -i\omega(t) \cdot x, \quad (6)$$

где $\omega(t)$ - случайно флуктуирующая частота.

Формальное усредненное решение (6) имеет вид

$$\langle x(t) \rangle = \left\langle x(0) \cdot \exp \left(-i \int_0^t \omega(t') dt' \right) \right\rangle, \quad (7)$$

где символ $\langle \dots \rangle$ означает операцию усреднения по всем реализациям случайного процесса.

Необходимо отметить, что для стационарных случайных процессов Фурье преобразование функции (7) дает форму линии ЯМР [1].

Для вычисления $\langle x(t) \rangle$ будем использовать процедуру, описанную в [13,14]. Поделив временной интервал $(0, t)$ на m подинтервалов $\tau = t/m$ выражение (7) можем записать, для одной реализации случайного процесса, в виде

$$x(t) = \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\infty \dots \int_0^\infty \exp \left(-i \sum_{k=2}^{m+1} \tau \cdot \omega_k \right) \times \\ \times p(\omega_{m+1}) p(\omega_{m+1} | \omega_m, \tau) p(\omega_m | \omega_{m-1}, \tau) \dots p(\omega_2 | \omega_1, \tau) d\omega_1 d\omega_2 \dots d\omega_{m+1} \quad (8)$$

Здесь ω_k ($k = 1, 2, \dots, m+1$) - значение ω на временном интервале $(k\tau, (k+1)\tau)$.

Условная вероятность $p(\omega_k | \omega_{k-1}, \tau)$ удовлетворяет уравнению Феллера [15]

$$\frac{\partial p(\omega_k | \omega_{k-1}, \tau)}{\partial \tau} = -\nu_C p(\omega_k | \omega_{k-1}, \tau) + \nu_C \int d\omega \cdot f(\omega | \omega_{k-1}) p(\omega_k | \omega, \tau), \quad (9)$$

с начальным условием

$$p(\omega_k | \omega_{k-1}, 0) = \delta(\omega_k - \omega_{k-1}). \quad (10)$$

Здесь функция $f(\omega_m | \omega_k)$ есть вероятность того, что случайная переменная ω_m прыгнет до ω_k ; ν_C - средняя частота прыжка от одного значения ω до другого.

Если предположим, что

$$f(\omega_k | \omega_m) = p(\omega_m), \quad (11)$$

где $p(\omega)$ - функция описывающая распределение всех возможных значений ω , то из (9) имеем

$$p(\omega_k | \omega_{k-1}, \tau) = \delta(\omega_{k-1} - \omega_k) e^{-\nu_C \tau} + p(\omega_{k-1}) \cdot (1 - e^{-\nu_C \tau}). \quad (12)$$

Подставляя (12) в (8) и усредняя (8) по распределению всех частот ω_k получаем

$$\begin{aligned} \langle x(t) \rangle = & \lim_{\tau \rightarrow 0} \int_0^\infty \dots \int_0^\infty p(\omega_{m+1}) \exp\left(-\sum_{k=2}^{m+1} \tau \cdot (i\omega_k + \nu_C)\right) \times \\ & \times h(\omega_{m+1} | \omega_m, \tau) h(\omega_m | \omega_{m-1}, \tau) \dots h(\omega_2 | \omega_1, \tau) d\omega_1 d\omega_2 \dots d\omega_{m+1}, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$h(\omega_k | \omega_{k-1}, \tau) = \delta(\omega_{k-1} - \omega_k) + c \cdot p(\omega_{k-1}) \quad (14)$$

и $c = \exp(\nu_C \tau) - 1$.

Интегрирование в (13) по всем переменным ω_m дает

$$\begin{aligned} \langle x(t) \rangle = & p(t) + \nu_C \int_0^t dt_1 p(t_1) \cdot p(t - t_1) + \nu_C^2 \int_0^t dt_1 p(t_1) \cdot \int_0^{t_1} dt_2 p(t_2) p(t - t_1 - t_2) + \\ & + \frac{1}{\tau^3} \int_0^t dt_1 p(t_1) \int_0^{t_1} dt_2 p(t_2) \int_0^{t_2} dt_3 p(t_3) p(t - t_1 - t_2 - t_3), \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$p(t) = \int_0^\infty d\omega \cdot \exp[-(i\omega + \nu_C)t] \cdot p(\omega). \quad (16)$$

После преобразования Лапласа выражения (15) имеем:

$$\langle x(s) \rangle \equiv \int_0^{\infty} e^{-st} \langle x(t) \rangle dt = p(s) \cdot \left[\sum_{k=0}^{\infty} (v_C \cdot p(s))^k \right] = \frac{p(s)}{1 - v_C \cdot p(s)}, \quad (17)$$

где

$$p(s) \equiv \int_0^{\infty} \frac{p(\omega) d\omega}{s + i\omega + v_C}. \quad (18)$$

Вычисления, представленные выше, приводят к следующему результату для трансформаты Лапласа от $\langle x(t) \rangle$, которая совпадает с формой линии ЯМР $f(\Delta)$ [1]

$$f(\Delta) \equiv \langle x(s \equiv i\Delta) \rangle = \frac{g(\Delta)}{1 - v_C \cdot g(\Delta)}, \quad (19)$$

где

$$g(\Delta) = \int_0^{\infty} \frac{p(\omega) d\omega}{i(\Delta + \omega) + v_C}, \quad (20)$$

Выражение (19) описывает трансформации формы линии ЯМР для произвольной функции распределения $p(\omega)$ и сейчас рассмотрим несколько различных примеров вида этой функции.

Если функция распределения $p(\omega)$ имеет вид

$$p(\omega) = \sum_{j=1}^n p_j \delta(\omega - \omega_{p_j}), \quad (21)$$

где

$$\sum_{i=1}^n p_i = 1, \quad (22)$$

из (20) имеем

$$g(\Delta) = \sum_{j=1}^n p_j \frac{v_C - i\delta_j}{\delta_j^2 + v_C^2}, \quad (23)$$

где $\delta_j = \Delta + \omega_{p_j}$.

Подстановка (23) в (19) даёт

$$f(\Delta) = v_C \cdot \frac{A - (v_C^2 A^2 + B^2)}{1 - 2A + v_C^2 (A^2 + B^2)}, \quad (24)$$

где

$$A = \sum_{j=1}^n \frac{p_j}{\delta_j^2 + v_C^2}, \quad (25)$$

$$B = \sum_{k=1}^n \frac{p_k \delta_k}{\delta_k^2 + v_C^2}, \quad (26)$$

Для случая, когда $n = 2$ и $p_1 = p_2 = 1/2$ из (24) следует выражение (4). Необходимо отметить, что из (19) и (21) следует также выражение (5), если функция $g(\Delta)$ выбирается в виде

$$g(\Delta) = \int_0^{\infty} \frac{p(\omega)d\omega}{i(\Delta + \omega) + \nu_c + T_2^{-1}}, \quad (27)$$

Используя (19) и (21), и предполагая, что ЯМР спектр $p(\omega)$ содержит три пейсковских дублета ($n = 3$) и $p_1 = p_2 = p_3 = 1/3$ мы вычислили трансформации формы линии ЯМР, которые показаны на рис.1.

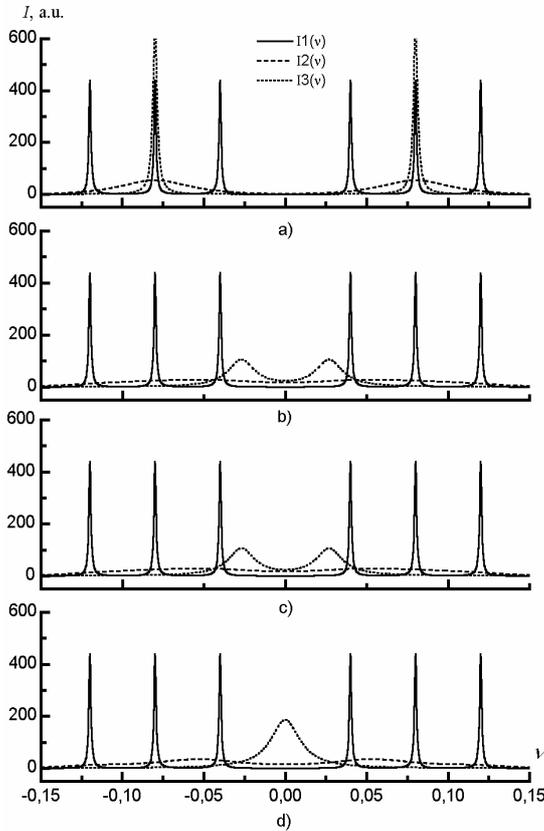


Рис. 1. Температурные трансформации формы линии ЯМР в случае, когда $p(\omega)$ описывается функцией (10). $n = 3$; $p_1 = p_2 = p_3 = 1/3$; $\nu_c = 1.2 \cdot 10^{13} \exp(-25[\text{кДж/моль}]/kT)$ Гц; $I_1(\nu)$ – форма линии при $T = 130\text{K}$; $I_2(\nu)$ – форма линии при $T = 155\text{K}$; $I_3(\nu)$ – форма линии при $T = 180\text{K}$; а) $\omega_1 = 4$ кГц; $\omega_2 = 8$ кГц; $\omega_3 = 12$ кГц; б) $\omega_1 = -4$ кГц; $\omega_2 = 8$ кГц; $\omega_3 = -12$ кГц; в) $\omega_1 = 4$ кГц; $\omega_2 = -8$ кГц; $\omega_3 = 12$ кГц; д) $\omega_1 = 4$ кГц; $\omega_2 = 8$ кГц; $\omega_3 = -12$ кГц.

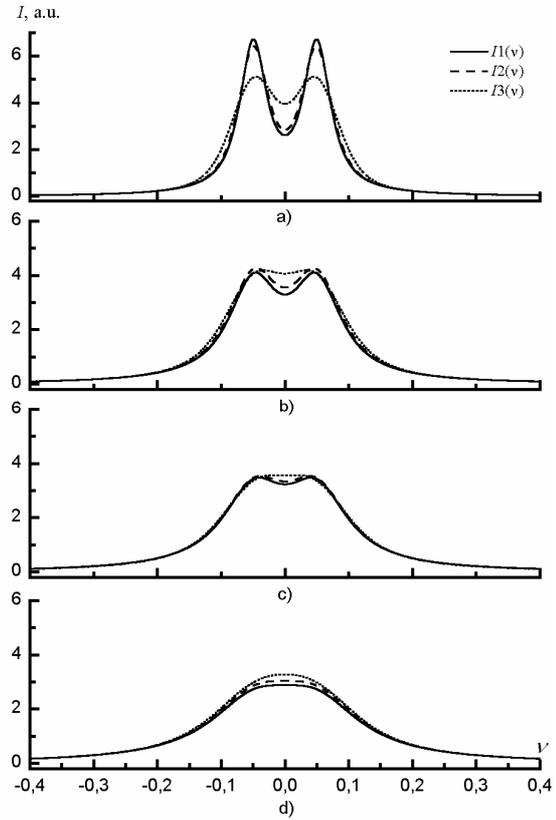


Рис. 2. Температурные трансформации формы линии ЯМР в случае, когда $p(\omega)$ описывается функцией (17). $n = 2$, $\omega_{p1} = -\omega_{p2} \equiv \delta$; $p_1 = p_2 = 1/2$; $\delta = 5$ кГц; $\nu_c = 1.2 \cdot 10^{13} \exp(-25[\text{кДж/моль}]/kT)$ Гц; $I_1(\nu) - \sigma = 0.5$ кГц; $I_2(\nu) - \sigma = 1$ кГц; $I_3(\nu) - \sigma = 2.5$ кГц. а) $T = 150\text{K}$, б) $T = 155\text{K}$, в) $T = 157\text{K}$, д) $T = 160\text{K}$.

Подобные вычисления трансформации формы линии ЯМР легко выполнить и для случая, когда $n > 3$.

Сейчас рассмотрим влияние межмолекулярных дипольных взаимодействий на трансформации формы линии подвижных молекул воды и выберем функцию распределения $p(\omega)$ в виде

$$p(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \sum_{j=1}^n p_j \exp\left(-\frac{(\omega - \omega_{p_j})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (28)$$

Используя (28), (20) и (19) и предполагая, что $n = 2$, $\omega_{p_1} = -\omega_{p_2} \equiv \delta$; $p_1 = p_2 = 1/2$ мы вычислили трансформации формы линии ЯМР для различных значений σ . Результаты этих вычислений показаны на рис.2, из которых можно видеть различие в трансформациях спектра ЯМР для различных значений межмолекулярных взаимодействий (параметр σ в (28)).

ВЫВОДЫ

В противоположность существующим в настоящее время подходам к анализу температурных трансформаций формы линии ЯМР в твёрдых телах содержащих подвижные молекулы воды, полученное выше общее выражение для формы линии ЯМР корректно учитывает как внутримолекулярные, так и межмолекулярные дипольные взаимодействия молекул воды.

Полученное выражение позволяет анализировать температурные трансформации формы линии ЯМР в твердых телах, содержащих n ($n > 2$) неэквивалентных положений по которым прыгают молекулы воды с частотами корреляции ν_C . Наблюдаемые экспериментально сложные температурные трансформации спектров ЯМР можно сравнивать с расчетными, что позволит расширить возможности метода ЯМР.

Мы планируем в дальнейшем рассмотреть случай, когда частота прыжка $\nu_{C,i \rightarrow j}$ от частоты Пейка ω_{p_i} до частоты ω_{p_j} не совпадает с частотой прыжка $\nu_{C,i \rightarrow k}$ от частоты Пейка ω_{p_i} до частоты $\omega_{p_k} \neq \omega_{p_j}$.

Список литературы

1. Абрагам А. Ядерный магнетизм: Пер. с англ. – М: Инстр. лит., 1963. – 551с.
2. Anderson P. W., Weiss P. R. Exchange Narrowing in Paramagnetic Resonance // Rev. Mod. Phys. – 1953. – Т.25. – С.269-276.
3. Сергеев Н. А., Рябушкин Д. С. Анализ формы линии магнитного резонанса при медленных молекулярных движениях // Изв. ВУЗов. Физика. – 1982. – №7. – С.48-52.
4. Сергеев Н. А., Рябушкин Д. С., Сапига А. В. Форма линии ЯМР в твердых телах с молекулярной подвижностью // Изв. ВУЗов. Физика. – 1989. – №11. – С.15-20.
5. Габуда С. П., Лундин А. Г. Внутренняя подвижность в твердом теле. – Новосибирск. Наука, 1986. – 176с.
6. Pake J. E. Nuclear resonance absorption in hydrated crystals: fine structure of the proton line // J. Chem. Phys. – 1948. – Т.16. – С. 327-336.

7. Сергеев Н. А., Фалалеев О. В., Габуда С. П. Спектры ЯМР диффундирующих молекул воды в кристаллах // ФТТ. – 1969. – Т.11, №8. – С.2248-2251.
8. Spiess H. W., Sillescu H. Solid echoes in the slow-motion region // J. Magn. Res. – 1981. – V.42. – P.381-390.
9. Сергеев Н. А., Киперман Е. М., Вахрамеев А. М., Афанасьев М. Л. Исследование медленных движений молекул воды в $\text{BeSO}_4 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ по форме линии ЯМР // ЖСХ. – 1981. – Т.22, №2. – С.83-87.
10. Sapiga A.V., Sergeev N. A. NMR lineshapes in solids with molecular mobility // Mol. Phys. Rep. – 2001. – V.34/2. – P.137-140
11. Sapiga A.V., Sergeev N. A. NMR Investigation of Natrolite Structure // Crystal Research and Technology. – 2001. – V.36. – P.875-883.
12. Sapiga A.V., Sergeev N. A. NMR study of the diffusion of water molecules in natrolite // Mol. Phys. Rep. – 2000. – V.29. – P.60-64.
13. Klauder J. R., Anderson P. W. Spectral Diffusion Decay in Spin Resonance Experiments // Phys. Rev. – 1962. – V.125. – P.912.
14. Салехов К. М., Семенов А. Г., Цветков Ю. Д. Электронное спиновое эхо. – Новосибирск. Наука. – 1976. – 210с.
15. Gardner W. A., Handbook of Stochastic Methods for Physics, Chemistry and the Natural Sciences. – Berlin. Springer, 1983. – 365с.

Ольшевський М., Сергєєв Н. А., Левченко Д. А., Сапіга А. В. Форма лінії ЯМР за наявності молекулярної рухливості в твердих тілах // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». – Т. 21(60). - №1. – С. 125-132.

У статті описана процедура отримання вираження для аналізу температурних трансформацій форми лінії ЯМР в твердих тілах, що містять n нееквівалентних положень молекул води. Отримане загальне вираження для форми лінії ЯМР що коректно враховує як внутрішньомолекулярні, так і міжмолекулярні дипольні взаємодії молекул води за наявності молекулярної рухливості.

Ключові слова: ЯМР, форма лінії, молекулярна рухливість.

Ol'shevski M., Sergeev N. A., Levchenko D. A., Sapiga A. V. NMR lineshape in the solids at presence of molecular mobility // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2005. – Series «Fizika». – V. 21(60). - №1. – P. 125-132.

In the article is described procedure of getting expression of temperature transformations NMR lineshape in solids, containing n of nonequivalence positions of molecules of water. Got general expression for the NMR lineshape correctly takes into account both intramolecular and intermolecular dipole interaction of water molecules at presence of molecular mobility.

Keywords: NMR, lineshape, molecular mobility.

Поступила в редакцію 10.11.2008 з.

УДК 535.323:537.226.33

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПОНТАННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ КРИСТАЛЛОВ BaTiO_3 С ПОВЫШЕННОЙ КОНЦЕНТРАЦИЕЙ H^+

Яценко А.А., Евдокимов С.В., Яценко А.В.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: aya@crimea.edu, lab2@crimea.edu, lab2@crimea.edu*

Проведены исследования температурной зависимости спонтанной поляризации и пьезоэлектрического коэффициента для сегнетоэлектрика BaTiO_3 с повышенной концентрацией водорода. Показано, что величины P_0 и γ_1 в изученном образце существенно меньше известных значений. Выявлено наличие остаточной спонтанной поляризации при $T > T_C$ и обсуждаются причины этого эффекта. Высказано предположение, что внедрение ионов H^+ в структуру кристалла приводит к появлению дефектных комплексов, включающих полярон Ti^{3+} и OH^- группу.

Ключевые слова: титанат бария, пьезоэлектрический эффект, дефекты

ВВЕДЕНИЕ

Сегнетоэлектрические монокристаллы BaTiO_3 и керамические твердые растворы на их основе уже более полувека являются объектом интенсивного изучения. Монокристаллы BaTiO_3 обладают фоторефрактивными свойствами [1] и могут использоваться, как среда для записи объемных фазовых голограмм (ОФГ), причем запись может проводиться световыми импульсами пико- и фемтосекундной длительности [2].

Во время роста кристаллов семейства ABO_3 и, особо, послеростового высокотемпературного отжига в атмосфере водорода ионы H^+ внедряются в структуру кристалла и формируют OH^- группы [3]. Кристаллы BaTiO_3 в этом плане не являются исключением [4]. Ранее предполагалось, что внедрение водорода может вызвать не только изменение физических свойств приповерхностного слоя кристалла, но и потерю объемной поляризации в сегнетоэлектриках со структурой перовскита [5], однако в случае BaTiO_3 эта гипотеза экспериментально не исследовалась.

Целью данной работы было исследование температурной зависимости спонтанной поляризации P_0 и пьезоэлектрических свойств кристаллов BaTiO_3 с повышенной объемной концентрацией водорода.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперименты проводились на монокристаллическом образце BaTiO_3 , выращенном методом Ремейки в Днепропетровском государственном техническом университете. Образец желто-зеленого цвета имел форму пластинки площадью 9 мм^2 и толщиной 0.7 мм , полярная ось совпадала с нормалью к

пластинке. На полярные поверхности образца были нанесены индиевые электроды, а свободные поверхности образца перед проведением измерений тщательно обезжиривались и дегидратировались. Измерения проводились на установке, состоящей из термостата с малым пространственным градиентом температуры, оснащенного прецизионным блоком управления, и специализированного электрометрического усилителя с чувствительностью 10^{-14} А. Температура образца измерялась калиброванной дифференциальной термопарой медь-константан.

Предварительно нами была исследована температурная зависимость темновой электрической проводимости образца $\sigma_d(T)$. При этом один из электродов подключался к измерительному сопротивлению электрометрического усилителя, а кристалл медленно нагревался ($dT/dt \leq 0.5$ К/мин) до необходимой температуры и выдерживался в течение нескольких часов – до исчезновения переходного пирозлектрического тока. После прихода кристалла в состояние теплового равновесия на второй электрод подавалось трапецеидальное напряжение от внешнего источника. Напряженность поля E ограничивалась значением $E_m=100$ В/см, чтобы избежать локальной переполяризации образца.

Измерения проводились при разном знаке прикладываемой к кристаллу разности потенциалов и сохранении абсолютного значения $|E_m|$ и их результаты представлены на рис.1. При $E \uparrow \uparrow P$ зависимость $\sigma_d(T)$ отвечает закону Аррениуса при $E_a=(0.14 \pm 0.02)$ eV, что коррелирует с известными данными и свидетельствует об электронном характере проводимости [6]. В то же время при $E \uparrow \downarrow P$ зависимость $\sigma_d(T)$ имеет явно выраженный двухэкспоненциальный характер:

$$\sigma_d(T) = \left[\mu_1 \cdot N_1 \cdot \exp\left(-\frac{E_1}{k_0 T}\right) + \mu_2 \cdot N_2 \cdot \exp\left(-\frac{E_2}{k_0 T}\right) \right] \cdot e \quad (1)$$

где e – модуль заряда электрона, μ_1 и μ_2 – подвижности носителей первого и второго типа, N_1 и N_2 – их объемная концентрация.

Из обработки экспериментальных данных по методу наименьших квадратов были получены следующие значения энергий активации: $E_1=(0.14 \pm 0.03)$ eV и $E_2=(1.00 \pm 0.08)$ eV. Вид зависимости $\sigma_d(T)$ при $E \uparrow \downarrow P$ качественно полностью совпадает с аналогичной зависимостью в кристаллах $LiNbO_3$ [7], причем большее значение энергии активации E_2 в кристалле $BaTiO_3$ практически совпадает с аналогичным значением для $LiNbO_3$: $E_a=(1.06 \pm 0.03)$ eV, которое в последнем случае ассоциируется исключительно с ионной проводимостью за счет наличия в структуре примесных ионов H^+ в составе OH^- групп. Таким образом, в исследуемом образце $BaTiO_3$ присутствуют OH^- группы и их объемная концентрация достаточно велика: по предварительной оценке - не менее 10^{19} см⁻³. Несомненный интерес представляет обнаруженный факт анизотропии проводимости, однако обсуждение причин и подробный анализ этого явления выходит за рамки данной статьи и требует дополнительного изучения.

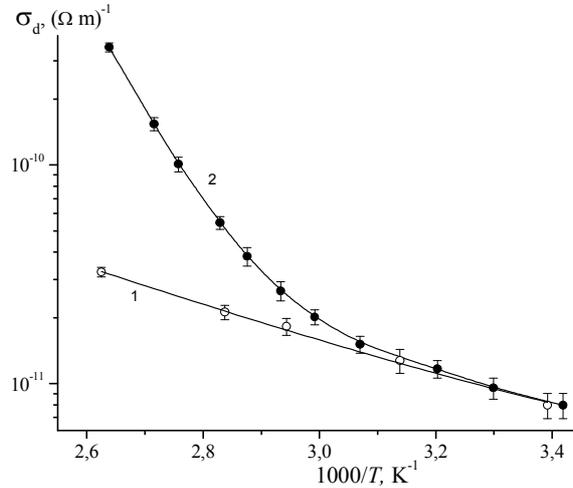


Рис.1. Температурная зависимость σ_d при: (1) - $E \uparrow \uparrow P$; (2) - $E \uparrow \downarrow P$.

Температура Кюри T_c кристаллов $BaTiO_3$ не очень велика и в зависимости от качества кристалла и метода выращивания лежит в диапазоне (393÷408)К. В связи с этим при исследовании пьезоэлектрических свойств $BaTiO_3$ применение наиболее точного – статического метода – не представляется возможным, и измерения проводились при использовании квазистатического метода [8]. В процессе эксперимента температура образца увеличивалась со скоростью $V \cong 0.27$ К/мин. По определению, первичный пьезоэлектрический коэффициент $\gamma_1 = -\frac{dP_o}{dT}$ и выражение для вычисления γ_1 при использовании квазистатического метода имеет вид:

$$\gamma_1 = -U(t) \cdot (A \cdot V \cdot R)^{-1} + 2e_{31} \cdot \alpha_1 + e_{33} \alpha_3 = \gamma' + 2e_{31} \cdot \alpha_1 + e_{33} \alpha_3 \quad (2)$$

где A – площадь полярных граней кристалла; $U(t)$ – пьезоэлектрическое напряжение на входе электрометрического усилителя; R – входное сопротивление электрометрического усилителя; e_{3i} – пьезоэлектрические модули; α_i – коэффициенты линейного температурного расширения; $i=1, 2, 3$ обозначает направления кристаллографических осей (ось “3” совпадает с полярной осью кристалла); γ' - некорректированное значение пьезоэлектрического коэффициента. Экстраполяция результатов представленных на рис.1 в область температур до 450 К показывает, что сопротивление кристалла во всем исследованном диапазоне температур более чем на 2 порядка превышает R (в нашем случае $R = 2.2$ ГОм) и не влияет на результаты расчета γ_1 .

Температурные зависимости γ_1 и P_o полученные в ходе эксперимента, представлены на рис. 2 и рис.3 соответственно. Видно, что как γ_1 так и P_o при $T=293$ К существенно меньше известных значений: $3.4 \cdot 10^{-4}$ Кл/(м²К) [9] и 0.25 Кл/м² [10]. Второй примечательный факт – экспериментально зарегистрированное наличие остаточной спонтанной поляризации исследованного образца вплоть до

435 К. Ранее такой эффект в монокристаллах BaTiO_3 экспериментально не наблюдался. Это однозначно свидетельствует о том, что фазовый переход в данном образце является размытым.

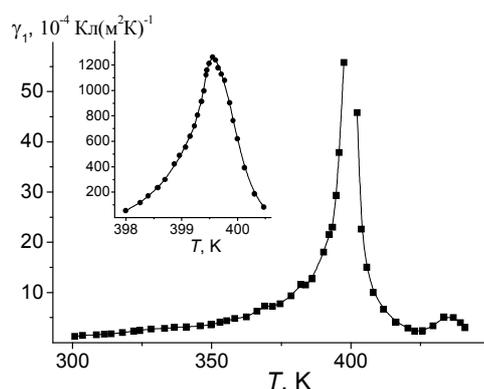


Рис.2. Температурная зависимость γ_1 .

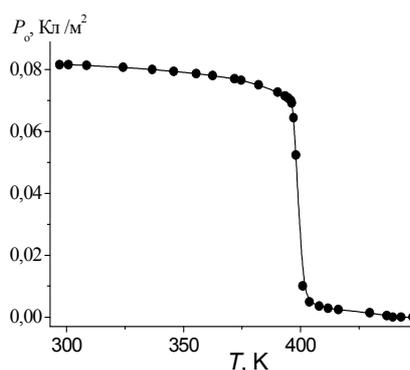


Рис.3. Температурная зависимость P_0 .

2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Уменьшение P_0 при $T=293\text{K}$ в исследованном образце по сравнению с известными данными может быть объяснен следующими причинами: (i) старением образца; (ii) частичной деполяризацией образца в ходе предыдущих оптических экспериментов; (iii) влиянием OH^- групп. Действительно, уменьшение P_0 в три раза может быть вызвано формированием 180° доменов, занимающих треть объема образца, либо возникновением 90° доменов (две трети объема образца). Однако в этом случае должно было бы произойти и пропорциональное – трехкратное – уменьшение значения γ_1 , в то время как измеренное нами и известные значения γ_1 различаются больше, чем на порядок.

Естественно, что изменение доменной структуры кристалла вследствие старения или локальной переполаризации не может объяснить наличия остаточной поляризации образца вплоть до 435K . Тем не менее, имеются и независимые свидетельства того, что в кристаллах BaTiO_3 при $T > T_c$ продолжают структурные изменения – в частности – результаты изучения температурной зависимости показателя преломления [11], а возможность существования выше T_c антисегнетоэлектрического состояния обсуждается уже длительное время [12].

Выше отмечалось, что объемная концентрация OH^- групп в данном кристалле достаточно велика. К сожалению проблема локализации ионов H^+ (или OH^- групп) в кристаллах BaTiO_3 исследована явно недостаточно – известные результаты для параэлектрической фазы BaTiO_3 [13, 14] и изоструктурных PbTiO_3 и $\text{BaTi}_{0.5}\text{Zr}_{0.5}\text{O}_3$ [5, 15] очень неоднозначны и противоречивы. Однако так же, как и в случае кристаллов LiNbO_3 [7], внедрение ионов H^+ в структуру BaTiO_3 может сопровождаться возникновением дополнительных поляронов малого радиуса – ионов Ti^{3+} в позиции ионов Ti^{4+} [16]. С точки зрения наблюдения локальной

электронейтральности в структуре должны возникать дефектные комплексы (Ti^{4+} - OH^- - Ti^{3+}). Очевидно, что такие дефектные комплексы при соответствующей концентрации должны существенно влиять на спонтанную поляризацию кристалла и могут объяснить факт её наличия при $T > T_c$.

ВЫВОДЫ

Предварительно можно сделать вывод, что присутствие в кристаллах $BaTiO_3$ OH^- групп действительно влияет на их электрическую проводимость и на спонтанную поляризацию. Однако более конкретные выводы можно будет сделать после дополнительной монодоменизации образца (для исключения влияния эффекта старения и локальной деполяризации) и проведения аналогичной серии экспериментов.

Авторы признательны С.Г. Одулову (Институт физики НАНУ, г. Киев) за предоставление кристаллов $BaTiO_3$ для проведения экспериментов.

Список литературы

1. Фридкин В.М. Фотосегнетоэлектрики / М. Наука. – 1979. – 264 с.
2. Buse K. Light-induced charge transport processes in photorefractive crystals II: Materials // Appl. Phys. B. – 1997. – V.64. – p.391-407.
3. van Stevendaal U., Buse K., Kämper S., Krätzig E. Light-induced charge transport processes in photorefractive barium titanate doped with rhodium and iron // Appl. Phys. B. – 1996. – V.63. – p.315-321.
4. Wöhlecke M., Kovács L. OH^- ions in oxide crystals // Critical Reviews in Solid State and Material Sciences – 2001. – V.25. – p.1-86.
5. Park C.H., Chadi D.J. Effect of interstitial hydrogen impurities on ferroelectric polarization in $PbTiO_3$ // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V.84. – p.4717-4720.
6. Masur A., van Stevendaal U., Buse K., Weber M. et al Light-induced transport processes in photorefractive barium titanate crystals doped with iron // Appl. Phys. B. – 1997. – V.65. p.481-489.
7. Евдокимов С.В., Яценко А.В. Особенности темновой проводимости кристаллов ниобата лития конгруэнтного состава // ФТТ. – 2006. – Т.48, №2. – с.317-320.
8. Lines M., Glass A. Principles and applications of ferroelectrics and related materials / Clarendon Press, Oxford, 1977.
9. Buse K. Thermal gratings and pyroelectrically produced charge redistribution in $BaTiO_3$ and $KNbO_3$ // J.Opt. Soc. Am.B. – 1993. – V.10. – p.1266–1275.
10. Wemple S.H., Didomenico M. Jr., Camlibel I. Dielectric and optical properties of melt-grown $BaTiO_3$ // J. Phys. Chem. Solids – 1968. – V.29. – p.1797-1803.
11. Burns G., Dacol F.H. Polarization in the cubic phase of $BaTiO_3$ // Solid St. Commun. – 1982. – V.42, №1. – p.9-12.
12. Cohen R.E., Krakauer H. Lattice dynamics and origin of ferroelectricity in $BaTiO_3$: Linearized-augmented-plane-wave total energy calculations // Phys. Rev. – 1990. – V.42. – p.6416-6423.
13. Stashans A., Chimboraso J. Effect of interstitial hydrogen on structural and electronic properties of $BaTiO_3$ // Phil. Mag. B. – 2002. – V.82. – p.1145-1154.
14. Xiong K., Robertson J. Hydrogen-induced defects and degradation in oxide ferroelectrics // Appl. Phys. Lett. – 2004. – V.85. p.2577-2579.
15. Aggarwal S., Perusse S.R., Tipton C.W., Ramesh R., Drew H.D., Venkatesan T., Romero D.B., Podobedov V.B., Weber A. Effect of hydrogen on $Pb(Zr,Ti)O_3$ -based ferroelectric capacitors // Appl. Phys. Lett. – 1998. – V.73. – p.1973-1975.
16. Prosandeev S.A., Raevski I.P., Bunin M.A. Comment on “Conduction states in oxide perovskites: Three manifestation of Ti^{3+} ” // Phys. Rev. B. – 2004. – V.70. – p.15701-1 – 2.

Яценко А.О., Євдокимов С.В., Яценко О.В. Особливості температурної залежності спонтанної поляризації кристалів BaTiO₃ із підвищеною концентрацією водню // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». – Т.21(60). - №1. – С.133-138.

Проведено дослідження температурної залежності спонтанної поляризації та піроелектричного коефіцієнта для сегнетоелектрика BaTiO₃ з підвищеною концентрацією водню. Показано, що величини P_0 та γ_1 у кристалі, що досліджувався, суттєво менше, ніж відомі значення. Виявлено наявність ненульової спонтанної поляризації при $T > T_C$ та обговорюються причини цього ефекту. Робиться припущення, що наявність іонів H^+ у структурі кристала призводить до виникнення дефектних комплексів, включаючих полярон Ti^{3+} и OH⁻ групу.

Ключові слова: титанат барію, піроелектричний ефект, дефекти.

Yatsenko A.A., Yevdokimov S.V., Yatsenko A.V. Peculiarities of the temperature dependence of the spontaneous polarization of BaTiO₃ crystals with high hydrogen concentration // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V.21(60). - №1. – P.133-138.

Investigations of the temperature dependence of the spontaneous polarization and the pyroelectric coefficient for ferroelectric BaTiO₃ with high hydrogen concentration were carried out. It is shown, that the values of P_0 and γ_1 for the investigated crystal are essentially smaller, than the known ones. The presence of the remain spontaneous polarization at $T > T_C$ was found and the reasons of this effect are discussed It is supposed, that the presence of H^+ ions in the crystal structure leads to the formation of specific defect complexes with inclusion of Ti^{3+} polaron and OH⁻ group.

Keywords: barium titanate, pyroelectric effect, defects.

Поступила в редакцію 7.11.2008 з.

УДК 535.37

ЕЛЕКТРИЧНІ ТА ОПТИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ НЕЛЕГОВАНИХ ПЛІВОК ZnO, ОТРИМАНИХ МЕТОДОМ ПУЛЬВЕРИЗАЦІЇ

Хрипко С.Л., Жолудев Г.К.

*Гуманітарний університет «ЗІГМУ», Запоріжжя, Україна
E-mail: serg_992000@mail.ru*

Вивчалися електричні та оптичні властивості плівок ZnO, виготовлених за методом пульверизації водно-спиртового розчину 0,15М ацетата цинку. Наведені результати впливу температури осадження плівок на поверхневий опір плівок. Отримані значення поверхневого опору знаходяться в межах $(2,2-10) \cdot 10^5$ Ом/м. Оптичне пропускання плівок досить високе у видимій та інфрачервоній ділянках складає від 90% – 96 %. Показник якості плівки оксиду цинку $2,22 \cdot 10^{-6}$ Ом⁻¹.

Ключові слова: плівки оксиду цинку, поверхневий опір, оптичні властивості, метод пульверизації.

ВСТУП

Оксид цинку (ZnO) – прямозонний напівпровідник *n* – типу з шириною забороненої зони 3,37 еВ при кімнатній температурі, має широке використання в електроніці та оптоелектроніці [1, 2]. Тонкі прозорі плівки ZnO застосовуються у сонячних елементах, акустичних приладах, тонкоплівкових транзисторах, мікрорезонаторах, світловипромінюючих приладах, газових сенсорах, ультрафіолетових детекторах, тощо. Властивості плівок оксиду цинку залежать від методів та умов їх синтезу. На даний час розроблені такі методи, як магнетронне розпорощення, хімічне осадження з парової фази металоорганічних сполук, золь-гель технологія, епітаксія, електроосадження, іонно-проміневе випаровування, пульверизація (спрей піроліз). Значна частина публікацій свідчить про переваги методу пульверизації для створення якісних плівок через використання нескладного технічного обладнання, простоту у керуванні технологічним процесом, здатність до обробки підкладок з великою площею, значну швидкість нанесення покриття, застосування безвакуумних технологій [3, 4]. Метод пульверизації реалізується за допомогою розпилення розчину, який містить компоненти осаджуваного з'єднання, на поверхню нагрітої підкладки. Там краплини розчину піддаються піролітичному розкладанню, внаслідок чого утворюється плівкове покриття.

Мета роботи полягає у дослідженні електричних та оптичних властивостей плівок ZnO, виготовлених за методом пульверизації.

1. ЕКСПЕРИМЕНТ

Виготовлення плівок ZnO здійснювалось за допомогою лабораторного пристрою пульверизації, блок схема якого наведена на рис.1. Пристрій складається

з трьох головних елементів: системи пульверизації, система підігріву і системи вентиляції. До системи пульверизації належать: компресор (7), ротаметр (8), трубопроводи, ємність для подавання розчину (9), розпилювач (6), системи пересування розпилювача. До системи підігріву належать: пластина (5), реакційна камера з кварцу (4), нагрівник (1), термопара хромель-алюмелева (2), цифровий вольтметр (3). Пристрій розташований у шкафу з витяжною вентиляцією.

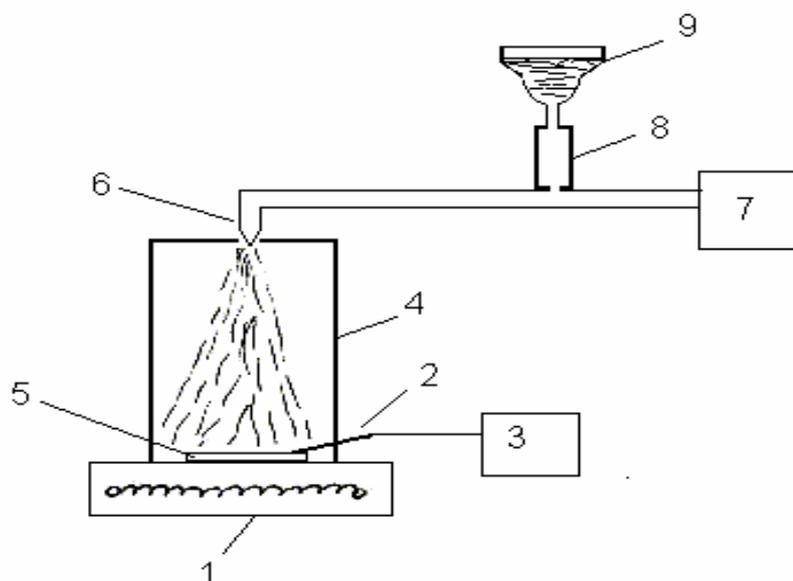


Рис.1. Блок-схема обладнання для утворення плівок широкозонних напівпровідників за методом пульверизації.

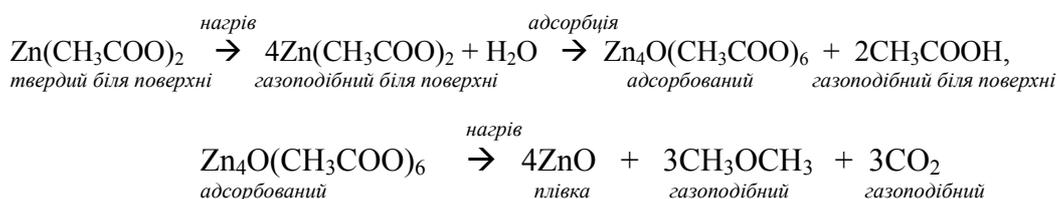
Головні параметри процесу осадження плівок наступні: точність вимірювання температури становила не гірше $\pm 5\%$; швидкість потоку розчину під час пульверизації підтримувалась на рівні 7-10 мл/хв.; відстань від сопла розпилювача до поверхні пластини була встановлена експериментальним шляхом 23 см; діаметр отвору сопла, з якого розпилюється розчин не перевищував 0,5мм. Повітря використовувалось як газ-носіє і подавалось за допомогою компресора переривчасто 3-4 с для запобігання охолодження поверхні пластини. Процес пульверизації тривав протягом 3-4 хв. при разовому розпиленні протягом 5-7 с. Компресор підтримував тиск повітря близько 5 кПа. Осадження плівок відбувалось на поверхню скляних (4 см \times 4 см) та кремнієвих (\varnothing 76 мм) пластин. Для утворення плівок ZnO використовувався розчин 0,15 М ацетата цинку $Zn(CH_3CO_2)_2$ з сумішшю ізопропилового спирту та дистильованої води.

Спектри пропускання плівок реєструвались за допомогою спектрофотометра Hitachi U-4100 UV-VIS-NIR. Дослідження структури плівок виконувалось з використанням рентгенівського дифрактометра Bruker D8 Advance при кімнатній

температурі, з монохроматором CuK_α ($\lambda=1,5406 \text{ \AA}$). Режим роботи прискорювача був 40 кВ/35 мА. Поверхневий опір (R_s) плівок вимірювали за допомогою чотиризондового метода з використанням приладу ИУС-3. Товщина (d) плівок ZnO вимірювалась за допомогою профілографа-профілометра Tencor P-10.

2. РЕЗУЛЬТАТИ ТА ОБГОВОРЕННЯ

Процес пиролізу має місце, якщо краплини аерозолу досягають нагрітої поверхні підкладки. При цьому на її поверхні утворюється плівка ZnO за наступними хімічними реакціями [5]:



У таблиці наведені результати вимірювання поверхневого опору плівок ZnO, виготовлених за різними температурами підкладки. Можна бачити, що поверхневий опір спочатку зменшується із зростанням температури, потім зростає. Таке зростання пояснюється набуванням значної долі полікристалічної фази у структурі плівки.

Таблиця 1

Змінювання поверхневого опору плівок ZnO товщиною 424 нм, отриманих при температурах від 300⁰С до 450⁰С методом пульверизації.

T, ⁰ С	300	350	400	450
R _s , Ом/м	1,8·10 ⁶	6,8·10 ⁵	2,7·10 ⁵	9,6·10 ⁵

Рентгенодифрактометричні дослідження кристалічної структури плівки ZnO (рис. 2) показали, що вона має полікристалічну природу з гексагональною ґраткою типу вюрциту. Рентгенограма має головний пік (002). Він спостерігається на куті $2\theta=34,41^\circ$ і пов'язаний із переважним зростанням кристалів ZnO вздовж c -вісі. Піки (101), (102) та (103) мають меншу інтенсивність і спостерігаються на кутах $2\theta=36,22^\circ$; $47,49^\circ$ та $62,81^\circ$. Отже, усі кристаліти високо орієнтовані з їх c -осями перпендикулярними до площини поверхні підкладки. Стала ґратки вздовж кристалографічній c -вісі в плівці ZnO складала 0,5173 нм.

Середній розмір зерна нанокристалів ZnO (D) було оцінено за формулою Шерера [6]:

$$D = \frac{k\lambda}{B \cos \theta},$$

де k – стала (0.9), λ – довжина хвилі рентгенівського випромінювання ($\lambda = 1,5406 \text{ \AA}$), B – повна кутова ширина рефлексу на половині вишини максимального з аналізованих піків (002 рефлекс при $2\theta = 34,41^\circ$). Він складав близько 42 нм.

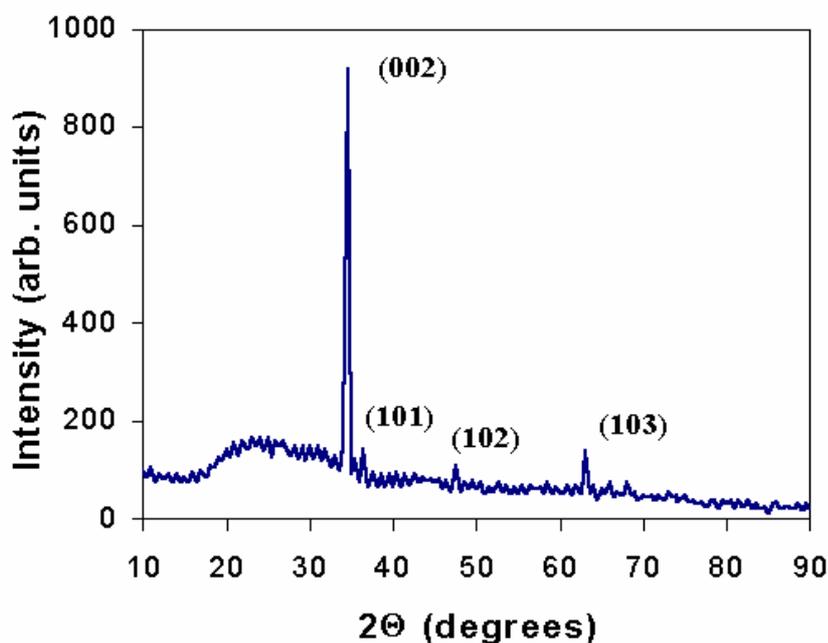


Рис.2. Рентгенограма плівки ZnO, яка була отримана за температурою 400°C .

Для опису переважної орієнтації розраховують текстурний параметр, $TC(hkl)$, за допомогою виразу [7]:

$$TC(hkl) = \left[\frac{I(hkl)}{I^*(hkl)} \right] / \left[\sum_n \frac{I(hkl)}{I^*(hkl)} \right],$$

де $I(hkl)$ та $I^*(hkl)$ позначають інтенсивності рентгенівської дифракції (hkl)-орієнтації, які були отримані експериментально та за даними таблиць JCPDS (Joint Committee on Powder Diffraction Standards), n – кількість дифракційних піків. Значення текстурних параметрів для площин (hkl) наступні: для (002) – 5.2447, для (101) – 0.1394, для (102) – 0.0367, для (103) – 0.0851. Звідки можна бачити, що більше значення текстурного параметра має площина (002).

На рис.3 наведені спектри пропускання (T) та поглинання плівки ZnO. Видно, що поглинання спочатку швидко зменшується в межах 340-510 нм із зростанням довжини хвилі, а потім цей процес відбувається повільно.

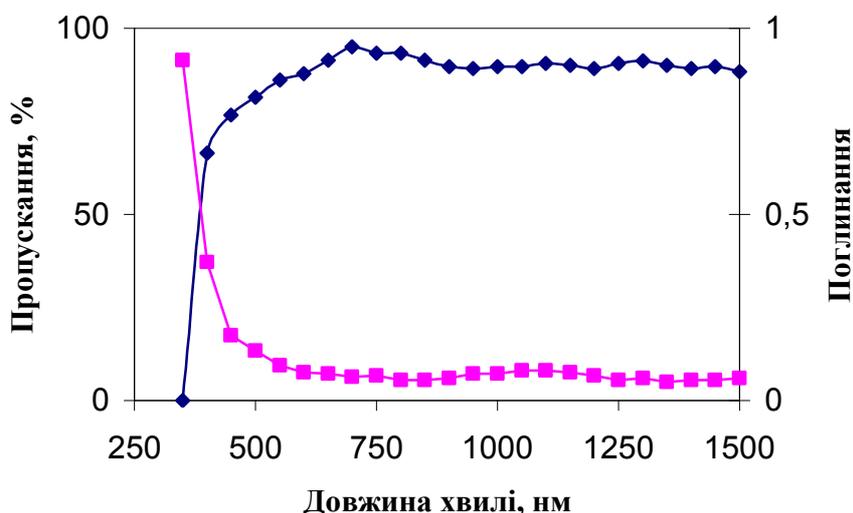


Рис.3. Спектральні залежності пропускання та поглинання плівки ZnO.

Пропускання плівки досить високе (90-96 %) у видимій та інфрачервоній ділянках. Коефіцієнт оптичного поглинання (α), який був використаний для розрахунку ширини забороненої зони ZnO, розраховується за допомогою закону Бюргера-Ламберта $I = I_0 \exp(-\alpha \cdot d)$, де I та I_0 – інтенсивності поглинутого та падаючого світла, відповідно, d – товщина плівки ZnO [8]:

$$\alpha = \frac{1}{d} \cdot \ln\left(\frac{I_0}{I}\right).$$

Ширина забороненої зони (E_g) ZnO для прямих переходів визначається за допомогою наступного співвідношення [9]:

$$(\alpha h\nu)^2 = A^*(h\nu - E_g),$$

де A^* – стала, h – стала Планка, ν – частота падаючого фотона. Значення забороненої зони було отримано за допомогою екстраполяції відрізка прямої до $\alpha h\nu = 0$ (рис. 4). Для плівки ZnO завтовшки 424 нм ширина забороненої зони становить 3,23 еВ. Ці результати добре збігаються з даними наведеними у роботах [4, 10].

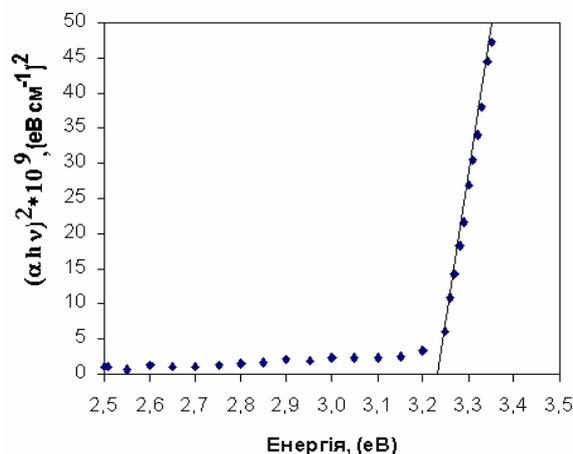


Рис.4. Графік залежності $(\alpha h\nu)^2$ від енергії фотону для плівки ZnO.

Для розрахунку показника заломлення (n) була використана методика побудови дотичних до кривої спектра пропускання [7, 11]:

$$n = \left[N + (N^2 - n_s)^{1/2} \right]^{1/2},$$

де $N = \frac{(n_s^2 + 1)}{2} + \frac{2n_s(T_{\max} - T_{\min})}{T_{\max} T_{\min}}$, $n_s = 1,52$ – показник заломлення скла, T_{\min} , T_{\max}

– мінімальне та максимальне значення пропускання на визначених довжинах хвиль, відповідно. На рис. 5 зображена спектральна залежність показника заломлення плівки ZnO. Максимальне значення показника заломлення 2,25 приходить на енергію фотона 2,9 eV, що підтверджується даними роботи [5].

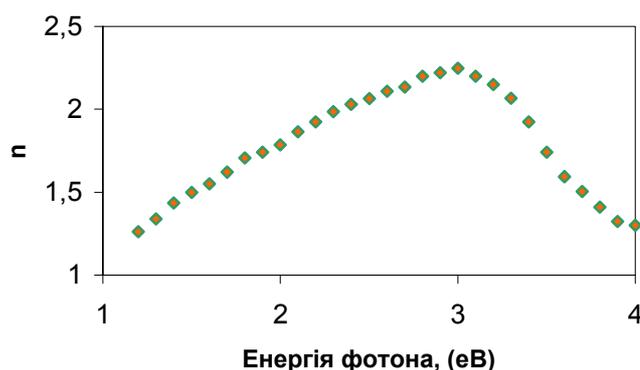


Рис.5. Залежність показника заломлення (n) плівки ZnO від енергії фотона.

Для практичного застосування плівок ZnO потрібно досягати найбільших значень пропускання та електропровідності. Отже, ці параметри корелюють між собою обернено-пропорційно. Тому потрібно встановлювати оптимальну величину для цих параметрів за допомогою критерію якості (figure of merit) [12]: $\Phi_{TC} = T^0/R_s$, де T – пропускання на відповідній довжині хвилі; R_s – поверхневий опір. Показник 10 введений для того, щоб збільшити варіації у величині T в порівнянні з R_s , тому що варіації T значно менші ніж R_s . Найкраще значення показника якості плівки оксиду цинку завтовшки 424 нм, виготовленої при температурі підкладки 400⁰C складає $2,217 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$.

ВИСНОВКИ

В роботі наведені результати експериментів про електричні, оптичні і структурні властивості нелегованих плівок оксиду цинку. Встановлено, що плівки мають переважно структуру з (002) орієнтацією. Діаметр зерен становить близько 42 нм. Ширина забороненої зони за даними розрахунків складає 3,23 еВ. Вимірювання оптичних параметрів виявили, що плівки мають пропускання в межах 90–96 % у видимій та інфрачервоній ділянці, а показник заломлення набуває значення 2,25. Показник якості плівки ZnO складає $2,217 \cdot 10^{-6} \text{ Ом}^{-1}$.

Список літератури

1. Suche M., Christoulakis S., Moschovis K., Katsarakis N., Kiriakis G. Nanostructured ZnO and ZAO transparent thin films by sputtering-surface characterisation // Review on Advanced Materials Science. – 2005. – V.10. – P.335-340.
2. Semiconducting transparent thin films // [H.L.Hartnagel, A.L.Dawar, A.K.Jain, C.Jagadish.]. – Bristol & Philadelphia: Institute of Physics Publishing (UK). 1995. – 358 p.
3. De Merchant J., Cocivera M. Preparation and doping of zinc oxide using spray pyrolysis // Chemistry of Materials. – 1995. – V.7. – №9. – P.1742-1749.
4. Yoshino K., Oyama S., Kato M., Oshima M., Yoneta M., Ikari T. Annealing effect of In-doped ZnO films grown by spray pyrolysis method // Journal of Physics: Conference Series. – 2008. – V.100. – P.1-4.
5. Paraguay D.F., Estrada L.W., Acosta N.D.R., Andrade A., Yoshida M.M Growth, structure and optical characterization of high quality ZnO thin films obtained by spray pyrolysis // Thin Solid Films. – 1999. – V.350. – №1-2. – P.192-202.
6. Рембеза С.И., Свистова Т.В., Рембеза Е.С., Борсякова О.И. Микроструктура и физические свойства тонких пленок SnO₂ // Физика и техника полупроводников. – 2001. – Т.35. - №7. – С.796-800.
7. Баррет Ч.С., Масальский Т.Б. Структура металлов. – М.: Металлургия. – 1984. – 686с.
8. Adachi A., Kudo A., Sakata T. The optical and photoelectrochemical properties of electrodeposited CdS and SnS thin films // Bulletin of the Chemical Society of Japan. - 1995. – V.68. – №11. – P.3283-3288.
9. Панков Ж. Оптические процессы в полупроводниках. – М.: Мир. – 1973. – 456с.
10. Joseph B., Manoj P.K., Vaidyan V.K. Studies on preparation and characterization of indium doped oxide films by chemical spray deposition. –Bulletin of Material Science. – 2005. – V.28. – №5. –С.487-493.
11. Swanepoel R. Determination of the thickness and optical constants of amorphous silicon // Journal of Physics E: Scientific Instruments. – 1983. – V.16. №12. – P.1214-1222.
12. Yusta F.J., Hitchman M.L., Shamlan S.H. CVD preparation and characterisation of tin dioxide films for electrochemical application // Journal of Materials Chemistry. – 1997. – V.7. – №8. – P.1421-1427.

Хрипко С.Л., Жолудев Г.К. Электрические и оптические свойства нелегированных пленок ZnO, полученных методом пульверизации // Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского. – 2008. – Серия «Физика». – Т.21(60). - №1. – С.139-146.

Изучались электрические и оптические свойства пленок ZnO, изготовленных по методу пульверизации водно-спиртового раствора 0,15 М ацетата цинка. Представлены результаты влияния температуры осаждения пленок на поверхностное сопротивление пленок. Получены значения поверхностного сопротивления, которые находятся в пределах $(2,2-10) \cdot 10^5$ Ом/м. Ширина запрещенной зоны составляет 3,23 эВ. Оптическое пропускание пленок в видимой и инфракрасной области составляет 90-96 %.

Ключевые слова: пленки оксида цинка, поверхностное сопротивление, оптические свойства, метод пульверизации.

Khrypko S.L. Zholudev G.K. Electrical and optical properties undoped zinc oxide films have been synthesized by using spray pyrolysis // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V.21(60). - №1 – P.139-146.

Electrical and optical properties undoped zinc oxide films have been synthesized by using 0,15M aqueous solution of zinc acetate using spray pyrolysis technique were studied. The room temperature sheet resistivity is of order of $(2,2-10) \cdot 10^5$ Ом/м. Estimated band gap energy from optical absorption data is around 3,23 eV. The optical transmission characteristics of the ZnO thin films showed 90-96% in visible and infrared ranges.

Key words: zinc oxide films, resistivity, optical properties, spray pyrolysis.

Поступила в редакцию 20.07.2008 г.

УДК 537.6

**ЭМПИРИЧЕСКИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВКЛАДОВ S- И D-МЕХАНИЗМОВ В
СВЕРХТОНКОЕ ПОЛЕ НА ЯДРАХ ХРОМА С ПОМОЩЬЮ
ПРОГРАММНОГО ПАКЕТА ADF**

Бержанский В. Н., Сорокин Ю. В.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: roton@ccssu.crimea.ua, yusorokin@gmail.com*

Методом квантово-химического расчета с использованием программы ADF изучены механизмы влияния ковалентных примесей в 3d и 4s оболочках на эффективное магнитное поле на ядре иона хрома.

Ключевые слова: эффективное магнитное поле на ядре, обменные взаимодействия, эффекты ковалентности, хром

ВВЕДЕНИЕ

Измерение магнитных полей на ядрах H_n и изучение механизмов их формирования важны для понимания природы возникновения ферромагнитного, антиферромагнитного и ферримагнитного состояний. В последние годы сверхтонкие поля H_n были измерены для большого числа ядер в различных системах, но во многих случаях полученные данные не могут быть объяснены на основе существующих представлений об источниках этих полей.

Возникновение эффективного магнитного поля на ядрах атомов различных элементов связано с рядом факторов, зависящих как от магнитной природы самого атома, так и от вещества, в котором он находится. Теоретическое рассмотрение многоэлектронной задачи достаточно сложно, выполнено в работах [1, 2] при определенных допущениях. Однако качественно картину возникновения поля на ядре можно понять, рассматривая поле H_c от одного электрона. Среди различных механизмов определяющих величину эффективного магнитного поля, основную роль играет s-механизм, в котором наведенное контактное поле Ферми одним неспаренным s-электроном имеет вид

$$H_c = -\frac{8\pi}{3} \mu_B |\psi_s^\uparrow(0)|^2 \quad (1)$$

Спаренные s-электроны с противоположно направленными спинами взаимно компенсируют друг друга и должны давать нулевой вклад в H_c . Однако, как показали Ватсон и Фримен [1], γ -резонансные эксперименты, в которых обнаружилось большое отрицательное поле на ядре Fe^{57} , можно понять, учитывая поляризацию внутренних s-электронов ионного остова, вызванную результирующим спином 3d-электронов.

Возникновение результирующей плотности неспаренных спинов вызвано тем, что в системах с отличным от нуля спином радиальные волновые функции электронов одного и того же слоя, но с различными значениями m_s немного отличаются друг от друга, так как они испытывают различные обменные взаимодействия. Если учесть обменное взаимодействие между s- и 3d-электронами, то при параллельных спинах электронов возникает притяжение, а при антипараллельных — отталкивание. Распределение спиновой плотности для них получается различным и создается отличная от нуля плотность неспаренных спинов, $|\psi_s^\uparrow(0)^2 - \psi_s^\downarrow(0)^2|$, для замкнутых оболочек s-электронов. Возникающая разность спиновых плотностей для различных s-оболочек имеет различную величину, и результирующее контактное поле представляет собой сумму по всем этим оболочкам

$$H_c = -\frac{8\pi}{3} \mu_B \sum_i |\psi_s^\uparrow(0)^2 - \psi_s^\downarrow(0)^2|_i \quad (2)$$

В литературе механизм формирования сверхтонкого поля обусловленным поляризацией s-электронов 3d неспаренными электронами называют d-механизмом [3].

Вычисления по методу Хартри — Фока (с учетом спиновой поляризации) для изолированных двухвалентных ионов Mn^{2+} , Fe^{2+} и Ni^{2+} [1] показывают, что распределение электронной плотности $1s^\uparrow$ и $2s^\uparrow$ -оболочек, лежащих внутри 3d-оболочки, смещается наружу, а электроны этих оболочек с антипараллельным спином \downarrow , смещаются к ядру. Вследствие этого создается (в случае положительного g-фактора ядра) отрицательное поле на ядре, т. е. антипараллельное спину иона. Электроны 3s-оболочки дают, наоборот, положительный вклад в поле H_c , но результирующее поле оказывается отрицательным (несколько сот кЭ).

Еще одним вкладом в эффективное поле является поле от контактного взаимодействия с внешними валентными 4s неспаренными электронами, которые также поляризуются результирующим спином 3d-электронов. Оценка поля, создаваемого 4s-электронами, является наиболее неопределенной. Для этого поля Ватсон и Фримен [1] дают положительную величину порядка 100 кЭ.

Здесь положительный знак поля на ядре должен возникнуть, если считать, что обменное взаимодействие смещает внешние 4s-электроны к 3d-электронам в случае параллельных спинов и немного отталкивает их, если спины противоположны.

Таким образом, величина сверхтонкого поля на ядрах конкретных 3d-элементов зависит от заполнения валентных 3d- и 4s-оболочек. Электронная плотность на этих оболочках определяется механизмами формирования химической связи. Чем выше степень ковалентности химической связи, тем больше может быть электронная плотность на этих оболочках.

На протяжении последних лет внимание исследователей привлекает семейство халькогенидных шпинелей хрома, среди которых встречаются практически все виды магнитного упорядочения (ферро-, ферри- и антиферромагнитное), сверхпроводники полуметаллы и полупроводники. Магнитные и электрические свойства этих соединений существенно зависят от валентности иона хрома, которая

может меняться как при диамагнитном легировании, так и при изменении различных физических факторов (температуры или давления).

Целью данной работы является оценка возможностей квантово-химических методов расчетов при определении вкладов s- и d-механизмов в формирование величины сверхтонкого поля на ядрах хрома разной валентности $\text{Cr}^{2+}(3d^4)$, $\text{Cr}^{3+}(3d^3)$ и $\text{Cr}^{4+}(3d^2)$.

КВАНТОВО-ХИМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ ВЛИЯНИЯ КОВАЛЕНТНЫХ ПРИМЕСЕЙ В 3D И 4S ОБОЛОЧКАХ НА ЭФФЕКТИВНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ НА ЯДРЕ ИОНА ХРОМА

Программный пакет ADF (Amsterdam Density Functional) предназначен для вычислений характеристик атомов и молекул (в газовой фазе или растворе). Этот пакет может использоваться для изучения разнообразных областей, таких как молекулярная спектроскопия, органическая и неорганическая химия, кристаллография и фармакохимия. Отдельная программа в пакете ADF (BAND) доступна для изучения периодических систем: кристаллы, поверхности, и полимеры.¹

Программный пакет ADF позволяет проводить оптимизацию геометрии молекулы, производить вычисление переходных состояний, термодинамических свойств, любой электронной конфигурации, ЭПР g- и A- тензоров, энергии возбуждения, силы осциллятора, дипольных моментов, Ван дер Ваальсовских дисперсионных коэффициентов, ЯМР химических сдвигов и постоянных спин-спинового взаимодействия.

В основу программы заложено одноэлектронное приближение многоэлектронной системы к теории плотности функционала (DFT). Такое приближение дает достаточно точные значения электронной плотности, других связанных свойств и полной энергии.

В программе могут использоваться все элементы периодической таблицы. Для каждого из элементов, база данных содержит базисные наборы различных размеров, предназначенные для простых и высококачественных расчетов. Специальные базисные наборы предназначены для релятивистских вычислений и для вычислений частотных характеристик, которые требуют дополнительных диффузных базисных функций.

В данной работе с помощью программы ADF, были произведены квантово-химические расчеты эффективных магнитных полей на ядрах хрома в зависимости от различных заселенностей валентных 3d и 4s оболочек. Достоверность результатов расчета программой ADF подтверждается их сходством с экспериментальными значениями эффективных полей на ядре иона хрома в различных соединениях.

¹ <http://www.scm.com>

На рис.1 приведены результаты расчета эффективных магнитных полей на ядре иона хрома с $1s^2 2s^2 3s^2 2p^6 3d^{x+} 4s^{1+}$ электронными конфигурациями. Здесь x – ковалентная примесь электронов в 3d-оболочке, пробегающая значения от 0 до 4, знак + – означает, спин электрона направлен вверх. Эффективное магнитное поле в такой электронной конфигурации образуется в

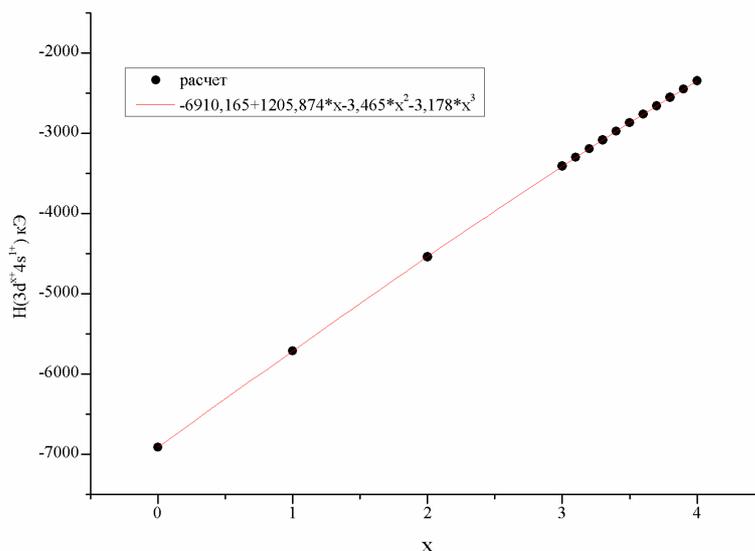


Рис.1 Расчетные значения эффективных магнитных полей на ядре иона хрома с $1s^2 2s^2 3s^2 2p^6 3d^{x+} 4s^{1+}$ электронной конфигурацией.

результате спиновой поляризации внутренних s-оболочек неспаренными спинами 3d-оболочки (d-механизм) и наведенным контактным полем Ферми одним неспаренным 4s-электроном (s-механизм).

Эта зависимость может быть аппроксимирована следующим полиномом

$$H(3d^{x+} 4s^{1+}) = -6910,165 + 1205,874 \cdot x - 3,465 \cdot x^2 - 3,178 \cdot x^3, \quad (3)$$

где x – в 3d-оболочке со спином \uparrow .

Расчеты показали [4], что поле в результате спиновой поляризации внутренних s-оболочек неспаренными спинами 3d-оболочки может быть аппроксимировано следующим полиномом

$$H(3d^{x+}) = 114,956 \cdot x - 5,709 \cdot x^2 + 0,279 \cdot x^3, \quad (4)$$

В таком случае вклад в эффективное магнитное поле от 4s-электрона, при наличии всех внутренних электронов, можно представить как

$$H(3d^{x+} 4s^{1+}) - H(3d^{x+}), \quad (5)$$

В первом приближении считается [5], что вклад в эффективное магнитное поле, обусловленное s-механизмом, пропорционален электронной примеси (y) в 4s-оболочке. В этом случае поле на ядре иона хрома может быть рассчитано следующей эмпирической формулой:

$$H(3d^{x^+} 4s^{y^+}) = [H(3d^{x^+} 4s^{1^+}) - H(3d^{x^+})] \cdot y + H(3d^{x^+}), \quad (6)$$

где y – примесь электронов в 4s-оболочке со спином \uparrow .

В целях проверки такого приближения с помощью программы ADF, были произведены квантово-химические расчеты эффективных магнитных полей в зависимости от различных заселенностей в 3d и 4s оболочках. При этом было установлено, что разница между расчетными данными и данными, полученными в результате вычисления по эмпирической формуле, отражается графиком показанном на рис. 2

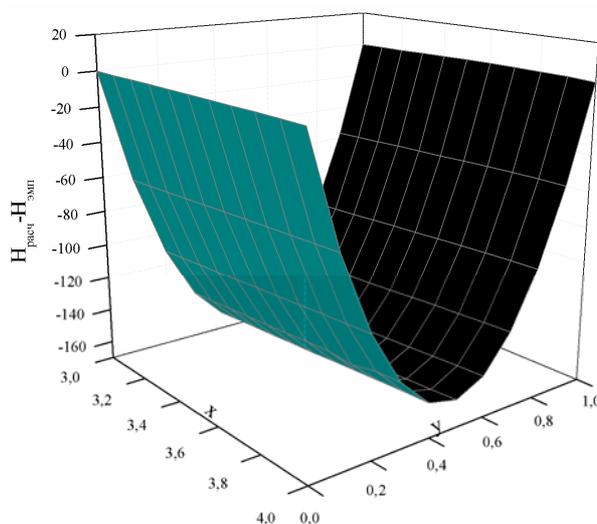


Рис. 2. График ошибки $H_{расч} - H_{эмп}$ эффективных полей в зависимости от электронной примеси (x) в 3d- и (y) в 4s- оболочках.

При этом максимальная ошибка, с небольшим отклонением, достигает 10% процентов в сравнении с результатом расчета программой ADF при $y = 0.5$ для всех значений x .

Из рисунка 2 видно, что для того чтобы устранить эту разность мы должны в формуле (6) заменить линейную зависимость сверхтонкого магнитного поля на ядре иона хрома от заселенности 4s-оболочек на нелинейную. Для этого была проведена подгонка множителя (y) в виде полинома третьей степени, при котором ошибка между расчетами и имперической формулой сводилась к минимуму. Эта операция дает следующую эмпирическую формулу для поля на ядре иона хрома:

$$H = (H_{cp} + H_{пол}^{4s}) \cdot (1,215y - 0,245y^2 + 0,03y^3) + H(3d^{x^+}) \quad (7)$$

Такое представление позволило снизить ошибку с 10% до 1%.

ВЫВОДЫ

В работе предложено использовать квантово-химические методы расчета для оценки вкладов различных механизмов формирования сверхтонкого поля на ядрах 3d-элементов на примере ядер хрома. Найдена эмпирическая зависимость вкладов s- и d-механизмов в сверхтонкое поле на ядрах хрома. Показано, что при анализе внутриатомных сверхтонких взаимодействий необходимо учитывать нелинейную зависимость сверхтонкого магнитного поля от электронной примеси 4s-электронов.

Список литературы

1. Watson R.E., Freeman A.J. Origin of Effective Fields in Magnetic Materials // Phys. Rev. – V.123. - P. 2027. - 1961.
2. A. Abragam, J. Horowitz, M. H. L. Pryce and K. W. Morton. On the Hyperfine Structure of Paramagnetic Resonance: The s-Electron Effect // M. H. L. Pryce, Proc. Roy. Soc. London A, Series 230. - P. 169 - 1955.
3. Бержанский В.Н., Сорокин Ю.В. Ученые записки Таврического национального университета им. В.И. Вернадского, серия «Физика», Том 20(59), №1, 2007, с. 56-63.
4. Николаев В. И., Русаков В. С. Мёссбауэровские исследования ферритов. М. И-во МГУ 1985.

Бержанський В.Н., Сорокін Ю.В. Емпіричні залежності вкладів s- та d- механізмів у надтонке магнітне поле на ядрах хрому за допомогою програмного пакета ADF // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». – Т.21(60). - №1. – С.147-152.

Методом квантово-хімічного розрахунку з використанням програми ADF вивчені механізми впливу ковалентних домішок в 3d і 4s оболонках на ефективне магнітне поле на ядрі іона хрому.

Ключові слова: ефективне магнітне поле на ядрі, обмінні взаємодії.

Berzhansky V.N., Sorokin Yu.V. Empirical dependences of contributions s- and d- mechanisms in hyperfine magnetic fields on nucleus of chrome by means of software package ADF // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V.21(60). - №1 – P.147-152.

The method quantum chemical calculation with use of program ADF studies mechanisms influence of the covalent impurities in 3d and 4s shells on an effective magnetic field on nucleus of an ion of chrome.

Keywords: effective magnetic field on nucleus, exchange interactions, covalence effects, chromium.

Поступила в редакцію 6.11.2008 г.

УДК 537.632

**НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПО ТОЛЩИНЕ
ВЫСОКОКОЭРЦИТИВНЫХ ВИСМУТ-СОДЕРЖАЩИХ
МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ**

*Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Каравайников А.В.,
Ягунов В.С.¹*

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
¹Крымский отдел Украинского геолого-разведочного института, Симферополь, Украина*

Исследованы магнитные характеристики по толщине монокристаллических пленок ферритов-гранатов номинального состава $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, предназначенных для использования в устройствах термомагнитной записи информации. Пленки выращивали на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ ориентации (111) из переохлажденного раствора-расплава на основе растворителя $\text{PbO-B}_2\text{O}_3\text{-Bi}_2\text{O}_3$. Магнитные характеристики пленок (коэрцитивную силу, фарадеевское вращение, температуру компенсации магнитного момента, температуру Кюри) на разной глубине определяли при послойном ионном травлении по магнитооптическим петлям гистерезиса. Установлено, что магнитные характеристики исследованных пленок изменяются по толщине, что, по-видимому, обусловлено неоднородным распределением гранатообразующих элементов вдоль оси роста пленок, которое, в свою очередь, зависит от условий роста пленок, в частности температуры переохлаждения и времени гомогенизации раствора-расплава.

Ключевые слова: монокристаллические пленки висмут-содержащих ферритов-гранатов, точка компенсации магнитного момента, магнитооптические петли гистерезиса, профильный анализ.

ВВЕДЕНИЕ

Висмут-содержащие монокристаллические пленки ферритов-гранатов (Ві-МПФГ), выращиваемые методом жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава, находят применение в устройствах термомагнитной записи (ТМЗ) информации. Запись информации в таких пленках производится либо при температурах вблизи температуры Кюри, либо в точке компенсации магнитного момента [1-5]. В последнем случае используются пленки компенсационных составов, в которых значение температуры компенсации выше комнатной.

Фундаментальной особенностью жидкофазной эпитаксии из переохлажденного раствора-расплава является то, что начальная и завершающая стадии эпитаксиального роста являются нестационарными процессами. Это приводит к обогащению переходного слоя на границе раздела пленка-подложка гранатообразующими элементами с коэффициентом распределения более 1 и его обеднению элементами с коэффициентом распределения менее 1 [4, 7-9]. Кроме того, во время эпитаксиального роста в пленке протекает процесс твердотельной диффузии, вследствие чего элементы, входящие в состав подложки (например, Gd и Ga), входят и в состав эпитаксиальной пленки [4, 7, 9]. Окончание роста пленки

сопровождается образованием переходного слоя на границе раздела пленка-воздух [4, 7, 9-11].

Требования к характеристикам пленок для ТМЗ при записи вблизи температуры Кюри T_c – обеспечение высоких значений коэрцитивной силы H_c (до 1 кЭ), удельного фарадеевского вращения Θ_F (не менее 1 °/мкм), T_c (60 - 80 °С), коэффициента прямоугольности петли гистерезиса $K_H = 1$ и значений температуры компенсации T_{comp} ниже комнатной температуры - предполагают их выращивание из висмут-содержащего раствора-расплава при высоких значениях переохлаждений ΔT , при этом состав растущей пленки чрезвычайно чувствителен к условиям роста и их стабильности. Кроме того, рост при больших значениях ΔT ведет к увеличению рассогласования параметров решеток Δa пленки и подложки, что в свою очередь также увеличивает неоднородность их состава и свойств по толщине и может сопровождаться возникновением фасетированной структуры [12].

Целью настоящей работы явилось исследование магнитных свойств по толщине Вi-МПФГ состава $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$, предназначенных для использования в устройствах ТМЗ, и их зависимости от условий роста, в частности, от величины ΔT и времени гомогенизации раствора-расплава.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Вi-МПФГ указанного состава толщиной 3-6 мкм выращивали на подложках $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ (ГГГ) ориентации (111) из переохлажденного раствора-расплава на основе растворителя $\text{PbO-B}_2\text{O}_3\text{-Bi}_2\text{O}_3$. Толщину h выращенных пленок измеряли интерференционным методом, величину Δa – методом рентгеновской дифракции (РД). Для проведения измерений свойств по толщине Вi-МПФГ проводили их послойное травление ионами аргона с энергией 2 кэВ при токе пучка 120 мА. Средняя скорость ионного травления для разных образцов составляла 10 - 13 нм/мин. После каждого шага ионного травления измеряли магнитооптические петли гистерезиса (МОПГ) с помощью магнитополяриметра на эффекте Фарадея на длине волны 655 нм в диапазоне температур от 18 до 80 °С. По МОПГ определяли коэрцитивную силу H_c , удельное фарадеевское вращение Θ_F , температуру компенсации магнитного момента T_{comp} и температуру Кюри T_c .

Для проверки влияния ионного травления на свойства Вi-МПФГ ряд пленок подвергали послойной механической полировке с последующим измерением их характеристик.

Условия роста Вi-МПФГ и их характеристики при $T = 25$ °С представлены в таблице 1. Нумерация образцов соответствует их последовательному выращиванию из одного и того же базового раствора-расплава. Два значения Δa соответствуют случаю, когда на дифрактограммах разрешались пики для двух слоев в пленке.

НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПО ТОЛЩИНЕ...

Таблица 1

Условия роста и характеристики выращенных Bi-МПФГ при $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$

№ обр.	Условия синтеза Bi-МПФГ	ΔT , $^{\circ}\text{C}$	h , мкм	H_c , Э	Θ_F , $^{\circ}/\text{мкм}$	T_c , $^{\circ}\text{C}$	T_{comp} , $^{\circ}\text{C}$	Δa , нм
1	После суточной гомогенизации	47	3,5	198	0,29	102	-	0,0074
2	Через 3 часа после досыпки Al_2O_3	41	5,0	342	0,11	63	29	0,0062
3	Через 3,5 часа после досыпки Al_2O_3	47	6,0	143	0,11	69	48	0,0064 0,0054
4	Через сутки после досыпки Al_2O_3	45	5,5	490	0,15	76	19	0,0067 0,0057
5	Через 3 часа после досыпки Sm_2O_3 и Ga_2O_3	64	5,0	1520	0,36	110	43	0,0067
6	Через 3 часа после досыпки Sm_2O_3 и Bi_2O_3	61	3,0	970	0,44	75	46	0,0078
7	Через сутки после досыпки Sm_2O_3	70	6,0	290	0,35	72	49	0,0085
8	После суточной гомогенизации	68	3,0	564	0,33	$T_{c1}=43$		0,0071

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 1 представлены МОПГ исходных (до травления) образцов, указанных в табл. 1, измеренные при $T = 25\text{ }^{\circ}\text{C}$. Наблюдаемый наклон приведенных МОПГ обусловлен влиянием материала подложки.

Пленки, выращенные после длительной гомогенизации раствора-расплава (сутки и более), при комнатной температуре имели, как правило, прямоугольные МОПГ и положительный знак фарадеевского вращения (образцы №№ 1, 4, рис. 1, а, г). МОПГ пленок, выращенных после подшихтовки раствора-расплава и последующего малого (не более 4 часов) времени гомогенизации (образцы №№ 2, 3, 5, 6, рис. 1, б, в, д, е, соответственно) или после длительной гомогенизации, но при больших значениях ΔT (№№ 7, 8, рис. 1, ж, з), имели ряд особенностей – ступеньки или «боковые» петли на фоне основной, которая в свою очередь могла иметь отрицательный знак фарадеевского вращения (образцы №№ 2, 3, рис. 1, б, в).

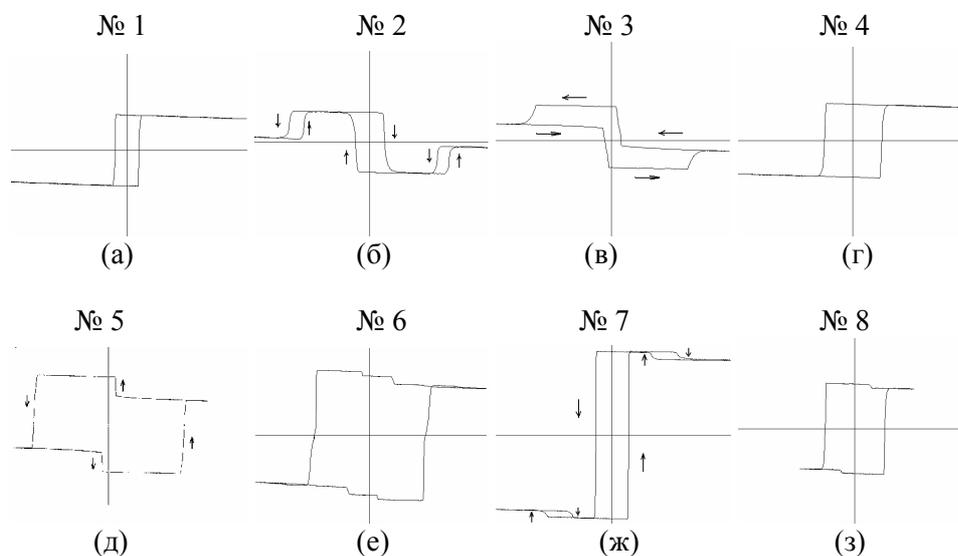


Рис. 1. МОПГ серии исходных (до травления) образцов Vi-МПФГ, измеренные при $T = 25$ °С. Масштаб: поле намагничивания $H_{max} = 2$ кЭ, $\Theta_{Fmax} = 2,2$ град.

Заметим, что прямоугольность МОПГ некоторых из пленок при комнатной температуре еще не свидетельствовала об их однородности по толщине. Так, на дифрактограммах образца № 4, имеющего при $T = 25$ °С обычную прямоугольную МОПГ (рис.1, г), наблюдаются два пика, относящиеся к разным слоям в пленке (см. табл. 1). Прямоугольность МОПГ подобных пленок (образцы №№ 1, 4) при комнатной температуре может быть следствием того, что слои в них имеют значения T_{comp} ниже комнатной. С другой стороны, образцы №№ 2, 5 - 8, будучи однослойными по данным РД, как видно из рис. 1, имеют сложные МОПГ, характеризующие эти образцы как магнитнеоднородные. Это говорит о том, что либо Δa отдельных слоев близки и не разрешаются при их измерении методом РД, либо слои очень тонкие и чувствительности прибора не хватало для их измерения.

Нагрев образцов, имеющих прямоугольные МОПГ, не приводил к изменению форм их МОПГ, уменьшалась только интенсивность сигнала. Нагрев же образцов со сложными МОПГ напротив, существенно менял форму их МОПГ и знак фарадеевского вращения. Это свидетельствовало о наличии в них слоев с разными знаками фарадеевского вращения и позволяло определять значения T_{comp} отдельных слоев по изменению знака фарадеевского вращения и T_c по исчезновению «боковых» петель гистерезиса при нагреве. Местоположение слоев и их характеристики были определены при послойном ионном травлении образцов.

На рис. 2 – 4 представлены, соответственно, МОПГ образца № 2 на разных стадиях ионного травления, МОПГ исходного образца при разных температурах, а также результаты профильного анализа H_c , T_c , Θ_F , T_{comp} . МОПГ образца № 2 (рис. 2), измеренные на разной глубине, свидетельствуют о наличии в нем слоев с разными знаками фарадеевского вращения, определяемыми результирующей

намагниченностью одной из подрешеток слоя: намагниченность верхнего слоя пленки толщиной примерно 2,5 мкм определяется октаэдрической подрешеткой, слой имеет отрицательный знак фарадеевского вращения и T_{comp} выше комнатной; намагниченность слоя вблизи подложки определяется тетраэдрической подрешеткой, слой имеет положительный знак фарадеевского вращения и значение T_{comp} ниже температуры измерений.

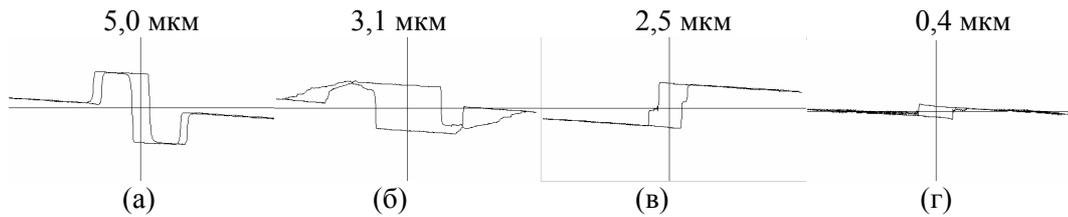


Рис. 2. МОПГ образца № 2 исходного (а) и на разных стадиях ионного травления (б-г), измеренные при 25 °С Масштаб: $H_{max} = 4$ кЭ, $\Theta_{Fmax} = 2,2$ град. Здесь и далее на подобных рисунках сверху указана толщина оставшегося после травления слоя пленки.

Нагрев исходного образца № 2 (рис.3) сопровождался изменением формы его МОПГ, ростом H_c основного слоя (с отрицательным знаком фарадеевского вращения) и изменением знака фарадеевского вращения при $T_{comp} = 31$ °С; частные петли второго слоя с ростом температуры выше 31 °С уширялись, «перемещались» в область более сильных полей и исчезали при 43°С.

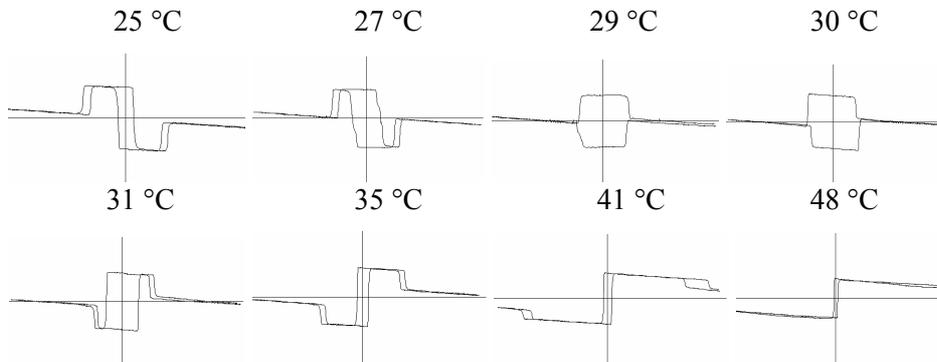


Рис. 3. МОПГ образца № 2 при разных температурах. Масштаб: $H_{max} = 4$ кЭ, $\Theta_{Fmax} = 2,2$ град.

На рис. 4 представлены зависимости H_c , T_c , Θ_F , T_{comp} основного слоя от толщины образца № 2. Зависимости $\Theta_F(h)$ для всех образцов построены по данным при $H = 0$. Из рис.4, а видно, что по мере травления образца H_c значительно возрастает по сравнению со значениями вблизи поверхности и достигает своего

максимума при толщине оставшегося слоя 3 мкм. T_c и T_{comp} при этом уменьшаются примерно на 10 °С. Наблюдаемый рост H_c обусловлен близостью температуры измерения к T_{comp} . При дальнейшем уменьшении толщины пленки значение T_{comp} монотонно уменьшалось, а значение T_c оставалось на том же уровне, увеличиваясь, однако, вблизи подложки примерно на 10 °С. Значения Θ_F в объеме пленки были выше, чем вблизи поверхности и в слое пленка-подложка. Это может свидетельствовать о росте содержания ионов Vi^{3+} в объеме пленки и Fe^{3+} в слое вблизи ее поверхности.

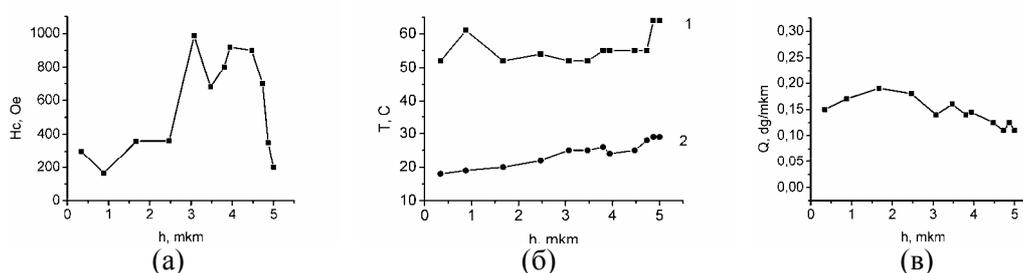


Рис. 4. Зависимости H_c (а), $T_c(1)$ и T_{comp} (2) (б) и Θ_F (в) от h образца № 2.

На рис. 5 - 7 представлены, соответственно, МОПГ образца № 3 на разных стадиях ионного травления, МОПГ исходного образца при разных температурах и результаты профильного анализа H_c , T_{comp} , T_c и Θ_F .

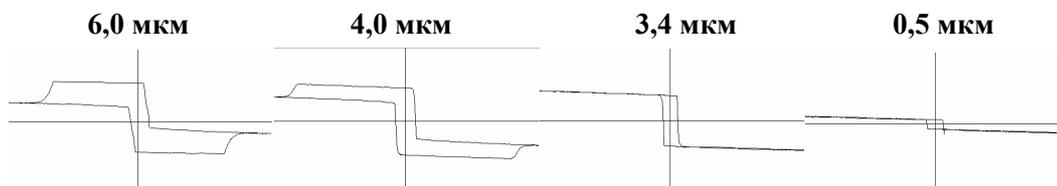


Рис. 5. МОПГ образца № 3 на разных стадиях ионного травления, измеренные при 25 °С. Масштаб: $H_{max} = 2$ кЭ, $\Theta_{Fmax} = 2,2$ град.

По данным РД исходный образец № 3 двухслоен, а начиная с глубины ~ 3,4 мкм однослоен. Сложная форма МОПГ исходного образца № 3 обусловлена наличием в нем двух слоев с разными знаками фарадеевского вращения при температуре измерения и, соответственно, разными значениями T_{comp} в слоях: слой вблизи поверхности имеет значение T_{comp} ниже, а слой толщиной 3,4 мкм значение T_{comp} выше температуры измерения. Необычный ход кривой намагничивания, связанный с изменением знака угла фарадеевского вращения при уменьшении величины поля намагничивания и неизменной его полярности, можно квалифицировать как спин-флор – эффект в двухслойном ферромагнетике.

НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПО ТОЛЩИНЕ...

Из рис. 5 видно, что в отличие от образца № 2 слой пленка-подложка в образце № 3 имеет отрицательный знак фарадеевского вращения и обладает T_{comp} , что говорит о том, что намагниченность этого слоя определяется октаэдрической подрешеткой.

Нагрев исходного образца № 3 (рис.6) приводил к изменению формы его МОПГ, росту H_c основного слоя (с отрицательным знаком фарадеевского вращения) и изменению знака фарадеевского вращения, т.е. к компенсации магнитного момента нижнего слоя при $T_{comp}=39$ °С. При этом после нагрева выше T_{comp} возникали боковые частные петли, которые исчезали при 45°С.

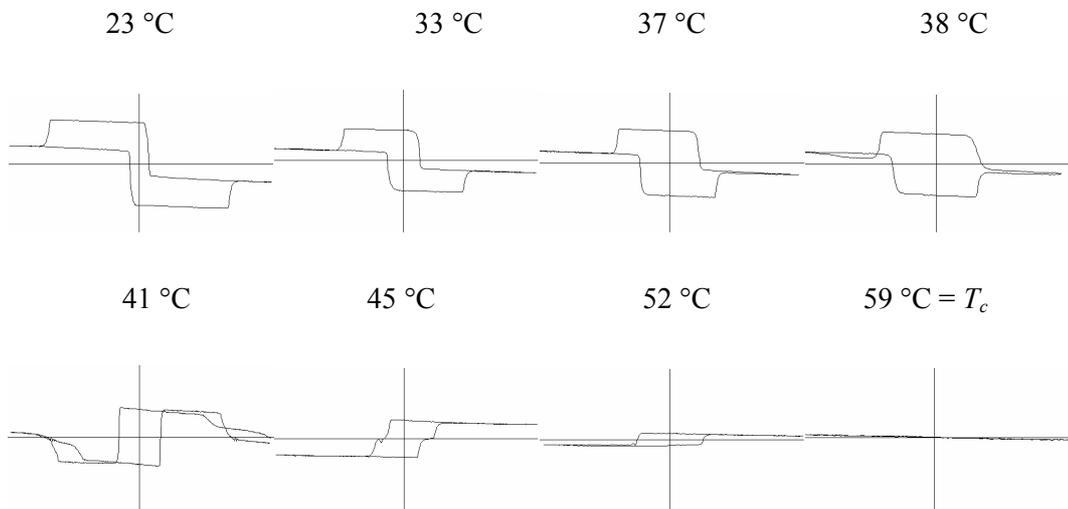


Рис. 6. МОПГ образца № 3 при разных температурах. Масштаб: $H_{max}=2$ кЭ, $\Theta_{Fmax}=1,4$ град. При $T=41$ °С масштаб по $H_{max}=4$ кЭ.

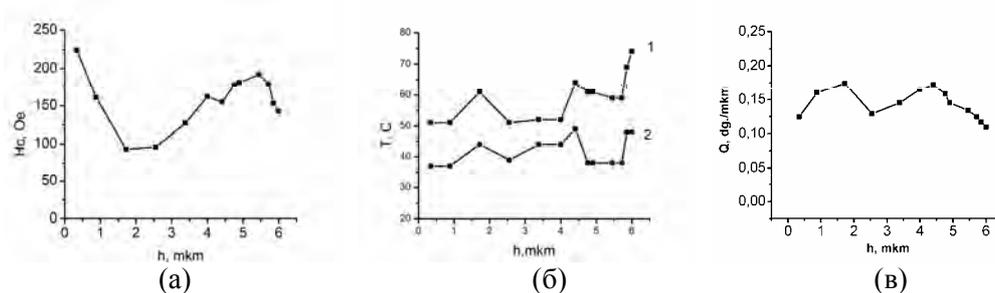


Рис. 7. Зависимости H_c (а), T_c (1) и T_{comp} (2) (б) и Θ_F (в) от h образца № 3.

Как видно из рис.7, в слоях пленка-воздух и пленка-подложка по сравнению с основным объемом образца № 3 наблюдается рост H_c . Температура измерений значительно ниже T_{comp} , поэтому зависимость $H_c(h)$ для образца № 3 более соответствует реальности, чем аналогичная зависимость для образца № 2. В слое пленка-воздух образца № 3 значение T_c примерно на 20° выше, чем для основного объема пленки, что обусловлено, по-видимому, ростом содержания ионов Fe^{3+} в этом слое. Колебания значений T_{comp} по объему образца составляли в среднем $\pm 5^\circ$.

На рис. 8 представлены результаты профильного анализа H_c , Θ_F и T_c образца № 4, измеренные при $25^\circ C$. По данным РД исходный образец № 4, выращенный через сутки после досыпки Al_2O_3 , двухслойен: $\Delta a_1 = 0,0067$ нм, $\Delta a_2 = 0,0057$ нм. При послойном травлении образца № 4 форма его МОПГ, в отличие от других исследованных образцов, не претерпевала изменений, уменьшалась лишь ее амплитуда, поэтому МОПГ данного образца, измеренные на разных стадиях ионного травления не представлены. При $h \leq 3$ мкм пленка становилась однослойной с $\Delta a = 0,0070$ нм. Значения T_{comp} обоих слоев в исходной пленке были ниже температуры измерений. Значение Θ_F возрастало в первой трети толщины пленки, а значение T_c – в слое пленка-воздух (на 15° - 20° по сравнению с объемом), что обусловлено, по-видимому, повышенным содержанием ионов Bi^{3+} и Fe^{3+} в этих слоях. «Ступенчатое» распределение T_c по толщине пленки обусловлено, вероятно, слоистостью пленки по толщине, причем число таких слоев, по-видимому, больше, чем показывают результаты измерений Δa методом РД.

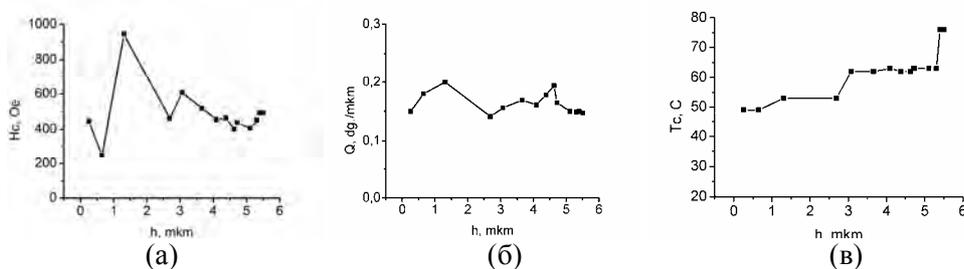


Рис. 8. Зависимости H_c (а), Θ_F (б) и T_c (в) от h образца № 4, измеренные при $25^\circ C$.

Рост Bi -МПФГ после длительной гомогенизации раствора-расплава, но при большом значении переохлаждения, также приводит к магнитной неоднородности по толщине образцов и сложному виду их. МОПГ. На рис. 9, 10 представлены, соответственно, МОПГ на разных стадиях ионного травления результаты и результаты профильного анализа H_c , Θ_F , и T_c для образца № 7, выращенного через сутки после досыпки Sm_2O_3 при значении переохлаждения $\Delta T = 70^\circ C$.

По данным РД образец № 7 однослойный. В исходном образце $\Delta a = 0,0085$ нм. МОПГ, измеренные при профильном анализе, свидетельствуют о наличии в образце

двух слоев с разными значениями T_{comp} . Из рис. 9 видно, что форма МОПГ исходного (до травления) образца определяется формой МОПГ слоя пленка-подложка толщиной примерно 0,2 мкм. Нагрев этого слоя не приводил к изменению знака МОПГ: H_c росла до 43 °С, а при 44 °С была T_c , т.е. в этом слое $T_{comp} > T_c$.

Отрицательный знак фарадеевского вращения слоя пленка-подложка толщиной примерно 0,2 мкм обусловлен повышенным содержанием ионов Ga^{3+} в этом слое, его намагниченность, соответственно, определяется октаэдрической подрешеткой. По-видимому, малая толщина слоя пленка-подложка и близость значений параметров решеток основного слоя и слоя пленка-подложка не позволили зафиксировать этот слой с помощью РД.

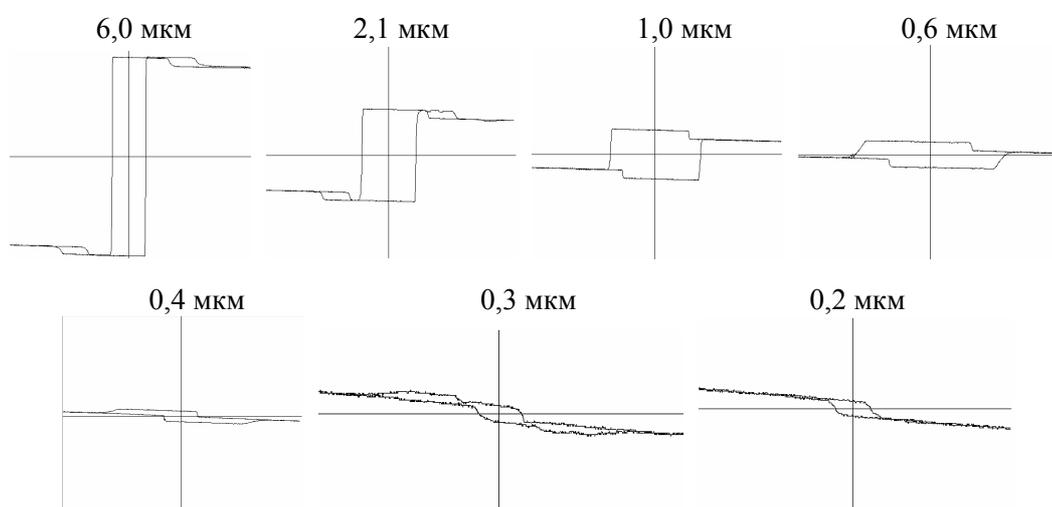


Рис. 9. МОПГ образца № 7 на разных стадиях ионного травления, измеренные при 25 °С. Масштаб: $H_{max} = 2$ кЭ, $\theta_{Fmax} = 2,3$ град. При $h \leq 0,3$ мкм $H_{max} = 4$ кЭ, $\theta_{Fmax} = 0,7$ град.

Значение T_c для слоя пленка-воздух этого образца примерно на 10 °С выше по сравнению с основным объемом пленки, а для слоя пленка-подложка на 16 °С ниже (рис. 10, в). Это говорит о том, что слой пленка-воздух обогащен Fe, а слой пленка-подложка обеднен. По мере травления образца до толщины 0,6 мкм его H_c возрастала, а при дальнейшем уменьшении толщины падала (рис. 10, а). Значение θ_F в слое пленка-подложка уменьшалось по сравнению с объемным значением (рис. 10, в).

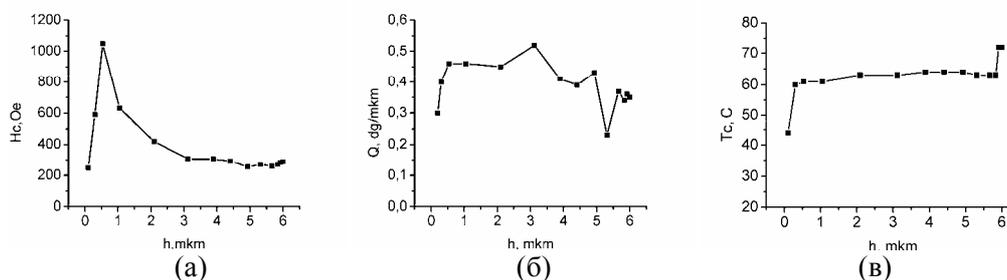


Рис. 10. Зависимости H_c (а), Q_F (б) и T_c (в) от h образца № 7.

Результаты, полученные для образца № 8, качественно совпадают с результатами для образца № 7: в начальной стадии роста пленки формируется слой с обратным знаком фарадеевского вращения, т.е. с октаэдрической намагниченностью, что обусловлено повышенным содержанием в этом слое ионов Ga^{3+} и Al^{3+} и пониженным содержанием ионов Fe^{3+} . У этого слоя $T_{comp} > T_c$. Нагрев образца на всех стадиях ионного травления приводил к исчезновению «ступеньки» на МОПГ при температурах от 46 °С до 51 °С, что принималось за его температуру Кюри. Для основного слоя T_c при травлении изменялась от 63°С в начале травления до 55 °С при $h < 1,8$ мкм.

Результаты профильного анализа, полученные при использовании механической полировки для утонения пленок, качественно совпадали с результатами, полученными при ионном травлении для одних и тех же образцов, что является свидетельством отсутствия влияния метода уменьшения толщины пленки на ее МОПГ.

Зависимости $H_c(h)$ образцов №№ 7, 8 и образцов с механической полировкой носят одинаковый характер, что совместно с анализом их МОПГ на разной глубине позволяет сделать вывод о том, что подобное поведение $H_c(h)$ вблизи подложки не может быть связано с увеличением намагниченности, т.к. содержание Fe вблизи подложки уменьшается. Возможно, это вызвано уменьшением одноосной анизотропии, обусловленным снятием стрессовой компоненты напряжений, релаксировавших на дислокациях.

Таким образом, вышеприведенные результаты свидетельствуют о том, что сложные формы МОПГ исследованных Vi-МПФГ обусловлены наличием в них слоев с разными значениями T_{comp} в слоях, а также возможной близостью температуры измерения к T_{comp} . Местоположение слоев по глубине пленки может быть различным и определяется свойствами используемого раствора-расплава, условиями роста и стабильностью параметров роста, а также фундаментальными особенностями самого метода жидкофазной эпитаксии.

В частности, на форму МОПГ пленки в целом – наличие на них «ступенек» или боковых петель гистерезиса – могут влиять слои пленка-подложка, имеющие отрицательный знак фарадеевского вращения (образцы №№ 3, 7, 8). Поведение T_{comp} и T_c в этих слоях свидетельствует о повышенном содержании в них ионов Ga^{3+} и, по-

видимому, Al^{3+} по сравнению с образцами, в которых слои пленка-подложка имеют МОПГ с положительным знаком фарадеевского вращения (образцы №№2, 4). Намагниченность слоев с отрицательным знаком фарадеевского вращения определяется октаэдрической подрешеткой, с положительным знаком – тетраэдрической подрешеткой.

Заметим, что форма МОПГ исследованных Vi-МПФГ, содержащих слои с разными знаками фарадеевского вращения и разными значениями H_c в слоях, не может быть получена как суперпозиция (механическое наложение) МОПГ отдельных слоев, обменное взаимодействие между слоями значительно усложняет их суммарную МОПГ, делая практически невозможным определение МОПГ отдельных слоев по известной МОПГ всей пленки и наоборот.

ВЫВОДЫ

1. Исследованные пленки $(BiSmLu)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ обладают неоднородными магнитными свойствами по их толщине.

2. Неоднородность магнитных свойств (H_c , Θ_F , T_{comp} и T_c) по толщине исследованных пленок обусловлена неоднородным распределением гранатообразующих элементов вдоль оси роста МПФГ, которое, в свою очередь, зависит от свойств раствора-расплава и условий роста пленок: времени гомогенизации раствора-расплава и температуры переохлаждения.

3. Сложные формы магнитооптических петель гистерезиса, наблюдаемые в ряде исследованных пленок $(BiSmLu)_3(FeGaAl)_5O_{12}$, обусловлены существованием в пленках слоев со значениями T_{comp} выше и ниже температуры измерения что, в свою очередь, определяется результирующей намагниченностью подрешеток отдельных слоев Vi-МПФГ при температуре измерения. Кроме того, на формы магнитооптических петель гистерезиса также влияют разные значения H_c в слоях.

4. Для использования Vi-МПФГ состава $(BiSmLu)_3(FeGaAl)_5O_{12}$ в устройствах ТМЗ рост пленок необходимо проводить после длительного времени гомогенизации раствора-расплава и при пониженных значениях ΔT .

5. Проведенные исследования позволили в дальнейшем синтезировать для устройств ТМЗ однослойные пленки этого же состава с T_{comp} ниже комнатной, обладающие необходимыми значениями чувствительности к магнитным полям сложной конфигурации и требуемыми значениями пространственного разрешения. (Готовится к публикации).

6. При необходимости возможно получение слоистых Vi-МПФГ для многоуровневой ТМЗ путем варьирования технологических режимов роста и проводя соответствующую подшихтовку раствора-расплава.

Работа выполнена при поддержке ГФФИ Украины (грант 14.1/027).

Список литературы

1. Paroli P. Magneto-optical devices based on garnet films. //Thin Solid Films. – 1984. - vol.114. - № 1/2. - p. 187-211.
2. Рыбак В.И., Червоненкис А.Я. Магнитооптические устройства в оптоэлектронике // Зарубежная электронная техника. - 1980. - № 4. - С. 1-67.
3. Звездин А.К., Котов В.А. Магнитооптика тонких пленок. - М.: Наука. - 1988. - 190 с.
4. Рандошкин В.В., Червоненкис А.Я. Прикладная магнитооптика. - М.: Энергоатомиздат. - 1990. - 320 с.
5. Mansipur M. The physical principles magneto-optical recording. //Cambridge University Press. - 1995. - 756 с.
6. Балбашов А.М., Червоненкис А.Я., Черкасов А.П. и др. Гигантский эффект Фарадея и оптическое поглощение в эпитаксиальных пленках $Y_{3-x}Bi_xFe_{5-y}Al_yO_{12}$ // Письма в ЖЭТФ. - 1973. - Т. 18. - № 9. - С. 572-575.
7. Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Тимошечкин М.И., Шапошников А.Н., Ширков А.В., Степанов Ю.И. Исследование неоднородности состава висмут-содержащих пленок феррит-гранатов субмикронных толщин //ФТТ. - 1985. - Т. 27. - № 6. С. - 1712-1717.
8. Грошенко Н.А., Прохоров А.М., Рандошкин В.В., Шапошников А.Н., Ширков А.В. О зарядовой компенсации в пленках феррит-гранатов, содержащих двух- и четырехвалентные ионы //Письма в ЖТФ. – 1985. - Т. 11. - № 7. - С. 416-420.
9. Грошенко Н.А., Рандошкин В.В., Шапошников А.Н., Ширков А.В. К вопросу об однородности висмут-содержащих эпитаксиальных пленок феррит-гранатов //ЖТФ. – 1986. - т.56. - в. 5, -С. 935-937.
10. Камзин А.С., Мальцев Ю.Н. Исследования распределения катионов в поверхностном слое и объеме пленок замещенных ферритов-гранатов // ФТТ. - 1997. - Т. 39. - № 7. С. - 1248-1252.
11. Камзин А.С., Мальцев Ю.Н. Мессбауэровские исследования свойств поверхности и объема пленок замещенных ферритов-гранатов в области точки Кюри // ФТТ. - 1997. - Т. 39. - № 8. С. - 1410-1414.
12. Дубинко С.В., Недвига А.С., Вишневский В.Г., Шапошников А.Н. Ягупов В.С., Нестерук А.Г., Прокопов А.Р. Особенности поведения коэрцитивной силы в напряженных эпитаксиальных пленках ферритов-гранатов //Письма в ЖТФ. 2005. - т.31. - в. 22. - С. 68-73.

Шапошніков О.М., Прокопов А.Р., Бержанський В.Н., Каравайніков А.В., Ягупов В.С. Неоднорідність магнітних властивостей по товщині висококоерцитивних монокристалічних плівок ферит-гранатів. // Учені записки Таврійського національного університету ім. В.І.Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». – Т.21(60). - №1. – С.153-165.

Досліджено магнітні характеристики по товщині монокристалічних плівок ферит-гранатів номінального складу $(BiSmLu)_3(FeGaAl)_5O_{12}$, призначених для використання в пристроях термомагнітного запису інформації. Плівки вирощували на підкладках $Gd_3Ga_5O_{12}$ орієнтації (111) з переохолодженого розчину-розплаву на основі розчинника $PbO-B_2O_3-Bi_2O_3$. Магнітні характеристики плівок (коерцитивну силу, фарадеївське обертання, температуру компенсації магнітного моменту, температуру Кюри) на різній глибині визначали при пошаровому іонному травленні з магнітооптичних петель гістерезису. Установлено, що магнітні характеристики досліджених плівок змінюються по товщині, що, очевидно, обумовлено неоднорідним розподілом гранатоутворюючих елементів уздовж осі росту плівок, який, у свою чергу, залежить від умов росту плівок, зокрема температури переохолодження і часу гомогенізації розчину-розплаву.

Ключові слова: монокристалічні плівки феррит-гранатів із вмістом вісмуту, точка компенсації магнітного моменту, магнітооптичні петлі гістерезису, профільний аналіз.

Shaposhnikov A.N., Prokopov A.R., Berzhansky V.N., Karavaynicov A.V., Yagupov V.S. Heterogeneity of magnetic characteristics on different depth of high-coercivity monocrystal films of ferrite garnets // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V.21(60). - №1 – P.153-165.

НЕОДНОРОДНОСТЬ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ПО ТОЛЩИНЕ...

Magnetic characteristics of monocrystal films $(\text{BiSmLu})_3(\text{FeGaAl})_5\text{O}_{12}$ for thermomagnetic record devices are investigated. A film grew up on substrates $\text{Gd}_3\text{Ga}_5\text{O}_{12}$ of orientation (111) from supercooled solution-melt on the basis of solvent $\text{PbO-B}_2\text{O}_3\text{-Bi}_2\text{O}_3$. Magnetic characteristics of films (coercive force, Faraday rotation, temperature of the magnetic moment compensation, Curie temperature) on different depth determined rotation at level-by-level ionic etching on magneto optic loops of a hysteresis. It is established magnetic characteristics films change on thickness, that, apparently, is caused by non-uniform distribution garnet forming elements along an axis of film growth which, in turn, depends on conditions of growth in particular temperatures of overcooling and time of homogenization of a solution-melt.

Keywords: monocrystal films of ferrite garnets, magnetic moment compensation , magneto optic loops of a hysteresis.

Поступила в редакцию 10.11.1008 г.

УДК 535.42

ФЕРРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРИТ-ГРАНАТОВЫХ ПЛЕНКАХ С АНИЗОТРОПИЕЙ «УГЛОВАЯ ФАЗА»

Семук Е.Ю.¹, Бержанский В.Н.¹, Прокопов А.Р.¹, Голуб В.О.²

¹ Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина

² Институт магнетизма НАН Украины, Киев, Украина

E-mail: roton@crimea.edu, domain@home.cris.net, golub@imag.kiev.ua

Методом ферромагнитного резонанса определено наличие в феррит-гранатовых пленках с анизотропией "угловая фаза" магнитных слоев. По угловым зависимостям напряженности резонансного магнитного поля рассчитаны величины констант магнитной анизотропии, намагниченности насыщения и гиромагнитного отношения для каждого из слоев. Показано, что существуют двухслойные структуры с реализацией в них констант магнитной анизотропии противоположных знаков.

Ключевые слова: пленки ферритов-гранатов, ФМР, анизотропия.

Эпитаксиальные пленки феррит-гранатов (ЭПФГ) с магнитной анизотропией «легкая плоскость» и «угловая фаза» перспективны при использовании их в устройствах визуализации и топографирования пространственно-неоднородных магнитных полей, когда необходим аналоговый вид преобразованного изображения. Кроме того они интересны при изучении процессов намагничивания [1,2]. Пленки, выращенные методом жидкофазной эпитаксии достаточно часто имеют слоистую структуру [3-5], что понижает эффективность их работы в приведенных выше устройствах. Наличие слоев и их свойства могут быть исследованы методом ферромагнитного резонанса ФМР. Целью данной работы являлось исследование однородности пленок, применяемых в устройствах магнитооптической визуализации, методом ФМР.

Было исследовано шесть образцов, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на гадолиний-галлиевых подложках ориентации (111) (см. таблицу 1). Базовый формульный состав синтезированных пленок имел вид $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$. Толщина пленок h составляла 5-7 мкм.

Период доменной структуры w , толщина h , рассогласование параметров решеток пленки и подложки Δa ЭПФГ определялись стандартными методами. Значения этих параметров приведены в таблице 1.

В пленках несколько варьировалось процентное содержание гранатообразующих элементов. В ряде случаев это приводило к появлению рассогласования параметров решетки Δa , изменению намагниченности $4\pi M_s$, периода доменной структуры w и других свойств. Вариации состава возникали при изменении технологических параметров роста, в частности температуры синтеза ЭПФГ. Исследование доменной структуры показало, что все образцы имели

анизотропию «угловая фаза» [4]. Магнитные параметры пленок оценивались по спектрам ФМР, которые регистрировались на ЭПР спектрометре BRUKER ELEXIS E500 в институте магнетизма НАНУ и МОНУ. Измерения проводились при комнатной температуре на частоте 9,3 ГГц.

Спектры ФМР ряда образцов состоят из двух групп линий, одна из которых наиболее интенсивная лежит в высоких полях, другая в низких полях. Исследование зависимости спектров от углов β и φ (где β и φ - соответственно полярный и азимутальный углы, определяющие направление внешнего магнитного поля \mathbf{H}) показало, что они существенно отличаются. Наличие двух групп линий в спектрах ФМР может быть связано со слоистой структурой ЭПФГ. При этом различные слои отличаются значениями интенсивности поглощения. На рис.1 приведен спектр ФМР для одного из образцов (образец №4), на котором видны два пика поглощения, соответствующие двум различным слоям ЭПФГ, условно обозначенным слой 1 и слой 2.

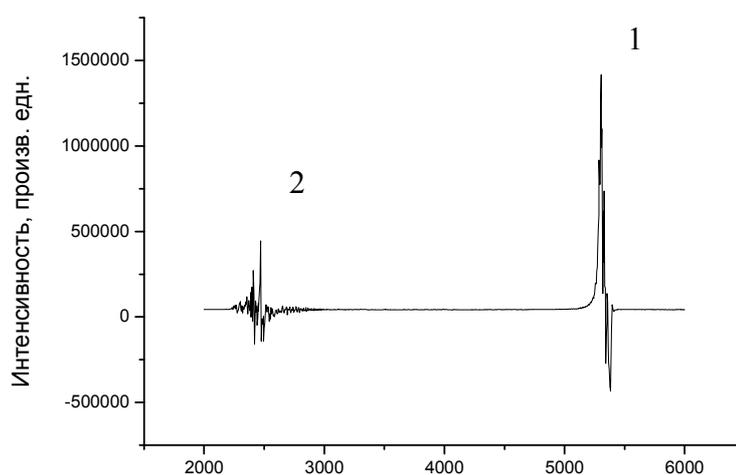


Рис. 1. Спектр ФМР- образца №4 в магнитном поле, перпендикулярном плоскости пленки (слой 1 – высокополевого сигнал, слой 2 - низкополевого).

Были исследованы азимутальные зависимости резонансного поля $H_{rez}(\varphi)$ при ориентации магнитного поля в плоскости пленки. На рис.2 представлены такие зависимости для образца №4.

На азимутальных зависимостях $H_{rez}(\varphi)$ всех образцов для обоих слоев наблюдается 180°-ая симметрия, что свидетельствует о наличии одноосной анизотропии в плоскости пленки. Это характерно для пленок с ромбической магнитной анизотропией (РМА).

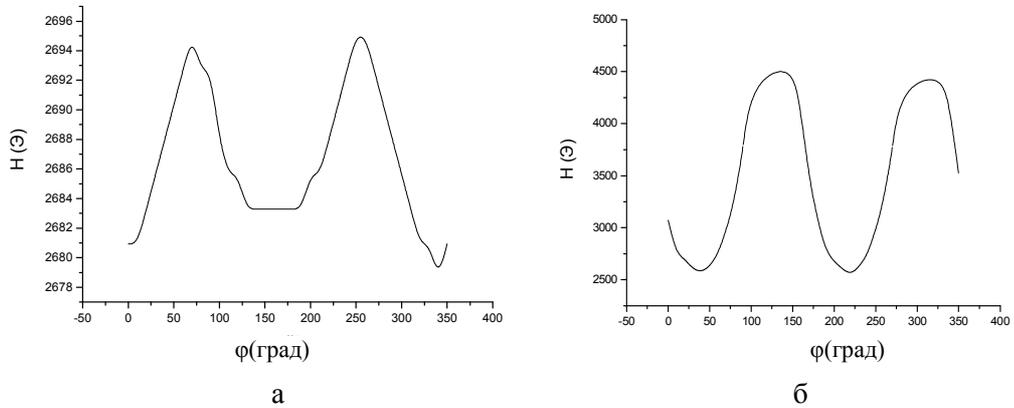


Рис. 2. Угловые зависимости резонансного поля $H_{res}(\varphi)$ для образца №4. а) слой 1 б) слой 2.

Результаты измерений резонансных полей приведены в табл. 1, где $H_{\varphi_{min1}}$, $H_{\varphi_{max1}}$, $H_{\varphi_{min2}}$, $H_{\varphi_{max2}}$ – минимальное и максимальное значения резонансного поля при параллельном резонансе для слоя 1 и 2, соответственно, $\delta H_{\varphi1}$, $\delta H_{\varphi2}$ – разности максимального и минимального значений резонансных полей соответствующих слоев. Поле одноосной анизотропии в плоскости пленки $\delta H_{\varphi1}$ для всех образцов в слое 1 невелико и составляет приблизительно 20 Э. Для слоя 2 $\delta H_{\varphi2}$ составляет 1725 Э. Амплитуды пиков на азимутальных зависимостях $H_{res}(\varphi)$ отличаются незначительно, что свидетельствует о малом вкладе кубической анизотропии. Анализ азимутальных зависимостей $H_{res}(\varphi)$ обоих слоев также показал, что ориентации легких осей для различных слоев в плоскости ЭПФГ отличаются на 60° .

На рис. 3 представлены зависимости напряженности резонансного магнитного поля $H_{res}(\beta)$ в интервале углов от 0° до 180° с шагом 10° для слоя 1 и 2 образца №4. Для других образцов вид таких зависимостей качественно не отличается.

Анализ угловых зависимостей $H_{res}(\beta)$ позволяет определить константу магнитной анизотропии ЭПФГ K_u , а также гиромангнитное отношение γ [6,7].

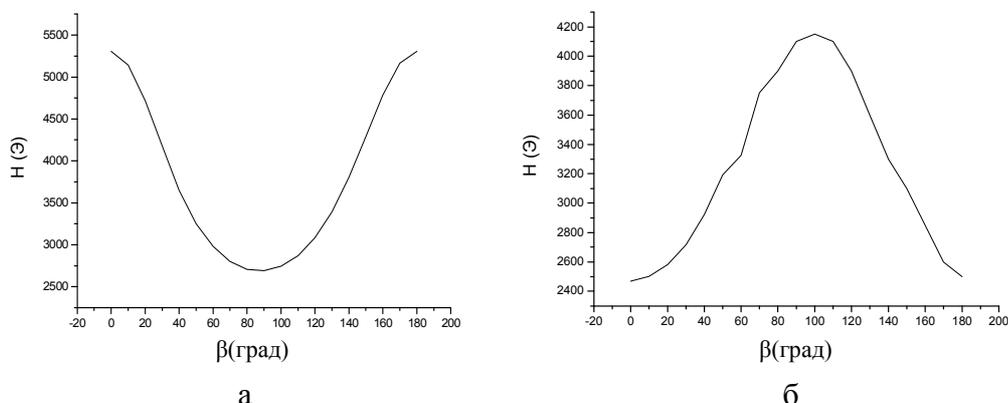


Рис. 3. Угловые зависимости резонансного поля $H_{res}(\beta)$ для образца №4 а) слой 1 б) слой 2.

При этом, поскольку у всех образцов для слоя 1 значения ромбической магнитной анизотропии и кубической магнитной анизотропии оказались малы, можно пренебречь их влиянием. Поэтому включим в систему уравнений для определения K_{u1} и γ_1 в качестве неизвестного параметра намагниченность насыщения $4\pi M_{s1}$. Определенные таким образом значения $4\pi M_{s2}$, K_{u2} , с одной стороны, позволяют предполагать, что вектор намагниченности слоя 2 $\mathbf{M}_{s2} \parallel \mathbf{n}$ (\mathbf{n} – нормаль поверхности ЭПФГ). С другой стороны легкая ось в плоскости для этого слоя (рис. 2) указывает на наличие плоскостной компоненты \mathbf{M}_{s2} . Таким образом вектор намагниченности в слое 2 скорее всего направлен под углом θ к \mathbf{n} ($0 < \theta < 90^\circ$), и для описания анизотропии слоя 2 недостаточно ограничиваться константой K_{u2} , поскольку для этого слоя поле ромбической магнитной анизотропии в плоскости значительно выше, чем для слоя 1 и его нельзя не учитывать. Полученные значения K_{u1} , $4\pi M_{s1}$, γ_1 , $4\pi M_{s2}$, K_{u2} , γ_2 , H_{a1} , H_{a2} (H_{a1} , H_{a2} – поля анизотропии соответствующих слоев) приведены в таблице 1.

Если предположить, что слой 2 является переходным слоем подложка-пленка, то малая намагниченность насыщения этого слоя может быть обусловлена диффузией ионов Ga и Gd из подложки в пленку в процессе эпитаксии. Малые значения $4\pi M_{s2}$ также могут объяснять меньшую интенсивность поглощения этого слоя (рис.1). Для всех исследуемых образцов слой 1 характеризуется высоким значением намагниченности насыщения и анизотропией легкая плоскость.

Таблица 1

Параметры висмутсодержащих ЭПФГ состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$

	1	2	3	4	5	6
w (мкм)	10	8	10	8	4	8
h (мкм)	5	–	6	6.3	5	6.8
Δa (мкм)	0	0.011	0.012	0.011	0	–
$4\pi M_{s1}$ (Гс)	1536	1836	780	1116	924	936
K_{u1} (эрг/см ³)	1000	2900	-25000	-30000	-31000	-36000
H_{a1} (Э)	16.34	39.6	-804.0	-674.7	-842.0	-965.3
$H_{\varphi\text{min}1}$ (Э)	2775	2697	2751	2682	2706	2640
$H_{\varphi\text{max}1}$ (Э)	2792	2722	2762	2695	2723	2658
$\delta H_{\varphi1}$ (Э)	17	25	11	13	17	18
$\gamma1$ (Э ⁻¹ с ⁻¹)	0.1769	0.1758	0.1780	0.1780	0.1774	0.1749
$4\pi M_{s2}$ (Гс)	408	–	300	170	168	–
K_{u2} (эрг/см ³)	25000	–	10000	9000	4000	–
H_{a2} (Э)	1537.9	–	836.7	1328	597.6	–
$H_{\varphi\text{min}2}$ (Э)	2530	–	2640	2525	2780	–
$H_{\varphi\text{max}2}$ (Э)	4400	–	3400	4250	3300	–
$\delta H_{\varphi2}$ (Э)	1870	–	760	1725	520	–
$\gamma2$ (Э ⁻¹ с ⁻¹)	0,1746	–	0,2237	0,1740	0,2099	–
ΔH_1 (Э)	40(90)	30(50)	35(200)	80(130)	10(70)	60(170)
ΔH_2 (Э)	10-15	–	10-20	10	20	20

Таким образом установлено, что ЭПФГ состава $(\text{BiLuCa})_3(\text{FeGe})_5\text{O}_{12}$, выращенные на гадолиний-галлиевых подложках ориентации (111) с анизотропией «угловая фаза» имеют двухслойную структуру.

Определены магнитные параметры обоих слоев K_u , $4\pi M_s$, γ .

Основной слой характеризуется большей намагниченностью насыщения и большим поглощением, чем переходный слой пленка-подложка, при этом в нем $\mathbf{M}_s \perp \mathbf{n}$. Намагниченность насыщения переходного слоя пленка-подложка ориентирована под углом θ ($0 < \theta < 90^\circ$) по отношению к \mathbf{n} .

Работа выполнена за счет бюджетных средств (грант ГФФИ Ф14/299-2007).

Список литературы

1. Крупичка С. Физика ферритов и родственных им магнитных окислов. – М.: Мир, 1976. – Т. 2. – 504 с.
2. Барьяхтар В.Г. Физика магнитных доменов / Барьяхтар В.Г., Богданов А.И., Яблонский Д.А. // УФН. – 1988. – Т. 156, вып. 1. – С 47-89.
3. В.В. Рандошкин, А.Я. Червоненкис. Прикладная Магнитооптика. -М., Энергоатомиздат.-1990.- С.118.
4. Прокопов А.Р., Дубинко С.В., Хребтов А.О., Еремина М.И. Особенности магнитоиндуцированного спинпереориентационного перехода в феррит-гранатовых пленках с анизотропией «угловая фаза» // ФТТ. – 1997. – Т.39, №8. – С. 1415-1420.
5. Ф.Г. Барьяхтар, Л.А. Суслин, А.О. Хребтов. Переходные слои в LuSmCaGe-феррит-гранатовых пленках//ФТТ. – 1986. – Т.28, №7. – С. 2246-2249.
6. Makino H., Hidaka Y. // Mat. Res. Bull. 1981. Vol. 16. №8. P.957-966.
7. Бержанский В.Н. Особенности процесса намагничивания ЭПФГ с анизотропией “угловая фаза” / Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Семук Е.Ю. // Уч. записки Таврического национального университета имени В.И. Вернадского. Сер. «Физика». - 2007. - Т. 20 (59), № 1. - С. 136-146.

Семук Є.Ю., Бержанський В.Н., Прокопов А.Р. Особливості процесу намагнічування ЕПФГ з анізотропією “кутова фаза” // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 166 - 171.

Методом ферромагнітного резонансу визначено наявність у ферит-гранатових плітках з анізотропією "кутова фаза" магнітних шарів. По кутових залежностях напруженості резонансного магнітного поля розраховані величини констант магнітної анізотропії, намагніченості насичення і гіромагнітного відношення для кожного із шарів. Показано, що існують двошарові структури з реалізацією в них констант магнітної анізотропії протилежних знаків.

Ключові слова: плівки феритів-гранатів, ФМР, анізотропія.

Semuk Ye.Yu., Berzhansky V.N., Prokopov A.R. Peculiarity of magnetization process in epitaxial garnet films with "angle phase" anisotropy // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – С. 166 - 171.

A presence of magnetic layers in "angle phase" anisotropy epitaxial garnet ferrite films (111) was determined with the method of ferromagnetic resonance. For each layer the uniaxial anisotropy constants of magnetic crystallographic anisotropy K_u , magnetization M_s and gyromagnetic ratio γ are determined for the samples with FMR method. It is rotined that there is two layers structures are with realization of constants of magnetic anisotropy of opposite signs in them.

Keywords: garnet ferrite films, FMR, anisotropy.

Поступила в редакцию 6.11.2008 г.

УДК 681.7.068

АНАЛИЗ СЕРДЦЕВИН В ЦЕНТРЕ БИКОНИЧЕСКОГО СУЖЕНИЯ ОДНОМОДОВОГО ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКОГО РАЗВЕТВИТЕЛЯ

Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И., Милюкова Е.Т.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: roton@crimea.edu, domain@home.cris.net*

Представлены результаты исследования поперечных срезов, сделанных в центре биконически суженных двухканальных волноводных структур. Структуры получены путем сплавления с растяжением двух одномодовых кварцевых волокон с разной концентрацией GeO_2 в сердцевинах. Показано, что поперечные размеры сердцевин в сужении различны. Предполагается, что наблюдаемая в экспериментах по сплавлению биконически суженных одномодовых разветвителей 2x2 зависимость максимума межволноводной связи в сужении от режима его сплавления обусловлена изменением соотношения размеров сердцевин.

Ключевые слова: сплавной биконически суженный разветвитель, сердцевина в сечении разветвителя.

ВВЕДЕНИЕ

Принятая в литературе теоретическая модель сплавного биконически суженного одномодового разветвителя 2x2 [1] построена на предположении, что диаметры сердцевин и оболочек волокон при сужении уменьшаются в одинаковой пропорции. При этом считается, что площади сечений сердцевин уменьшаются настолько, что перестают выполнять канализирующую функцию и ими можно пренебречь. Модель широко используют при расчетах и объяснении механизма перекачки оптической мощности между волокнами разветвителя. Однако в отдельных случаях, без учета роли размерного фактора сердцевин и их канализирующей функции, объяснить природу свойств разветвителя до конца не удается. Так, в литературе [2, 3] уже отмечалось некоторое несоответствие отдельных теоретических результатов, полученных с учетом и без учета сердцевин в биконическом сужении. Кроме того, в [4] показано, что в результате растяжения сплаваемого из идентичных волокон разветвителя сердцевин в образуемой двухканальной волноводной структуре одновременно с сужением увеличивают свои поперечные размеры по отношению к суживающемуся волокну. Целью настоящей работы являлся анализ сердцевин в центре биконического сужения разветвителя сплавленного из волокон с несколько отличающимися концентрациями германия в сердцевинах и эффективности связи между волокнами разветвителя при их растяжении во время сплавления.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Исследованные в работе волноводные структуры разветвителей формировались из стандартных одномодовых кварцевых волокон SMF 28e производства компании

Corning и MCSM DLPC9 – компании Draka Comteq. Сердцевины (диаметры сердцевин практически одинаковы ≈ 9 мкм) легированы GeO₂. Оцененная с помощью рентгеновского энергодисперсионного спектроанализатора ЭДС-1 (приставка к электронному микроскопу РЭМ-106) разница содержания Ge в сердцевинах, составила величину около 1%.

Два отрезка этих волокон с очищенными на длине ≈ 50 мм от буферной оболочки участками скручивались друг с другом и затем сплавлялись в электрической дуге при осевом растяжении области их сплавления. Длина разогреваемого участка волокон составляла примерно 8 мм. Температура регулировалась изменением мощности дуги. Скорость растяжения волокон выбиралась из интервала 5 - 20 мм/мин. В процессе сплавления разветвителя регистрировались интенсивности излучения с обоих его портов на двух длинах волн 1310 нм и 1550 нм.

На рис. 1 и рис. 2 приведены графики, иллюстрирующие перекачку света с длинами волн 1310 и 1550 нм между двумя волокнами по мере их сплавления с растяжением. Сплавления выполнены при разных температурах и скоростях растяжения.

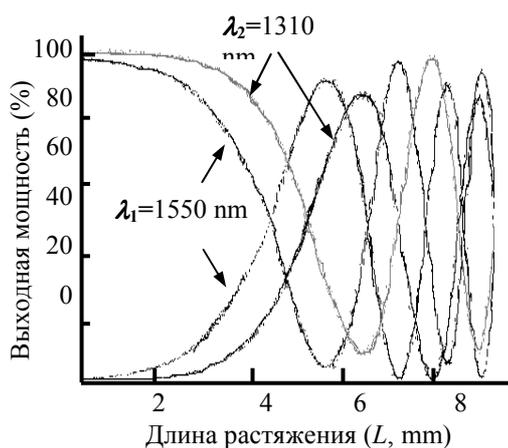


Рис. 1. Ход перекачки оптических мощностей на длинах волн 1550 и 1310 нм при сплавлении разветвителя в режиме получения симметричной волноводной структуры

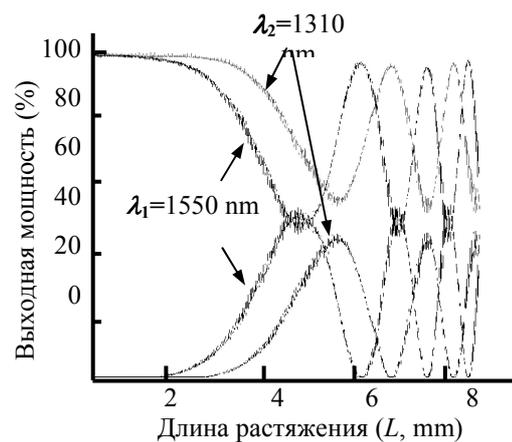


Рис. 2. Ход перекачки оптических мощностей на длинах волн 1550 и 1310 нм при сплавлении разветвителя в режиме получения асимметричной волноводной структуры

Рис. 1 показывает пример почти полной перекачки из возбужденного на входе волокна (начало перекачки с отметки 100 оси ординат) в волокно ответвления (начало перекачки с отметки 0 на оси ординат) и обратно. Достижимая эффективность связи $\approx 97\%$ (почти симметричная волноводная структура). Рис. 2 демонстрирует пример хода перекачки с максимально достигаемой эффективностью связи между волокнами $\approx 50\%$ (несимметричная волноводная структура). Следует

отметить также, что при отдельных режимах сплавления и растяжения связь между волокнами могла не появляться на протяжении всего процесса удлинения сплавляемой области, вплоть до ее разрыва.

Одной из возможных причин наблюдаемого эффекта может быть протекающая с разной интенсивностью диффузия GeO_2 из сердцевин в оболочки сплавляемых волокон. В результате появляется зависящая от температурного и скоростного режима растяжения разница между поперечными размерами сердцевин, которые в исходных волокнах практически были равны. Другой возможной причиной могло быть несимметричное изменение геометрии оболочек волокон, вызванное разной их вязкостью. Следует подчеркнуть, что проявление зависимости скорости диффузии от концентрации отмечалось ранее в [5] на примере планарных технологий.

Для проверки предположений были исследованы поперечные срезы волноводных структур. Срез делался в наиболее тонкой области биконического сужения разветвителя. Толщина этой области могла составлять 40-60 мкм и менее. Поэтому для получения гладких поверхностей срезов применялся специально разработанный способ их укрепления и полировки. Исследования срезов проводились с использованием оптического и электронного микроскопов.

Анализ структур с гантелевидной формой поперечного сечения, полученных с остановкой растяжения до достижения первого максимума перекачки мощности, не давал гарантированных подтверждений ни одному из выдвинутых предположений. На срезах таких структур лишь угадывалось еле заметное увеличение одной из сердцевин. Асимметрия же формы среза не обнаруживались. Достаточно четко различия размеров сердцевин проявлялись у структур круглой формы, полученных при большей температуре за пределами первого максимума перекачки мощности. Асимметрия же формы среза и в этих случаях не обнаруживалась.

На рис. 3 приведены три оптических изображения поперечного среза волноводной структуры суженной до размера ≈ 30 мкм. Для обеспечения равномерной засветки обеих сердцевин сужения его волоконные входы возбуждались источником белого света с возможностью регулировки интенсивности возбуждения каждого из волокон.

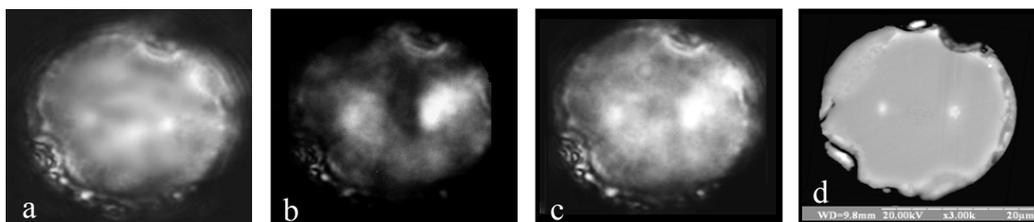


Рис. 3. Оптические (a, b, c) и электронная (d) фотографии среза биконической волноводной структуры диаметром ≈ 30 мкм

На рис. 3а свет подается только в волокно SMF 28e. Реализуется случай, когда справедливо принято в модели [1] допущение об отсутствии канализирующих свойств сердцевин в биконическом сужении разветвителя - свет распределен по всему сечению волокна. В тоже время на рис. 3б, где свет подается только в волокно Draka, это свойство сердцевин сохраняется. Кроме того, в этом случае заметно, что канализирующее свойство сердцевин волокна SMF 28e до конца не теряется. На рис. 3с – свет подается в оба волокна. В результате мы видим наложение двух картин (а + б). Фотография этого же среза, но сделанная с помощью электронного микроскопа РЭМ-106, показана на рис. 3д. Видно, что правое светлое пятно на срезе, отображающее примесь германия в области сердцевин волокна Draka, расширено больше, чем пятно, отображающее соседнюю сердцевину волокна SMF 28e.

Более четкая электронная фотография приведена на рис. 4а (диаметр сечения ≈ 60 мкм). Для сравнения, на рис. 4б приведена оптическая фотография этого среза из работы [6], где сердцевин различаются по размерам полей их свечения при возбуждении волокон белым светом.

ВЫВОДЫ

Таким образом, из представленных фотографий следует, что диффузии GeO_2 в оболочку кварцевого волокна при сужении области сплавления разветвителя в нашем случае проходит интенсивнее в сердцевине с большей концентрацией примеси. При этом канализирующие свойства сердцевин могут сохраняться вплоть до диаметра сужения разветвителя ≈ 30 мкм. Демонстрируемая же с помощью графиков зависимость эффективности межволноводной связи от режима сплавления образца может быть объяснена, если допустить, что изменение режима приводит к изменению соотношения между размерами сердцевин.

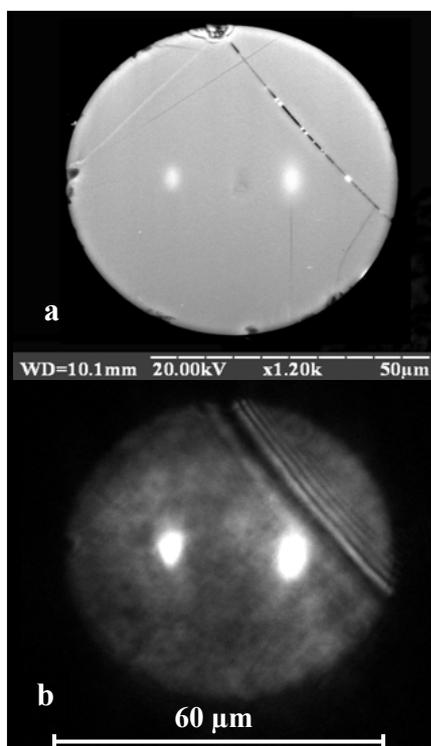


Рис. 4. Электронная (а) и оптическая (б) фотографии среза биконической волноводной структуры

Список литературы

1. Bures J. et al. Analyse d'un Coupler Bidirectionnel a Fibres Optiques Monomodes Fusionnees // Appl.Opt.- 1983.- V.22.- P. 1918-1922.
2. J.V. Wright, Variational analysis of fused tapered couplers // Electronics Letters.- 1985.- V. 21, N 23.- P. 1064-1065.
3. Kin S. Chiang, Effects of cores in fused tapered single-mode fiber couplers // Optics Lett.- 1987.- Vol. 12, N 6. - P. 431-433.
4. McLandrich M.N. Core dopant profiles in weakly fused single mode fibres // Electron. Lett.- 1988.- Vol. 24.- P. 8-10.
5. Kirchhof J., Unger S., Knappe B. Diffusion processes in lightguide materials // Proc. Optical Fiber Communications Conference, OFC 2000, Baltimore, Maryland, USA.- 2000.- Vol. 2.- P. 212-214.
6. Basiladze G.D., Berzhansky V.N., Dolgov A.I. Asymmetry behaviour of cores at optical splitter making // Intern. Conf. "Functional Materials" (ICFM-2007), Ukraine, Crimea, Partenit, Oct. 1-6, 2007 : Abstr.- [Simferopol], 2007. – P. 194.

Басиладзе Г.Д., Бержанський В.Н., Долгов О.І., Мільюкова О.Т. Аналіз серцевин у центрі біконічного звуження одномодового волоконно-оптичного розгалужувача // Учені записки Таврійського національного університету ім. В. І. Вернадського. – 2008. – Серія «Фізика». - Т. 21 (60). - № 1. - С. 172 - 176.

Наведено результати дослідження поперечних зрізів, зроблених в центрі біконічно звужених двоканальних хвилеводних структур. Структури одержані сплавленням з розтягненням двох одномодових кварцових волокон з різною концентрацією GeO_2 у серцевинах. Показано, що поперечні розміри серцевин у звуженні різні. Передбачається, що залежність максимуму міжхвилеводного зв'язку в звуженні від режиму його сплавлення, яка спостерігається в експериментах із сплавлення біконічно звужених одномодових розгалужувачів 2x2, обумовлена зміною співвідношення розмірів серцевин.

Ключові слова: сплавний біконічно звужений розгалужувач, серцевина в перетині розгалужувача.

Basiladze G.D., Berzhansky V.N., Dolgov A.I., Miljukova E.T. The analysis of cores in center of biconical narrowing single-mode fiber-optical splitter // Uchenye zapiski Tavricheskogo Natsionalnogo Universiteta im. V.I. Vernadskogo. – 2008. – Series «Fizika». – V. 21 (60). - № 1. – С. 172 - 176.

Results of research of the cross-section cuts made in the center of biconical narrowed two-channel waveguide structures are presented. Structures are received by fusing together with a stretching of two single-mode quartz fibers with different concentration GeO_2 in cores. It is shown, that the cross-section sizes of cores in narrowing are various. It is supposed, that observable in experiments on fusing of biconical narrowed single-mode splitters 2x2 dependence of interwaveguide connection maximum in from fusing conditions caused by change of a parity of the cores sizes .

Keywords: fusing biconical the narrowed splitter, a core in section of a splitter.

Поступила в редакцію 3.11.2008 г.

СВЕДЕНИЯ ОБ АВТОРАХ

- Алексеев
Константин Николаевич** кандидат физ.-мат. наук, доцент
кафедра теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: alexeyev@ccssu.crimea.ua
- Баранова
Екатерина
Владимировна** аспирантка
Институт электрофизики и радиационных технологий
НАН Украины, г. Харьков
e-mail: BaranovaKate@mail.ru
тел.: 8-10-38- (057)-707-63-37
- Басиладзе
Георгий Диомидович** зам. зав. отделом функциональных материалов и
волоконной оптики НИЧ ТНУ
Таврический национальный университет
им. В.И.Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@home.cris.net
- Бержанский
Владимир Наумович** доктор физ.-мат. наук, профессор, проректор по
научной работе, зав. кафедрой экспериментальной
физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 8 - (0652) - 63-75-72
e-mail: roton@crimea.edu
- Беляева
Алла Ивановна** доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры общей и
экспериментальной физики
Национальный технический университет
“Харьковский политехнический институт”, г. Харьков
e-mail: belyaeva@kharkov.com
тел.: 8-10-38- (057)-707-63-37

- Войтенко
Анна Петровна** аспирантка кафедры теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: sahara2806@gmail.com
- Галуза
Алексей Анатольевич** кандидат физ.-мат. наук, доцент, докторант
Институт электрофизики и радиационных технологий
НАН Украины, Харьков
e-mail: galuza76@mail.ru
тел.: 8-(057)-707-63-37 (раб.)
8-(068)-606-17-97 (моб.)
- Галуза
Анатолий Иванович** инженер
Физико-технический институт низких температур
НАН Украины, г. Харьков
e-mail: galuza@ilt.kharkov.ua
- Голуб
Владимир Олегович** доктор физ.-мат. наук
Институт магнетизма НАН Украины
03142, ул. Вернадского, 36б, Киев, Украина
e-mail: golub@imag.kiev.ua
- Дзедолик
Игорь Викторович** кандидат физ.-мат. наук
начальник научно-исследовательской части
Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского;
95007, Симферополь, пр. акад. Вернадского 4
e-mail: dzedolik@crimea.edu
- Долгов
Александр Иванович** научный сотрудник отдела функциональных
материалов и волоконной оптики НИЧ ТНУ
Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского;
95007, Симферополь, пр. акад. Вернадского 4
e-mail: domain@home.cris.net
- Евдокимов
Сергей Викторович** кандидат физ.-мат. наук, младший научный сотрудник
НИЧ Таврического национального университета
им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского 4
e-mail: lab2@crimea.edu

- Жовтан
Алексей Владимирович** аспирант кафедры теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: alex_ph@fastmail.fm
- Жолудев
Геннадий Кузьмич** кандидат физ.-мат.наук, профессор кафедры
электроники и информатики
Класичний приватний університет
69002, г. Запорожье, ул. Жуковского, 70Б
тел.: (0612) 639973,
(0612) 645715
- Каравайников
Андрей Викторович** ведущий инженер отдела функциональных материалов
и волоконной оптики
НИЧ Таврического национального университета им.
Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.:8-(0652) 25-51-98 (раб.)
e-mail: domain@home.cris.net
- Кудленко
Анна Дмитриевна** аспирантка
Институт электрофизики и радиационных технологий
НАН Украины, г. Харьков
e-mail: G-Anna@ya.ru
тел.: 8-10-38- (057)-707-63-37 (раб.).
- Клевев
Филипп Николаевич** кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры
теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: phil_klevets@mail.ru
- Лагунова
Мария Игоревна** инженер НИЧ Таврического национального
университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lagunovamariya@mail.ru
тел.: (0652) 22-78-10

- Лапин
Борис Петрович** студент кафедры теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lapinboris@gmail.com
- Левченко
Денис Анатольевич** аспирант кафедры физики твердого тела
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: levchenko@ava.net.ua
- Лемяков
Александр Петрович** кандидат физ.-мат. наук, ассистент кафедры
теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: leryakov@tnu.crimea.ua
- Милюкова
Елена Татосовна** ведущий инженер отдела функциональных материалов
и волоконной оптики НИЧ ТНУ
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского 4
тел. 8-(0652) – 255198
e-mail: domain@crimea.edu
- Ольшевски Марчин** аспирант
Институт физики, Шчечинский Университет
70451, г. Шчечин, Польша
- Петраш
Алексей Николаевич** преподаватель
Севастопольский национальный университет ядерной
энергии и промышленности
99033, г. Севастополь, ул.Курчатова, 7
- Прокопов
Анатолий Романович** кандидат физ.-мат. наук
заведующий сектором отдела функциональных
материалов и волоконной оптики
НИЧ Таврического национального университета им.
Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 8-(0652)-25-51-98 (раб.)
e-mail: domain@home.cris.net

- Рощупкин
Сергей Николаевич** кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры теоретической физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: rsn@tnu.crimea.ua
- Сапига
Алексей Алексеевич** студент кафедры физики твердого тела
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 49-37-89
- Сапига
Алексей Владимирович** кандидат физ.-мат. наук, доцент кафедры физики твердого тела
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu
тел.: 8 - (0652) – 23-02-32
- Сергеев
Николай Александрович** доктор физ.-мат. наук; профессор кафедры энергоснабжения и физики
Национальная академия природоохранного и курортного строительства
95493, г. Симферополь, Крым, Украина
e-mail: sergeev@wmf.univ.szczecin.pl
- Семук
Евгений Юрьевич** аспирант
младший научный сотрудник НИЧ
Таврический национальный университет
им.В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: domain@home.cris.net
- Сорокин
Юрий Викторович** старший преподаватель кафедры экспериментальной физики
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
тел.: 8 - (0652) - 63-75-95
e-mail: roton@crimea.edu

- Терез Галина Андреевна** кандидат физ.-мат. наук
ведущий научный сотрудник отдела астрофизики и физики атмосферы проблемной научно-исследовательской лаборатории
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: terez@crimea.edu
тел.: (0652) 602 - 185
- Терез Эдуард Иванович** доктор физ.-мат. наук; профессор кафедры астрономии и методики физики
Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: terez@crimea.edu
тел.: (0652) 602 – 185
- Фридман Юрий Анатольевич** доктор физ.-мат. наук, профессор
заведующий кафедрой теоретической физики
Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
95007, г. Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: frid@tnu.crimea.ua
- Хрипко Сергей Леонидович** кандидат физ.-мат. наук, докторант
доцент кафедры программирования и информационных технологий
Класичний приватний університет
69002, г. Запорожье, ул. Жуковского, 70Б
e-mail: serg_992000@mail.ru
тел.: (0612) 639973
- Шапошников Александр Николаевич** кандидат физ.-мат. наук
ведущий научный сотрудник отдела ФМиВО (НИЧ ТНУ им. Вернадского)
тел.: 25-51-98 (раб.)
e-mail: shalex@sf.ukrtel.net.
- Яворский Максим Александрович** кандидат физ.-мат. наук, старший преподаватель
кафедры теоретической физики
Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: maxyavorsky@yahoo.com
тел.: 8 - (0652) - 23-02-13

- Ягулов
Владимир Сергеевич** сотрудник Крымского отдела Украинского геолого-разведочного института
тел.: 297-151 (раб.)
- Яценко
Антон Александрович** младший научный сотрудник НИЧ Таврического национального университета им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: aya@crimea.edu
- Яценко
Александр Викторович** доктор физ.-мат. наук, профессор кафедры физики твердого тела
Таврический национальный университет
им. В.И. Вернадского
95007, Симферополь, проспект акад. Вернадского, 4
e-mail: lab2@crimea.edu

СОДЕРЖАНИЕ

1. **Дзедолик И.В.**
Оптический импульс с управляемой поперечной структурой поля.....3
2. **Беляева А.И., Баранова Е.В.**
Доменная структура ортоферрита эрбия в области спонтанного
спин-переориентационного фазового перехода9
3. **Галуза А.А., Галуза А.И.**
Широкодиапазонный многоугловой автоматизированный
спектрофотометр – рефлектометр.....19
4. **Алексеев К.Н., Лапин Б.П., Яворский М.А.**
Орбитальный угловой момент и модовая конверсия в оптических
волокнах с произвольной взаимной ориентацией осей материальной
анизотропии и анизотропии формы27
5. **Беляева А.И., Баранова Е.В.**
Магнитные свойства ErFeO_3 в области спин-переориентационного
фазового перехода (одноионная модель).....34
6. **Кудленко А.Д., Галуза А.А., Беляева А.И.**
Программное обеспечение интерферометрических методов изучения
процессов, протекающих на поверхности твердого тела в результате
радиационного облучения47
7. **Фридман Ю.А., Клевец Ф.Н., Войтенко А.П.**
Температурная фазовая диаграмма $\text{U}_2\text{Co}_{15}\text{Si}_2$ 63
8. **Жовтан А.В., Рощупкин С.Н.**
Динамический хаос в системе космическая струна –
дилатонная черная дыра73
9. **Лемяков А.П.**
Анализ системы уравнений Эйнштейна для замкнутой нуль струны
постоянного радиуса.....80
10. **Петраш А.Н., Рощупкин С.Н.**
Космическая нуль-струна в гравитационном поле вращающейся черной
дыры в приближении слабого поля87

11. Жовтан А.В., Леляков А.П., Петраш А.Н., Рошупкин С.Н. Темная Вселенная	96
12. Сапига А.А., Сапига А.В. Многофункциональный комплект виртуальных приборов в лабораторном практикуме по общей физике	110
13. Терез Э.И., Терез Г.А., Лагунова М.И. Учет релеевского рассеяния земной атмосферы при фотометрических наблюдениях.....	117
14. Ольшевский М., Сергеев Н.А., Левченко Д.А., Сапига А.В. Форма линий ЯМР при наличии молекулярной подвижности в твердых телах	125
15. Яценко А.А., Евдокимов С.В., Яценко А.В. Особенности температурной зависимости спонтанной поляризации кристаллов ВаТiО ₃ с повышенной концентрацией Н ⁺	133
16. Хрипко С.Л., Жолудев Г.К. Електричні та оптичні властивості нелегованих плівок ZnO, отриманих методом пульверизації	139
17. Бержанский В.Н., Сорокин Ю.В. Эмперические зависимости вкладов s- и d- механизмов в сверхтонкое поле на ядрах хрома с помощью программного пакета PDF.....	147
18. Шапошников А.Н., Прокопов А.Р., Бержанский В.Н., Каравайников А.В., Ягунов В.С. Неоднородность магнитных свойств по толщине высококоррелятивных висмут-содержащих монокристаллических пленок ферритов-гранатов	153
19. Семук Е.Ю., Бержанский В.Н., Прокопов А.Р., Голуб В.О. Ферромагнитный резонанс в феррит-гранатовых пленках с анизотропией «угловая фаза»	166
20. Басиладзе Г.Д., Бержанский В.Н., Долгов А.И., Милюкова Е.Т. Анализ сердцевин в центре биконического сужения одномодового волоконно- оптического разветвителя	172
Сведения об авторах	177
Содержание	184