

Հայաստանի ԳԱԱ
Տեղեկագիր.

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա
Ф И З И К А

1993

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Вл. М. Арутюнян, главный редактор
Э. Г. Шароян, зам. главного редактора
Вил. М. Арутюнян
А. А. Ахумян
Г. А. Вартапетян
Э. М. Казарян
А. О. Меликян
А. Р. Мкртчян
В. О. Папанян
А. А. Мирзаханян, ответственный секретарь

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻՍ

Վլ. Մ. Հարությունյան, գլխավոր խմբագիր
Է. Գ. Շարոյան, գլխավոր խմբագրի տեղակալ ...
Վիլ. Մ. Հարությունյան
Ա. Ա. Հախումյան
Հ. Հ. Վարդապետյան
Է. Մ. Ղազարյան
Ա. Հ. Մելիքյան
Ա. Ռ. Մկրտչյան
Վ. Օ. Պապանյան
Ա. Ա. Միրզախանյան, պատասխանատու քարտուղար

EDITORIAL BOARD

VI. M. Aroutiounian, editor-in-chief
E. G. Sharoyan, associate editor
VII. M. Harutyunyan
A. A. Hakhumyan
H. H. Vartapetian
E. M. Kazarian
A. O. Melikyan
A. R. Mkrtchyan
V. O. Papanyan
A. A. Mirzakhanyan, executive secretary

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

Խմբագրության հասցեն՝ Հայաստանի Հանրապետություն,
875019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

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

УДК 536.45

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПРОБЕГА НЕЙТРОНОВ, ГЕНЕРИРОВАННЫХ СОЛНЕЧНЫМИ КОСМИЧЕСКИМИ ЛУЧАМИ В АТМОСФЕРЕ

В. Х. БАБАЯН, Н. Х. БОСТАНДЖЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 15 июля 1993 г.)

Предложена методика определения пробега нейтронов, образованных солнечными космическими лучами, с помощью регистрации двумя нейтронными супермониторами, расположенными в одном и том же географическом пункте, но на различных высотах по отношению к уровню моря.

Знание величин пробега для поглощения нейтронов, генерированных солнечными космическими лучами (СКЛ), представляет не только самостоятельный интерес, но и является необходимым условием для более точного измерения вариаций нейтронной компоненты космических лучей во время мощных солнечных вспышек [1].

Методика барометрического эффекта, позволяющая с большой точностью определить пробег поглощения нейтронов, генерированных галактическими космическими лучами (ГКЛ), к сожалению, непригодна для определения пробега для поглощения нейтронов, генерированных СКЛ.

При таких обстоятельствах казалось бы, знание закона, по которому происходит изменение интенсивности нейтронной компоненты космических лучей в атмосфере ($I_1 = I_2 \exp(-\Delta X/L)$, где I_1 —интенсивность нейтронов, регистрируемых на глубине X_1 , I_2 —интенсивность нейтронов, регистрируемых на глубине X_2 , $\Delta X = X_1 - X_2$, а L есть пробег для поглощения нейтронов в атмосфере) позволяет непосредственно вычислить значение L , образованных СКЛ по экспериментальным данным двух нейтронных супермониторов, расположенных в одном и том же географическом пункте, но на различных высотах.

Прежде чем использовать эту методку для нахождения интересующего нас значения пробега для поглощения нейтронов от СКЛ естественно было сначала проверить ее при определении величины пробега нейтронов, образовавшихся от ГКЛ, значение которой с большой точностью определено из барометрического эффекта для отдельно взятых нейтронных супермониторов.

Расчеты, проведенные нами по экспериментальным данным нейтронных супермониторов Алма-Аты и Еревана, отчетливо показывают на несоответствие значения величины L , определенного по данным двух нейтронных супермониторов, расположенных на разных высотах

от уровня моря, со значением величины L , найденным по данным отдельно взятых нейтронных супермониторов.

Значения экспериментальных данных нейтронных супермониторов Алма-Аты и Еревана, а также результаты расчетов приведены в табл. 1 и 2, где I_1/I_2 —отношение осредненных за месяц среднечасовых интенсивностей нейтронов, генерированных ГКЛ на высотах X_1 и X_2 ; $\Delta X = X_1 - X_2$; L —пробег нейтронов, найденный по двум нейтронным супермониторам; L_0 —пробег нейтронов, найденный по отдельно взятым нейтронным супермониторам (из барометрического эффекта).

Таблица 1

Алма-Ата (3340, 806 м)				
Дата	I_1/I_2	ΔX (г/с.м ²)	L (г/с.м ²)	L_0 (г/с.м ²)
ноябрь 1987 г.	6,9	325	168	138
март 1988 г.	6,9	325	168	138

Таблица 2

Ереван (3250, 2000 м)				
Дата	I_1/I_2	ΔX (г/с.м ²)	L (г/с.м ²)	L_0 (г/с.м ²)
июнь 1987 г.	2,6	108	113	140±5
май 1988 г.	2,6	108	113	140±5

Достоверность значений L_0 , найденных по экспериментальным данным отдельно взятых нейтронных супермониторов Еревана, не вызывает сомнения не только потому, что при отборе экспериментальных данных для определения величины L_0 нами были учтены все необходимые условия [2], позволяющие надежно определить эту величину [3], но и то, что значение найденной нами величины L_0 хорошо согласуется с результатами других работ [4, 5].

Временной ход солнечной вспышки, зарегистрированной нейтронными супермониторами Еревана 29 сентября 1989 года, также свидетельствует о надежной и синхронной работе обоих супермониторов. Данные вспышки приведены в табл. 3, где T —время по Гринвичу, $\Delta I/I_H\%$ —среднечасовое возрастание интенсивности нейтронов, образованных СКЛ, выраженное в процентах по отношению к нормальному уровню.

Вышеприведенные результаты измерений показывают, что несмотря на то, что стандартные нейтронные супермониторы типа 18-NM-64 имеют одинаковые площади, одинаковую конструкцию, оснащены одинаковыми счетчиками типа СММ-15 и каждый из них в отдельности позволяет с большой статистической точностью (0,1—

0,05%) проводить измерения вариаций интенсивности нейтронной компоненты космических лучей, однако непосредственное использо-

Таблица 3

Ереван		
T	$\Delta I/I\%$ 3250 м	$\Delta I/I\%$ 200 м
11 ³⁰ —12 ³⁰	88	83
12 ³⁰ —13 ³⁰	33,7	33,2
13 ³⁰ —14 ³⁰	11,5	11,5
14 ³⁰ —15 ³⁰	4	4
15 ³⁰ —16 ³⁰	1,4	1,4

вание результатов измерений двух нейтронных супермониторов для определения L дает неправильный результат. А это означает, что значения величин интенсивностей нейтронной компоненты космических лучей, регистрируемых нейтронными супермониторами, расположенными на различных высотах от уровня моря, не ложатся на ту экспоненту, по которой происходит изменение интенсивности нейтронов в атмосфере.

Здесь мы не будем останавливаться на причинах, вызывающих такое расхождение в величине пробега для поглощения нейтронов, найденного различными методами, т. к. это несоответствие абсолютно не влияет на надежность и точность работы отдельно взятых нейтронных супермониторов, которые, как известно, предназначены для измерения временных вариаций нейтронной компоненты космических лучей, а не для измерения полного потока космических лучей, и кроме того, потому что, как мы увидим в дальнейшем, значение величины этого несоответствия нетрудно выявить с большой точностью (0,1—0,2%) и учесть при расчетах.

Из результатов измерений на нейтронных супермониторах (см. табл. 1,2) известно, что величина пробега для поглощения нейтронов, генерированных ГКЛ в атмосфере, для высот 3250 и 2000 метров (измерения Еревана) равняется $L=140$ г/см², а измерения Алма-Аты дают значение $L=138$ г/см², т. е. фактически определена наклон экспоненты, по которой происходит изменение интенсивности нейтронов в атмосфере в пункте с заданной величиной жесткости геомагнитного обрезания.

Зная же наклон экспоненты, по которой происходит изменение интенсивности нейтронов в атмосфере, можно значение интенсивности, регистрируемое на одном супермониторе принять за истинное и по известному закону изменения интенсивности нейтронов с глубиной атмосферы (выше приведенная формула) найти значение интенсивности нейтронов, которое должно быть зарегистрировано на другом супермониторе.

Сравнение вычисленных значений интенсивности нейтронов с экспериментально найденными значениями показывает, что экспериментальные данные систематически смещены по отношению к расчетным на 18%, а разброс их составляет 0,1—0,2%, т. е. сравнимы со статистическими ошибками.

Теперь, когда с помощью вышеприведенных рассуждений и расчетов выявлена величина систематического отклонения при регистрации нейтронов на одном из нейтронных супермониторов относительно другого для ГКЛ и так как это отклонение постоянно по величине для данных супермониторов, то можно, учитывая это обстоятельство, определить пробег и нейтронов, генерированных СКЛ.

Так, для солнечной вспышки 29 сентября 1989 г. с помощью предложенной методики найдена величина пробега для поглощения нейтронов, которая составляет $L=130$ г/см², а без учета поправок $L=103$ г/см² (по данным супермониторов Еревана).

Как видно из приведенных результатов, различие весьма существенное, и неучет поправок приводит к неточным результатам.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. И. Дорман, Л. И. Мирошниченко. Солнечные космические лучи. Москва, 1968, стр. 29.
2. Н. С. Каминер. Труды НИЗМИР, 51, 201 (1959).
3. Ю. И. Адилахян и др. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 24, 245 (1989).
4. С. Хаякава. Физика космических лучей. Москва, 1973, ч. 1, стр. 423.
5. Л. И. Дорман. Вариации космических лучей. Москва, 1957, стр. 140.

ԱՐԵՎԱԿԱՆԱՅԻՆ ՏԻԵՉԵՐԱԿԱՆ ԶԱՌԱԳԱՅՔՆԵՐԻՅ ՄՔՆՈՂՈՐՏՈՒՄ ԱՌԱՋԱՑԱՍ
ՆԵՅՏՐՈՆՆԵՐԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎԱՋՔԻ ՉԱՓՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Վ. Խ. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՉՅԱՆ

Առաջարկված է արեգակնային տիեզերական ճառագայթներից առաջացած նեյտրոնների կլանման վազրի սրտման եղանակ հիմնված միեմուլն աշխարհագրական վայրում, բայց տարրեր բարձրությունների վրա տեղակայված երկու նեյտրոնային սուպերմոնիտորներով նեյտրոնների դրանցման դրա:

ON THE POSSIBILITY OF THE MEASUREMENT OF ABSORPTION RANGE OF NEUTRONS GENERATED BY SOLAR COSMIC RAYS IN THE ATMOSPHERE

V. KH. BABAYAN, N. KH. BOSTANDJHYAN

A technique is proposed for the determination of the absorption range of neutrons generated by solar cosmic rays. This range can be detected by two neutron supermonitors located in the same geographical point but at different altitudes.

УДК 621.373.82

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ФАЗОВАЯ САМОМОДУЛЯЦИЯ
В КВАЗИРЕЗОНАНСНЫХ СРЕДАХ

Г. Г. ГРИГОРЯН, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, Г. А. ТОРОСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 19 августа 1993 г.)

Теоретически и экспериментально исследуется коническое излучение, возникающее на малых оптических длинах при распространении ультракоротких импульсов в двух- и трехуровневых квазирезонансных средах.

О так называемом «коническом излучении», возникающем в нелинейных средах, сообщалось во многих работах, начиная с 70-х годов. Механизмы, вызывающие это излучение, столь разнообразны, что конкретная интерпретация результатов эксперимента часто оказывается затруднительной. Причиной возникновения конического излучения могут быть процессы 4-х волнового смещения [1—3], самофокусировки [4], трехфотонного рассеяния [5], оптического черенковского излучения [6—7] и т. д. (см., например, обзор [8]).

Самый простой, но практически не исследованный механизм возникновения конического излучения обусловлен фазовой самомодуляцией [9], которая приводит к коническому излучению даже на сравнительно малых оптических длинах, когда перечисленные выше процессы еще не существенны.

Ограничимся для простоты вычислений линейно-поляризованным импульсом вида

$$E = \mathcal{E}(r, t) \exp[i(k_0 x - \omega_0 t + \varphi_0)] + \text{к.с.} \quad (1)$$

Здесь ω_0 , k_0 , φ_0 — частота, волновой вектор и фаза импульса на входе в среду, \mathcal{E} — действительная огибающая импульса, ось x выбрана вдоль направления вектора k_0 . При прохождении в нелинейной среде импульс приобретает дополнительную фазу φ , обусловленную нелинейным показателем преломления. Это приводит как к смещению несущей частоты $\omega = \omega_0 + d\varphi/dt$, так и к изменению волнового вектора $k = k_0 + d\varphi/dr$. В газовых средах сравнительно простые модели двух- и трехуровневых систем дают возможность детально проанализировать этот процесс.

Для ультракороткого импульса, обладающего цилиндрической симметрией относительно оси распространения x , набег фазы в непоглощающей среде без дисперсии будет [10]:

$$\varphi = \frac{2\pi\omega_0 x}{c} \mathcal{P}(\rho, \tau), \quad (2)$$

где \mathcal{P} — амплитуда поляризованности среды, которая для атомарных газов может быть вычислена непосредственно из уравнения Шредингера, $\tau = t - x/c$, $\rho^2 = y^2 + z^2$. Отметим, что модель непоглощающей среды без дисперсии соответствует адиабатическому приближению.

Как видим, производная $\partial\varphi/\partial\rho$ в общем случае отлична от нуля и, следовательно, у волнового вектора \mathbf{k} появляется поперечная компонента k_x , что вызывает пространственно-угловое перераспределение излучения.

Пространственно-угловое распределение импульса будет описываться Фурье-преобразованием:

$$\mathcal{E}_k = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}(\rho, \tau) e^{i(\varphi(\rho, \tau) - k_x \rho)} d\rho. \quad (3)$$

Функция \mathcal{E}_k существенно отлична от нуля при тех значениях k_x , при которых показатель экспоненты минимален, т.е. в точках перегиба функции $\varphi(\rho, \tau)$ ($\partial^2\varphi/\partial\rho^2 = 0$) для $k_x = \partial\varphi/\partial\rho$ [11]. Таким образом, когда набег фазы в среде $\varphi < 2\pi$, основное излучение будет концентрироваться по образующей конуса, угол полураствора которого определяется из условия (см. рис. 1):

$$\operatorname{tg}\theta = k_x/k_x, \text{ где } k_x = \omega/c + \partial\varphi/\partial x. \quad (4)$$

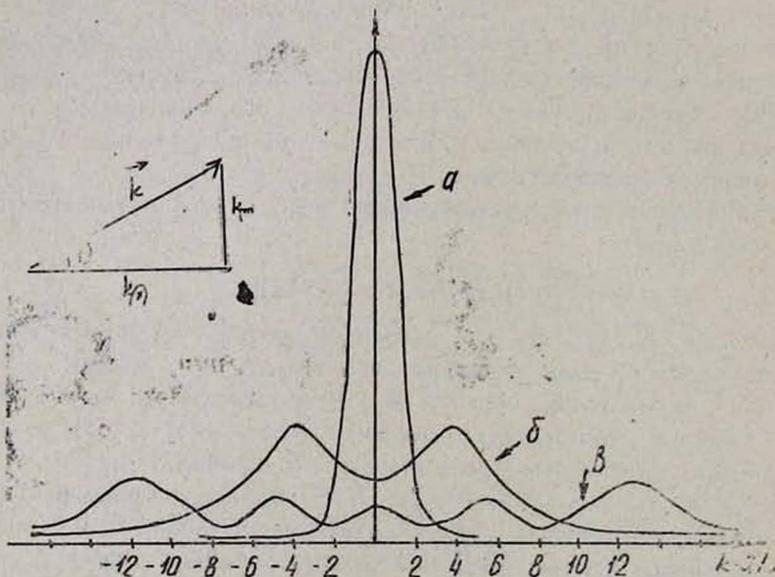


Рис. 1 Угловое распределение $|E(k)|^2$ гауссовского импульса. а) на входе в среду; б) набег фазы $= 0,8 \cdot 2\pi$; в) набег фазы $= 1,6 \cdot 2\pi$.

Максимум спектрального распределения излучения, идущего по образующей конуса, будет смещен от начального значения ω_0 на величину $\partial\varphi/\partial\tau$ ($\tau = \tau_0$), где τ_0 — точка перегиба функции $\varphi(\tau)$.

Ситуация усложняется, если набег фазы в среде превосходит 2π . На огибающей импульса всегда существуют точки, в которых $\partial\varphi/\partial\rho$ одинаковы, т. е. одинаковы k_r . Если разность фаз между этими точками кратна π , то внутри основного конуса излучения возникает интерференционная картина, число колец которой может быть оценено из соотношения $N \sim \varphi/2\pi$. Подобная четкая интерференционная картина наблюдалась в жидких кристаллах [9].

Для двухуровневой среды угол полураствора конуса, вычисленный согласно (2)–(4), будет:

$$\theta = \frac{2\pi N d^2 x}{\hbar(\delta^2 + 4d^2 \mathcal{E}^2/\hbar^2)^{3/2}} \frac{\partial}{\partial \rho} \frac{4d^2 \mathcal{E}^2}{\hbar^2} (\rho = \rho_0). \quad (5)$$

Здесь N —плотность атомов, d —модуль дипольного момента атома, δ —расстройка резонанса, ρ_0 —точка перегиба функции \mathcal{E} .

Таким образом, величина угла не зависит от знака расстройки резонанса, но увеличивается с её уменьшением или с увеличением оптической длины Nd^2x и напряженности поля \mathcal{E} . В то же время, при больших нелинейностях $\alpha = (2\mathcal{E}d/\hbar\delta)^2 > 2$, величина угла θ начинает убывать с ростом α , стремясь к нулю при $\alpha \rightarrow \infty$ (самопросветленные среды).

В трехуровневой среде при распространении двух импульсов, частоты которых связаны условием двухфотонного резонанса, на каждой из накачек будут формироваться свои конусы излучения, углы полурастворов которых будут определяться следующими выражениями:

$$\theta_1 = \left| \frac{2\pi N d_1^2 x}{\hbar \delta_1 R^{3/2}} \left[(1 + I_1 - I_2) \frac{\partial I_2}{\partial \rho} - 2I_2 \frac{\partial I_1}{\partial \rho} \right] \right|, \quad (5)$$

$$\theta_2 = \left| \frac{2\pi N d_2^2 x}{\hbar \delta_2 R^{3/2}} \left[(1 + I_1 - I_2) \frac{\partial I_1}{\partial \rho} + 2I_1 \frac{\partial I_2}{\partial \rho} \right] \right|, \quad (6)$$

$$R^{3/2} = (1 + I_1 - I_2)^2 + 4I_1 I_2.$$

(Для вычисления амплитуды поляризованности среды были использованы результаты работы [12]). Здесь δ_1, δ_2 —однофотонная и двухфотонная расстройки резонансов, $\delta_1 = \omega_{21} - \omega_1$, $\delta_2 = \omega_{31} - \omega_1 - \omega_2$, d_i —модули дипольных моментов переходов между уровнями 1–2, 2–3 соответственно, $I_i = \mathcal{E}_i^2 d_i^2 / \hbar^2 \delta_i$. Производные по ρ берутся в точках перегибов функций $\mathcal{E}_1(\rho)$, $\mathcal{E}_2(\rho)$.

В случае вырожденной накачки, когда $\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}$, $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, имеем один конус, угол которого равен

$$\theta = \left| \frac{4\pi N d_1^2 d_2^2 x}{\hbar^3 \delta_1^2 \delta_2 R^{3/2}} \frac{\partial \mathcal{E}^3}{\partial \rho} (\rho = \rho_0) \right|. \quad (7)$$

Экспериментально исследовалось распространение пикосекундных импульсов вблизи двухфотонного резонанса в парах атомов цезия (вырожденная накачка) и бария (невыврожденная накачка). В случае вырожденной накачки (переход $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ в атомах цезия,

$\lambda \sim 1,0796$ мкм) использовался лазер на $Nd^{3+}:YAlO_3$. Одноточный импульс длительностью 25 ± 5 псек и спектральной шириной ~ 2 см $^{-1}$ телескопировался до диаметра 1 мм и направлялся в Т-образную кювету с парами цезия. Длина кюветы составляла 25 см, а окна были изготовлены из кристаллического лейкосапфира и ориентированы так, чтобы избежать двулучепреломления. Энергия импульсов составляла 3 мдж. В эксперименте изменялось давление паров цезия, начиная с 10^{16} ат/см 3 и выше. Однофотонная расстройка резонанса составляла $\delta_1 = 2500$ см $^{-1}$, а двухфотонная — $\delta_2 = 15$ см $^{-1}$. При плотности атомов $N \sim 10^{16}$ ат/см 3 основная часть излучения, покидающего кювету, распространялась по конусу, угол полураствора которого составлял $1,8 \pm 0,1$ мрад (начальная расходимость пучка была $0,9 \pm 0,1$ мрад). В центре конуса при этом наблюдался провал. Набег фазы при этих значениях параметров, вычисленный согласно формуле (2), будет $0,8 \cdot 2\pi$. При увеличении плотности паров до $2 \cdot 10^{16}$ ат/см 3 угол полураствора конуса увеличивается вдвое, кольцо четко вырисовывалось, а внутри конуса появлялось центральное пятно (набег фазы при этом составляет $1,6 \cdot 2\pi$). Дальнейшее увеличение приводило к возникновению второго кольца, а максимальное число колец, заре-

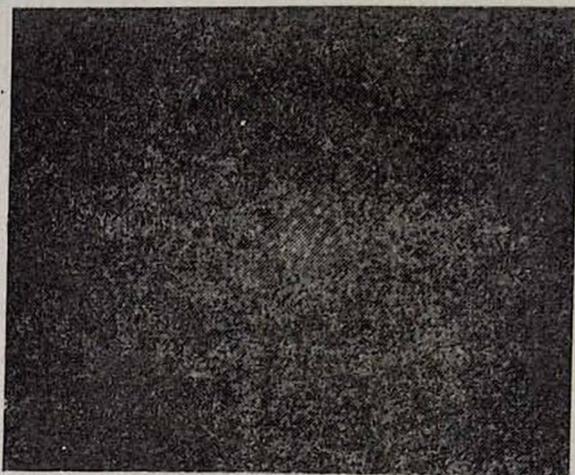


Рис. 2. Поперечное сечение гауссовского пучка после прохождения кюветы с парами атомов цезия, $N > 2 \cdot 10^{16}$ ат/см 3 .

гистрированное в этом эксперименте, было 4 (рис. 2). При этом угловые размеры внешнего кольца превосходили 5 мрад.

В этом эксперименте было зарегистрировано уширение спектра накачки, обусловленное фазовой самомодуляцией, которое составляло более 8 см $^{-1}$.

В эксперименте с парами атомов бария в качестве накачек использовались первая и вторая гармоники пикосекундного перестраиваемого лазера на фосфатном стекле с неодимом, настроенного вблизи $\lambda = 1,062$ мкм. Энергии импульсов составляли ~ 1 мдж (первая гармоника) и $\sim 0,06$ мдж (вторая гармоника). Длительности импульсов

были порядка 15 ± 3 псек, а спектральная ширина $\sim 2 \text{ см}^{-1}$. Оба излучения были поляризованы в одной плоскости и линзой с $F=1$ м фокусировались в кювету с охлаждаемыми окнами. Эффективная длина нагреваемой зоны, вдоль которой обеспечивалась плотность атомов бария 10^{16} ат/см^2 , составляла 20 см. В эксперименте изменялась расстройка резонанса варьированием длины волны лазерного излучения.

Кольцевая структура импульсов стабильно наблюдалась как на первой, так и на второй гармонике при значениях двухфотонной расстройки резонанса, лежащих в диапазоне от $+30 \text{ см}^{-1}$ до -30 см^{-1} , независимо от знака расстройки. Радиусы колец возрастали с уменьшением расстройки двухфотонного резонанса, а при расстройках, больших, чем 30 см^{-1} , кольцевая структура пропадала. Уширение частотного спектра накачки в этом эксперименте составляло $\sim 5 \text{ см}^{-1}$.

В заключение авторы выражают благодарность Д. Г. Саркисяну за полезные дискуссии и помощь, оказанную в постановке эксперимента.

Частичное финансирование работы было выполнено за счет Американского физического общества.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. C. Tam. Phys. Rev., A19, 1971 (1979).
2. D. Kleiber, K. Burnett, J. Cooper. Phys. Rev., A25, 1188 (1982).
3. A. Plekhanov, S. Rautian et al. Sov. Phys.—JETP, 61, 249 (1985).
4. D. Grishkowsky. Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
5. M. Rosenbluk, J. Shevy. J. Opt. Soc. Am., 85, 116 (1988).
6. I. Golub, R. Shuker, G. Erez. J. Phys., B19, 115 (1988).
7. Г. Г. Григорян, Б. В. Крыжановский. Оптика и спектроскопия, 67, 435 (1987).
8. M. Greshaw, C. Cantrell. Phys. Rev., A39, 126 (1989).
9. S. Durbin, S. Arakellian, J. Shen. Opt. Lett., 6, 411 (1981).
10. В. М. Арутюнян, Н. Н. Бадалян и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
11. А.Эрдейи. Асимптотические разложения. М., Мир, 1974.
12. Г. Г. Григорян, Д. Ю. Меликджанов, М. Л. Тер-Микаэлян. Оптика и спектроскопия, 69, 998 (1989).

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՖԱԶԱՅԻՆ ԻՆՔՆԱՄՈՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ՔՎԱԶԻՐԵԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՄԻԶԱՎԱՅՐՈՒՄ

Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Գ. Ա. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Դիտարկվում է կոնային ճառագայթումը, որը առաջանում է երկու և երեք մակարդակային միջավայրերով գերկարճ իմպուլսների տարածման ընթացքում:

SPACE PHASE SELF-MODULATION IN QUAZIRESONANT MEDIUM

G. G. GRIGORIAN, M. L. TER-MIKHAELIAN, G. A. TOROSIAN

The conical emission appearing on short optical lengths during nearly resonant laser pulse propagation through the atomic vapor is studied both theoretically and experimentally.

К ТЕОРИИ ТЕМПЕРАТУРНОГО СДВИГА СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ПРИМЕСНЫХ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КРИСТАЛЛОВ

Ф. П. САФАРЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 14 июля 1993 г.)

Предлагается схема количественных вычислений температурных сдвигов спектральных линий, дополняющая ранее предложенную автором схему расчета уширений бесфононных линий. Рассчитаны температурные сдвиги линий B и B в полосе люминесценции ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ в кристалле ИАГ— Nd^{3+} и получено хорошее совпадение с экспериментальными данными в широком диапазоне температур (100 К—500 К).

1. Введение

В [1, 2] предложен способ вычисления температурных уширений бесфононных линий (БФЛ) примесных лазерных кристаллов. Расчеты проводились на основе детального вычисления матричных элементов электрон-фононного гамильтониана (ЭФГ), учитывающего кулоновское взаимодействие оптического электрона примеси с близкорасположенными ионами решетки. В настоящей работе на основе того же ЭФГ вычисляются температурные сдвиги БФЛ. Конкретные вычисления проводятся для температурных сдвигов тех же двух линий B и B в полосе люминесценции ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ примесного иона Nd^{3+} в иттрий-алюминиевом гранате (ИАГ— Nd^{3+}), ширина которых вычислена в [1, 2].

Поскольку два штатковских состояния возбужденного уровня ${}^4F_{3/2}$ (от которых начинаются соответствующие рассматриваемым линиям электронные переходы) уширяются и сдвигаются за счет одних и тех же фононных переходов, происходящих между ними, то справедливость теоретических вычислений требует совпадения вычисленных и экспериментальных данных как для уширения, так и для сдвига при одних и тех же значениях параметров T_D (температура Дебая) и Z (эффективный заряд ионов первой координационной сферы примесного иона).

2. Температурный сдвиг бесфононной линии

Температурный сдвиг БФЛ ($\Delta\varepsilon_{\lambda',\lambda}$) зависит от смещений уровней λ' и λ , между которыми происходит электронный переход

$$\Delta\varepsilon_{\lambda',\lambda} = \Delta\varepsilon_{\lambda'} - \Delta\varepsilon_{\lambda}. \quad (1)$$

Выражение для смещения электронного уровня можно представить в виде [3]¹:

¹ Интерференционные члены, зависящие от $\langle \lambda | V(u) | \mu \rangle \langle \mu | V(u) | \nu \rangle \times \langle \lambda | V(u) | \nu \rangle$ здесь не учтены, так как после дальнейшего усреднения по направлениям акусто-оптических волн их вклад обращается в нуль.

$$\Delta\varepsilon_\lambda(T) = \Delta\varepsilon_\lambda^{(1)} + \Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(1) + \Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(2), \quad (2)$$

где

$$\Delta\varepsilon_\lambda^{(1)} = \frac{1}{2Mv_0^2} \sum_{\alpha\nu} |\langle \lambda | V^{(1)} | \nu \rangle|^2 \omega_\alpha v_\alpha \times \left(\frac{1}{\Delta_{\lambda\nu} - \omega_\alpha} + \frac{1}{\Delta_{\lambda\nu} + \omega_\alpha} \right). \quad (3)$$

есть однофононный вклад в температурном смещении уровня, возникающий за счет обмена одним фононом между электронной и фононной подсистемами. Двухфононный вклад, являющийся результатом обмена двух фононов решетки, в формуле (2) представлен в виде двух членов $\Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(1)$ и $\Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(2)$, зависящих от матричных элементов ЭФГ первого и второго порядка соответственно. Они имеют вид:

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(1) &= \frac{1}{h^3} \left(\frac{h}{2Mv_0^2} \right)^2 \sum_{\alpha\beta} \sum_{\mu\nu} |\langle \lambda | V^{(1)} | \mu \rangle \langle \mu | V^{(1)} | \nu \rangle|^2 \omega_\alpha \omega_\beta \times \\ &\times \left\{ \frac{v_\alpha + v_\beta + v_\alpha v_\beta}{\Delta_{\lambda\nu} - \omega_\alpha - \omega_\beta} \left(\frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} - \omega_\alpha} + \frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} - \omega_\beta} \right)^2 + \frac{v_\alpha v_\beta}{\Delta_{\lambda\nu} + \omega_\alpha + \omega_\beta} \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} + \omega_\alpha} + \frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} + \omega_\beta} \right)^2 + 2 \frac{v_\beta(1+v_\alpha)}{\Delta_{\lambda\nu} - \omega_\alpha + \omega_\beta} \left(\frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} - \omega_\alpha} + \frac{1}{\Delta_{\lambda\mu} + \omega_\beta} \right)^2 \right\}. \quad (4) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon_\lambda^{(2)}(2) &= \frac{1}{h} \left(\frac{h}{2Mv_0^2} \right) \sum_{\alpha\beta} \sum_{\nu} |\langle \lambda | V^{(2)} | \nu \rangle|^2 \omega_\alpha \omega_\beta \times \\ &\times \left\{ \frac{v_\alpha + v_\beta + v_\alpha v_\beta}{\Delta_{\lambda\nu} - \omega_\alpha - \omega_\beta} + \frac{v_\alpha v_\beta}{\Delta_{\lambda\nu} + \omega_\alpha + \omega_\beta} + 2 \frac{v_\beta(1+v_\alpha)}{\Delta_{\lambda\nu} - \omega_\alpha + \omega_\beta} \right\}. \quad (5) \end{aligned}$$

В формулах (3)–(5) введены следующие обозначения¹: $\Delta_{\lambda\nu} = \frac{1}{h} (\varepsilon_\lambda - \varepsilon_\nu)$ (где ε_λ — собственное значение энергии электрона в состоянии λ), $h\omega_\alpha$ — энергия фонона типа α (α заменяет два индекса (κ, s) (где κ — волновой вектор акустических волн решетки, s — ветвь колебаний), $v_\alpha = \left[\exp\left(\frac{h\omega_\alpha}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$; M — масса кристалла; v_0 — средняя скорость акустических волн в кристалле; $\langle \lambda | V^{(n)} | \mu \rangle$ — матричные элементы операторов n -ого ранга $V^{(n)}$ в разложении потенциала ЭФ взаимодействия по нормальным колебаниям решетки.

Дальнейшее преобразование формул (3)–(5) связано с применением приближения Дебая для колебаний решетки, которое позволяет в формулах (3)–(5) от сумм по фононным состояниям α перейти к соответствующим интегралам посредством $\sum_{\alpha} \dots \rightarrow V/2\pi^2 v_0^3$

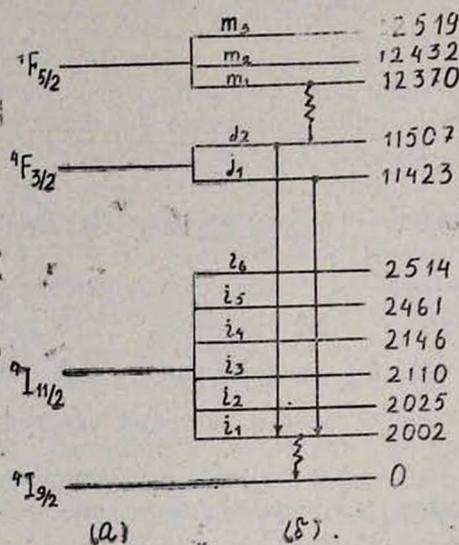
$\cdot \int_0^{\omega_D} \dots \omega^2 d\omega$, где V — объем кристалла, ω_D — частота Дебая кристалла.

¹ Соответствующие этим сдвигам ширины получаются из формул (3)–(5) заменой дроби типа $\frac{1}{\Delta - \omega}$ функцией $\delta(\Delta - \omega)$ [1].

Из структуры формул (3) ÷ (5) видно, что вычисление полученных таким образом интегралов представляет определенную трудность. Однако, исходя из особенностей энергетического спектра рассматриваемого вещества, их приближенно можно свести к известным интегралам типа $I_n(a,b) = \int_a^b dx \frac{x^n}{e^x - 1}$.

3. Расчет температурных сдвигов линий Б и В в полосе ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ люминесценции ИАГ- Nd^{3+}

Расположение штарковских состояний уровней ИАГ- Nd^{3+} приведено на рисунке. Нижний уровень $i_1({}^4I_{11/2})$, на котором кончаются рассматриваемые переходы с уровней $j_1({}^4F_{3/2})$ и $j_2({}^4F_{3/2})$, сдвигается за



Расположение штарковских состояний уровней ${}^4I_{11/2}$, ${}^4F_{3/2}$ и ${}^4F_{5/2}$: (а)—в ку-бическом поле лигандов, (б)—в реальном кристаллическом поле граната.

счет внутримultipлетных фононных переходов, происходящих между штарковскими состояниями уровня ${}^4I_{11/2}$. Состояния j_1 , j_2 могут сдвигаться как за счет внутримultipлетных переходов, происходящих между ними, так и за счет межmultipлетных переходов на штарковские состояния уровня ${}^4F_{5/2}$. Остальные уровни расположены далеко (больше, чем $3\omega_D$) от рассматриваемых уровней j_1 , j_2 и i_1 не могут существенно влиять на их положение.

Волновые функции штарковских состояний уровней ${}^4F_{3/2}$, ${}^4F_{5/2}$ и ${}^4I_{11/2}$, на базе которых вычисляются входящие в (3) ÷ (5) матричные

элементы типа $\langle i|V^{(n)}|j\rangle$, выражаются в виде линейной суперпозиции по базисным функциям $|\langle SJM\rangle \equiv |M\rangle$ свободного иона Nd^{3+} [4, 5]. Коэффициенты ЭФГ $V^{(n)}$ для систем типа гранатов, активированных TR^{3+} ионами, приведены в [1, 6]. Они представлены в виде разложения по сферическим гармоникам $r^l Y_{lm}(\theta, \varphi)$ оптического электрона примеси. Таким образом, вычисление матричных элементов, входящих в (3)–(5), сводится к вычислению матричных элементов неприводимых тензорных операторов $T_{lm} = \sum_i r_i^l Y_{lm}(\theta_i, \varphi_i)$ на волновых функциях свободного иона Nd^{3+} . Последние вычисляются в рамках генеалогической схемы Рака [7, 8].

Результаты вычислений сдвигов (в см^{-1}) в температурном интервале 100 К–500 К приведены в таблице. В 1-й и 2-й строках таблицы приведены величины одно- и двухфононных вкладов в смещение уровня $i_1(4I_{11/2})$. Вклад $\Delta\varepsilon_{i_1}^{(2)}$ (2) в смещение этого уровня оказался ничтожным. В следующих трех строках приведены величины как внутримультиплетных, так и межмультиплетных одно- и двухфононных сдвигов уровня $j_1(4F_{3/2})$. Соответствующие сдвиги для уровня $j_1(4F_{3/2})$ приведены в последующих трех строках.

Таблица

№	ТК	100	150	200	250	300	350	400	450	500
1	$\Delta\varepsilon_{i_1}^{(1)}Z^{-2}$	0.01	0.17	0.36	0.60	0.82	1.05	1.30	1.58	1.9
2	$\Delta\varepsilon_{i_1}^{(2)}(1)Z^{-1}$	-0.06	-0.26	-0.47	-0.73	-0.94	-1.3	-1.7	-2.1	-2.5
3	$\Delta\varepsilon_{j_1}^{(1)}Z^{-2}$	0.05	0.06	0.04	0.02	-0.02	-0.16	-0.1	-0.5	-0.8
4	$\Delta\varepsilon_{j_1}^{(2)}(1)Z^{-4}$	-0.3	-0.8	-1.54	-2.34	-3.43	-4.51	-7.4	-8.9	-11.0
5	$\Delta\varepsilon_{j_1}^{(2)}(2)Z^{-2}$	-0.01	-0.05	-0.1	-0.2	-0.29	-0.42	-0.6	-0.7	-0.9
6	$\Delta\varepsilon_{j_2}^{(1)}Z^{-2}$	-0.06	-0.28	-0.58	-1.03	-1.5	-2.08	-2.69	-3.2	-4.0
7	$\Delta\varepsilon_{j_2}^{(2)}(1)Z^{-4}$	-0.18	-0.37	-0.62	-0.88	-1.26	-1.57	-1.9	-2.2	-2.5
8	$\Delta\varepsilon_{j_2}^{(2)}(2)Z^{-2}$	-0.01	0.05	-0.11	-0.19	-0.28	-0.40	-0.6	-0.7	-0.9
9	$\Delta\varepsilon_{j_1 i_1}$	-0.34	-1.1	-2.25	-3.64	-5.34	-7.2	-9.7	-11.4	-14
10	$\Delta\varepsilon_{j_1 i_1}$ эксп.	-0.4	-1.0	-2.2	-3.7	-5.4	-7.3	-9.4	-11.5	—
11	$\Delta\varepsilon_{j_2 i_1}$	-0.44	-1.2	-2.4	-4.11	-5.9	-7.7	-9.6	-11.1	-13
12	$\Delta\varepsilon_{j_2 i_1}$ эксп.	-0.5	-1.3	-2.5	-4.0	-5.5	-7.3	-9.4	-11.3	—

Величины температурных сдвигов спектральных линий Б и В при $Z=1,124$ а. е. приведены в 9-й и 11-й строках таблицы. В 10-й и 12-й строках приведены их экспериментальные значения, взятые из [9]. Налицо хорошее совпадение с экспериментом (масштаб графика в [9], с которого взяты экспериментальные данные, равен $0,5 \text{ см}^{-1}/\text{мм}$). Такое совпадение нельзя считать случайным, поскольку подобные

вычисления с использованием того же гамильтониана привели к хорошему совпадению с экспериментом также для температурного уширения рассматриваемых в данной работе линий *B* и *B*. Причем совпадение получилось почти при одних и тех же значениях параметров теории ($T_L=750$ К и $Z=1,1$ а.е.). Более того, неплохое совпадение получилось также для ширины линий в полосе люминесценции ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ [2] и для вероятностей безызлучательных переходов в полосах ${}^4F_{5/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$, ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$ иона Nd^{3+} в ИАГ [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. П. Сафарян. ФТТ, 19, 1947 (1977).
2. Ф. П. Сафарян. ФТТ, 20, 1563 (1978).
3. Ф. П. Сафарян. Изв. АН Арм. ССР, Физика, 14, 245 (1979).
4. И. С. Андриеш, В. Я. Гамурарь, Д. Н. Вылегжанин, А. А. Каминский, С. И. Клокишнер, Ю. Е. Перлин. Квантовая электроника, 2, 287 (1975).
5. Ф. П. Сафарян. ФТТ, 21, 300 (1979).
6. Г. Г. Демирханян, Ф. П. Сафарян. Уч. записки ЕрГУ, Физика, №2, 61 (1981).
7. С. А. Альтшулер, Б. М. Козырев. ЭПР соединений элементов промежуточных групп. М., Наука, 1972.
8. И. С. Андриеш, В. Я. Гамурарь, Д. Н. Вылегжанин, А. А. Каминский, С. И. Клокишнер, Ю. Е. Перлин. ФТТ, 14, 2967 (1972).
9. T. Kushida. Phys. Rev., 185, 500 (1969).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԳՇԵՐԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ՇԵՂՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Ստացված են բանաձևեր, որոնք թույլ են տալիս իրականացնել խառնուրդային բյուրեղների սպեկտրալ գծերի շեղումների բանական հաշվարկը և միաժամանակ լրացնում են հեղինակի կողմից ավելի վաղ առաջարկված սպեկտրալ գծերի լայնացումների հաշվարկի սխեման, կատարված է YAG-Nd³⁺ բյուրեղի ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ գծի շեղման թվային հաշվումը ջերմաստիճանային լայն տիրույթում (100 Կ—500 Կ), որի արդյունքում ստացվել է լավ համընկնում փորձարարական տվյալների հետ:

ON THE THEORY FOR TEMPERATURE SHIFTS OF SPECTRAL LINES OF DOPED DIELECTRIC CRYSTALS

F. P. SAFARYAN

The calculation methods for spectral line widths, proposed in [1, 2], are used to calculate the temperature shifts of the corresponding spectral lines. In particular, the calculations for the shifts of two lines in the ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ luminescence band of the crystal YAG: Nd³⁺ are in good agreement with the experimental data in large temperature range (100 K ÷ 500 K).

КАТАСТРОФЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СВЕТОВЫХ ВОЛН
В АНИЗОТРОПНОМ РЕЗОНАТОРЕ

А. Р. МКРТЧЯН, С. Р. НЕРСИСЯН, Н. В. ТАБИРЯН

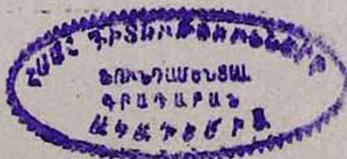
Институт прикладных проблем физики НАН Армении

(Поступила в редакцию 25 октября 1992 г.)

Теоретически предсказано и исследовано возникновение скачкообразных и гистерезисных явлений при управлении состоянием нелинейного анизотропного резонатора световыми волнами ортогональной поляризации. Помимо обратной связи, резонатор приводит к сложному завязыванию волн, что, вследствие наличия большого числа управляющих параметров обуславливает целый ряд режимов взаимодействий волн.

1. Основные свойства нелинейного резонатора Фабри-Перо (РФП)—резонатора со средой, оптические свойства которой зависят от интенсивности световой волны—в настоящее время весьма полно исследованы, но продолжают привлекать большое внимание, с одной стороны, в связи с их возможными практическими приложениями (логические элементы оптических компьютеров, устройства управления лазерным излучением) и, с другой стороны, в связи с проблемами моделирования неустойчивостей и возникновения хаоса в различных системах [1, 2]. Однако практически во всех работах резонатор рассматривался как элемент, обеспечивающий обратную связь при самовоздействии волны. Взаимодействие волн в резонаторе не рассматривалось: в идее оптического транзистора речь идет, фактически, только о влиянии слабого управляющего пучка на состояние пропускания резонатора для сильного светового пучка.

Однако, на самом деле, в резонаторе может осуществляться весьма сложное завязывание волн. Так, в работе [3] были выявлены необычные свойства взаимодействия двух световых волн в РФП с решеточной нелинейностью нематических жидких кристаллов (НЖК), которая характеризуется тем, что нелинейный фазовый набег для одной волны определяется не «своей», а «чужой» интенсивностью. РФП с одноосным кристаллом имеет большее число управляющих параметров, чем «изотропный» РФП, так как показатели преломления и константы нелинейности отличаются для волн разных поляризационных мод. Однако, будет весьма неполным взгляд на РФП с одноосным кристаллом как на простое соединение в одном элементе двух резонаторов—для обыкновенной и необыкновенной волн. В настоящей работе будет показано, что в такой системе может происходить весьма своеобразное взаимодействие волн разных поляризационных мод, которое в связи с наличием большого числа управляющих параметров



обуславливает множество различных режимов «поведения» резонатора.

2. Рассмотрим РФП на основе оптически одного кристалла. Поле в таком резонаторе складывается из полей «обыкновенной» и «необыкновенной» стоячих волн (о- и е-волны).

Пусть механизм оптической нелинейности состоит в поглощении энергии волн с последующим повышением температуры среды и связанным с этим изменением показателей преломления. Тогда поглощение энергии о-волны меняет показатель преломления как для себя, так и для е-волны и наоборот. Это значит, что интенсивность каждой из волн в резонаторе определяется интенсивностями обеих волн.

Такая ситуация—взаимодействие волн посредством среды—хорошо известна в нелинейной оптике и проявляется в таких явлениях, как, например, вынужденное рассеяние и обращение волнового фронта света. Качественное отличие рассматриваемого нами «резонаторного» взаимодействия световых волн состоит в том, что оно, хотя и осуществляется посредством нелинейной среды, обусловлено обратной связью.

Для исследования этого взаимодействия заметим, что в качестве регистрируемых параметров можно выбрать интенсивности е-и о-волн (I_e^+ , I_o^+) прошедшего РФП излучения.

Представляя стоячую волну в резонаторе в виде наложения двух встречных волн, величины I_e^+ и I_o^+ можно найти из соотношения

$$I_{e,o}^+ = I_{e,o}^+ (1 - R), \quad (1)$$

где R —коэффициент отражения зеркал РФП, $I_{e,o}^+$ —интенсивности, распространяющихся в направлении падающей на РФП е-и о-волн соответственно (обратные волны будут помечены как $I_{e,o}^-$). Значения же $I_{e,o}^\pm$ внутри РФП определяются функциями Эйри:

$$I_e^\pm = \frac{(1-R)I_e^i}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \Phi_e}, \quad (2)$$

$$I_o^\pm = \frac{(1-R)I_o^i}{(1-R)^2 + 4R \sin^2 \Phi_o}, \quad (3)$$

где I_e^i и I_o^i являются интенсивностями е-и о-волн на входе в РФП. Величины Φ_e и Φ_o —набеги фаз е-и о-волн при одном проходе РФП—включают в себя составляющие, учитывающие изменение показателей преломления среды в поле волн:

$$\Phi_e = \Phi_e^L + \Phi_e^{NL}, \quad \Phi_o = \Phi_o^L + \Phi_o^{NL}, \quad (4)$$

где

$$\Phi_e^L = \frac{\omega}{c} n_e L, \quad \Phi_o^L = \frac{\omega}{c} n_o L \quad (5)$$

Нелинейные же фазовые сдвиги $\Phi_{e,o}^{NL}$ при нагреве среды в поле световых волн на величину δT равны

$$\Phi_e^{NL} = \frac{\omega}{c} L \frac{\partial n_e}{\partial T} \delta T, \quad \Phi_o^{NL} = \frac{\omega}{c} L \frac{\partial n_o}{\partial T} \delta T. \quad (6)$$

δT можно определить соотношением

$$\delta T \approx \frac{\sigma(I_e + I_o)\tau}{\rho C_p}, \quad (7)$$

где σ (см^{-1}) — коэффициент поглощения среды, ρC_p — теплоемкость единицы объема среды, τ — время тепловой релаксации: $\tau \approx L^2/\chi\pi^2$, χ — коэффициент температуропроводности; I_e и I_o представляют собой средние интенсивности е- и о-волн в резонаторе и равны

$$I_{e,o} = I_{e,o}^+ + I_{e,o}^- = (1+R)I_{e,o}^+. \quad (8)$$

При записи (2), (3), (6) — (8) мы считаем поглощение малым и пренебрегаем его дихроизмом.

Таким образом, значения I_e^+ и I_o^+ определяются большим количеством управляющих параметров: I_e^+ , I_o^+ , Φ_e^L , Φ_o^L , $\partial n_e/\partial T$, $\partial n_o/\partial T$. Поэтому исследование всех особенностей «резонаторного» взаимодействия световых волн представляется весьма трудной задачей. Это вынуждает нас провести более конкретизированное дальнейшее рассмотрение.

3. В качестве одноосного кристалла рассмотрим НЖК, так как они характеризуются особенно сильной зависимостью показателей преломления от температуры [4, 5].

Выбор НЖК предоставляет, к тому же, ряд интересных возможностей, таких, как плавное изменение ориентации оптической оси во внешнем магнитном или электрическом поле, задание спектральной области поглощения и ее дихроизма при помощи внедрения соответствующих красителей и их ориентации в НЖК — матрице, возможность плавного изменения величины поглощения при переориентации оптической оси НЖК во внешних полях.

Пусть на РФП нормально падает световая волна, поляризация которой составляет угол α с главной плоскостью (рис. 1). Тогда

$$I_e^+ = I \cos^2 \alpha, \quad I_o^+ = I \sin^2 \alpha \quad (9)$$

(I — интенсивность падающего излучения). В качестве управляющих параметров мы выберем I и α , считая все остальные параметры, характеризующие РФП и НЖК, фиксированными. Численное решение уравнений (1) — (3) с учетом (4) — (9) проведено для параметров резонатора $R=0,9$, $L=10^{-2}$ см и для НЖК МББА вдали от точки фазового перехода в изотропную жидкость ($T-T_k=10^\circ\text{C}$): $n_e=1,75$, $n_o=1,54$, $\partial n_e/\partial T=-4 \cdot 10^{-3}$ град $^{-1}$, $\partial n_o/\partial T=8 \cdot 10^{-4}$, град $^{-1}$, $\chi=10^{-3}$ см 2 /с, $\rho C_p=1$ Дж/см 3 град, $\sigma=0,5$ см $^{-1}$. Для длины волны падающего света $\lambda=0,63$ мкм исходное состояние РФП является несколько затемненным для е-волны, $\Phi_e^L \approx 0,8 + \pi n$, и практически просветленным для о-волны, $\Phi_o^L \approx 0,13 + \pi n$, $n=490$, $n=557$.

Некоторые результаты вычислений представлены на рис. 2—5. Сравнение рис. 2,3 показывает, что скачкообразные изменения состоя-

ния пропускания РФП происходят при одних и тех же интенсивностях падающего излучения при заданных α . Это указывает на завязывание

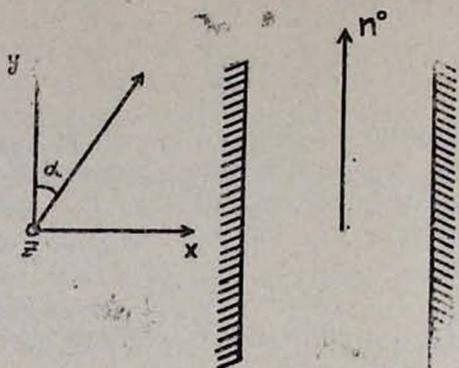


Рис. 1. На РФП с НЖК средней нормально падает световая волна, поляризация которой составляет угол α с главной плоскостью (x, y); ось x декартовой системы координат перпендикулярна к плоскости НЖК ячейки, $n^0 \parallel Y$ — оптическая ось кристалла.

е- и о-волн в резонаторе. Интересно отметить асимметрию величин скачков для волн разных поляризаций. Так, при $\alpha \approx 70^\circ$ скачки про-

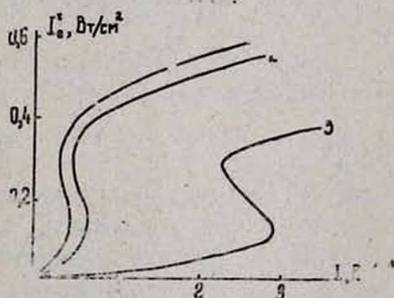


Рис. 2. Зависимость интенсивности е-волны прошедшего РФП излучения от интенсивности падающего излучения для разных значений угла α : 1— $\alpha=0$; 2— $\alpha=0,6$; 3— $\alpha=1,2$.

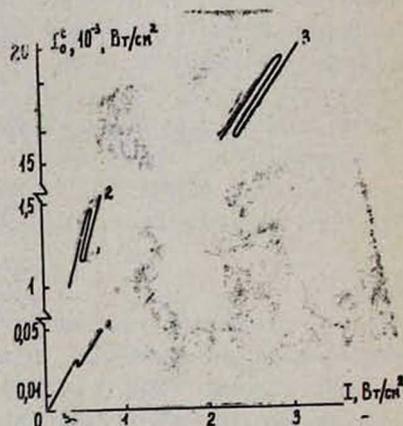


Рис. 3. Фрагменты зависимости интенсивности о-волны прошедшего РФП излучения от интенсивности падающего излучения для разных значений угла α : 1— $\alpha=0,1$; 2— $\alpha=0,6$; 3— $\alpha=1,2$.

исходят при интенсивности $I = 2,9$ Вт/см². Величина скачка для е-волны в этом случае равняется $\Delta I_e^t \approx 0,22$ Вт/см², в то время как $\Delta I_o^t \approx 3 \cdot 10^{-3}$ Вт/см².

Малость скачков для о-волны обусловлена малой нелинейностью о-волны по сравнению с е-волной: $|\partial n_o/\partial T| \ll |\partial n_e/\partial T|$.

Как видно из рис. 4,5, при фиксированных интенсивностях скач-

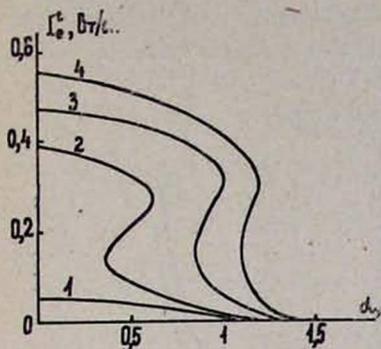


Рис. 4. Зависимость интенсивности е-волны прошедшего РФП излучения от угла α для разных значений падающей интенсивности: 1— $I=0,3$ Вт/см²; 2— $I=0,5$ Вт/см²; 3— $I=1$ Вт/см²; 4— $I=2$ Вт/см².

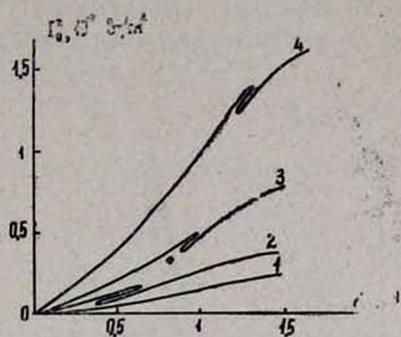


Рис. 5. Зависимость интенсивности о-волны прошедшего РФП излучения от угла α для разных значений падающей интенсивности: 1— $I=0,3$ Вт/см²; 2— $I=0,5$ Вт/см²; 3— $I=1$ Вт/см²; 4— $I=2$ Вт/см².

ки пропускания РФП для е- и о-волн при изменении α также происходят одновременно. Интересно, что величина гистерезиса является максимальной для определенной интенсивности $I \sim 0,5$ Вт/см². Умень-

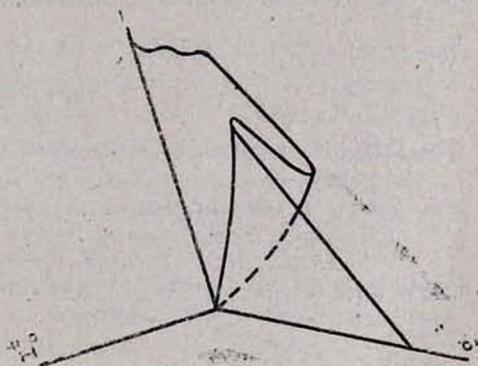
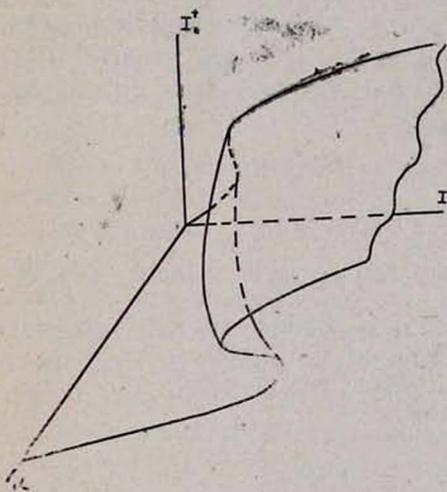


Рис. 6. Поверхность равновесия $I_e' = I_e'(\alpha, I)$. Рис. 7. Поверхность равновесия $I_o' = I_o'(\alpha, I)$

шение гистерезиса при больших интенсивностях можно понять, если иметь в виду, что в этом случае малые изменения α способны обуславливать значительные изменения состояния системы.

Полное представление о возможных скачкообразных и гистере-

зисных процессах дают «поверхности равновесия» (рис. 6 и рис. 7) и бифуркационные кривые (рис. 8 и рис. 9).

4. Как видим, катастрофы происходят при умеренных интенсивностях излучения ~ 1 Вт/см². Времена установления в отмеченной схеме определяются временем тепловой релаксации $\tau \sim 0,01$ с. Значения критических интенсивностей и времени релаксации связаны с па-

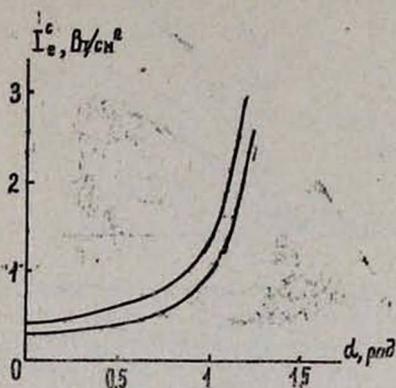


Рис. 8. Бифуркационная область для e-волны.

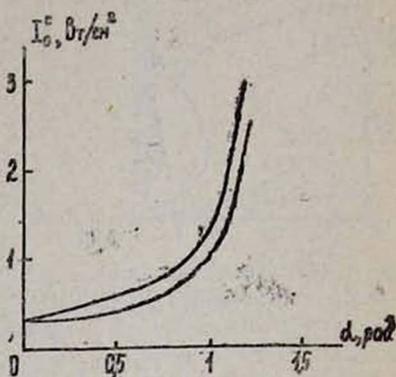


Рис. 9. Бифуркационная область для o-волны.

раметрами среды и конкретным механизмом оптической нелинейности. Используя электронную нелинейность одноосных кристаллов, можно осуществить рассматриваемое взаимодействие волн и с гораздо меньшим временем установления. Однако, так как константа электронной нелинейности кристаллов, как правило, много меньше константы тепловой оптической нелинейности НЖК, при этом потребуются значительно большие интенсивности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Х. Гиббс. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М., Мир, 1988.
2. Т. Постон, И. Стюарт. Теория катастроф и ее приложения. М., Мир, 1980.
3. С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян. Письма в ЖТФ, 10, 1221 (1984).
4. Б. Я. Зельдович, Н. В. Табирян. Письма в ЖЭТФ, 30, 510 (1979).
5. I. S. Khoo. Progress in Optics, XXVI, 107 (1988).

CATASTROPHES IN THE INTERACTION OF LIGHT WAVES IN ANISOTROPIC RESONATOR

A. R. MKRTCHYAN, S. R. NERSISYAN, N. V. TABIRYAN

An origin of jump-like and hysteretical phenomena is predicted theoretically. Those are caused by the ruling of the state of non-linear anisotropic resonator with an orthogonal polarisation of light waves. The resonator creates a turned connection as well as causes a complex tying between the waves. The later conditions a whole number of the interacting waves regimes because of a big number of ruling parameters.

УДК 538.662.1:546.6.54

ИССЛЕДОВАНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ И ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ СИСТЕМЫ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛОВ СО СТРУКТУРОЙ ТИПА $CsCl$

В. Е. АДАМЯН, А. А. АРЦРУНИ, А. Г. КУЧИН, Э. С. АБОВЯН, М. А. МЕЛИКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 12 августа 1993 г.)

Измерена полевая зависимость намагниченности образцов системы твердых растворов $(Gd_{0,21}La_{0,79}, tY_{0,79(1-t)})(Zn_tCd_{1-t})$, где $0 \leq t \leq 1$, в магнитных полях до 9 Тл при температуре 4,2 К. Температурная зависимость электросопротивления исследована в интервале температур 4,2—170 К. Выявлена квадратичная зависимость остаточного сопротивления от t . Измерена также температурная зависимость начальной восприимчивости в области температур 4,2—300 К.

В [1,2] обсуждены результаты исследования магнитных свойств твердых растворов в системы $(Gd_{0,21}La_{0,79}, tY_{0,79(1-t)})(Zn_tCd_{1-t})$ ($0 \leq t \leq 1$) со структурой типа $CsCl$, в которой при изменении t из факторов, влияющих на магнитные характеристики сплава, три параметра, а именно, концентрации магнитоактивных ионов (x) и электронов проводимости (z), а также постоянная кристаллической решетки (a) остаются неизменными, а меняется только лигандное окружение магнитоактивного иона.

Хотя три параметра (x_0, z_0, a_0) у всех образцов исследованной системы были одинаковыми, а магнитный момент иона Gd обусловлен только спинами $4f$ -электронов (орбитальный момент $L=0$, суммарный спин $S=7/2$), и поэтому изменение кристаллического поля не должно влиять на магнитные характеристики, тем не менее ожидаемое значение магнитного момента, приходящегося на магнитоактивный ион гадолиния ($7\mu_B$), обнаружилось только у образцов с $t=0,2 \div 0,3$, а по мере приближения t к крайним значениям ($t \rightarrow 0$ и $t \rightarrow 1$) наблюдалось уменьшение магнитного момента. У образца с $t=0$ магнитный момент равен $5\mu_B$, а у образца с $t=1$ — $2,5\mu_B$.

Было выяснено, что на величину магнитного момента влияют замещения в первой координационной сфере вокруг магнитоактивного иона (замещения кадмия цинком), а замещения в редкоземельной подрешетке практически никакого влияния на магнитные характеристики не оказывают.

Эти результаты были получены измерениями намагниченности в полях до 1,5 Тл, в температурном интервале 4,2—77 К.

С целью получения дополнительной информации нами были

предприняты исследования намагниченности образцов этой системы в сильных магнитных полях.

Полевая зависимость намагниченности измерялась на установке с вибрирующим образцом (метод Фонера) при температуре 4,2 К в полях до 9 Тл, создаваемых сверхпроводящим соленоидом. Измерения проводились в Институте физики металлов УЦ АН России.

На рис. 1 приведены графики полевой зависимости семи образцов системы А. Как видно из рисунка, у образцов А4 и А6 с t , равными соответственно 0,3 и 0,5, насыщение наступает при достаточно слабых полях ($\sim 1,5$ Тл), у образцов А2 ($t=0,1$) и А9 ($t=0,4$) — в области 6–7 Тл, у образца А3 ($t=0,2$) — при ~ 5 Тл. У этих образцов в области насыщения магнитный момент близок к $7\mu_B$ — максимальному значению для иона Gd . Намагниченность образцов А1 ($t=0$) и А11 ($t=1$) вплоть до полей ~ 9 Тл не достигает насыщения.

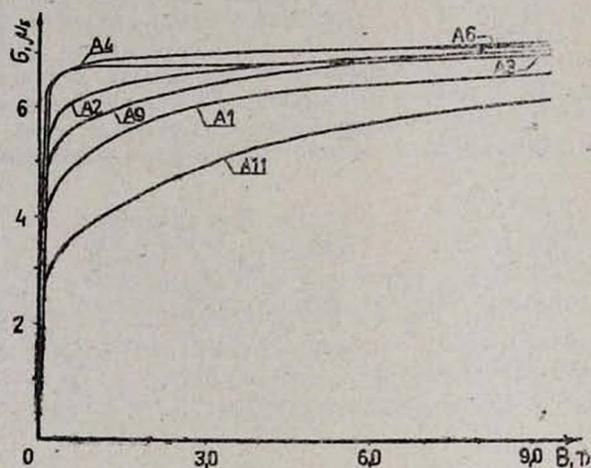


Рис. 1. Кривые намагниченности образцов исследованной системы при 4,2 К.

Возможными причинами такого поведения образцов могут быть либо неколлинеарность магнитной структуры, либо значительная магнитокристаллическая анизотропия. В обоих случаях для достижения максимального магнитного момента требуются более сильные магнитные поля.

Температурная зависимость электросопротивления измерялась в интервале температур 4,2–170 К четырехконтактным потенциометрическим методом в криостате с системой регулирования и стабилизации температуры «УТРЕКС». При гелиевых температурах погрешность в измерении температуры не превышала $\pm 0,1^\circ$, при более высоких температурах — $\pm 0,5^\circ$. В области 4,2–100 К температура измерялась термометром сопротивления марки «Сгусол», выше 100 К — платиновым термометром сопротивления.

Как известно, температурная зависимость полного удельного сопротивления $\rho(T)$ ферромагнитного металла в соответствии с прави-

лом Маттисена состоит из аддитивного вклада от различных механизмов рассеяния:

$$\rho(T) = \rho_{\text{ост}} + \rho_{\text{ф}}(T) + \rho_{\text{магн}}(T), \quad (1)$$

где $\rho_{\text{ост}}$ — остаточное удельное сопротивление, в нашем случае обусловленное: а) $\rho'_{\text{ост}}$ — сопротивлением, вызванным хаотическими замещениями ионов Zn и Cd , а также La и Y , что приводит к неравномерному распределению кристаллического потенциала, б) $\rho''_{\text{ост}}$ — сопротивлением, связанным с рассеянием электронов дефектами решетки; $\rho_{\text{ф}}$ — сопротивление, возникающее при рассеянии электронов проводимости на фононах, причем при высоких температурах (выше дебаевской) $\rho_{\text{ф}} \sim T$; $\rho_{\text{магн}}$ — вклад, обусловленный беспорядком в системе спинов.

Результаты измерения температурной зависимости удельного сопротивления образцов системы A представлены на рис. 2. Из этих гра-

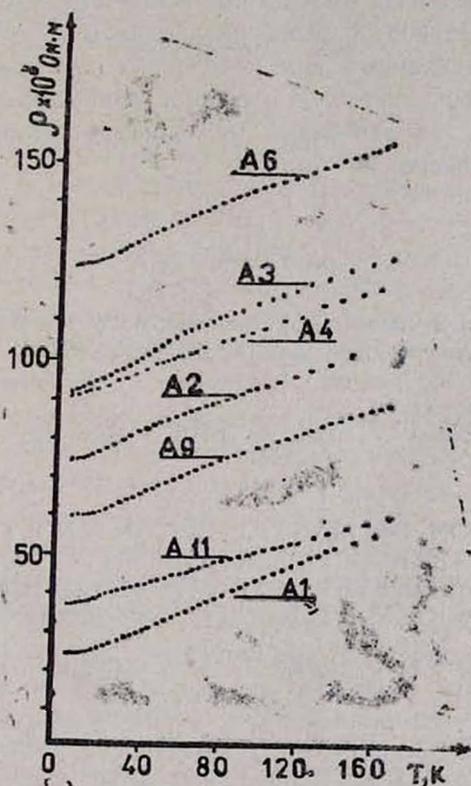


Рис. 2. Температурная зависимость удельного электросопротивления образцов.

фиков видно, что ход кривых для образцов $A2$, $A3$, $A4$ характерен для ферромагнетиков, что выражается в наличии небольших изломов в области температур Кюри. При более высоких температурах зависимость практически линейна. В области низких температур у всех образцов наблюдается не зависящий от температуры участок. Выделение вклада, обусловленного беспорядком в системе спинов, оказа-

лось невозможным из-за его малости. Экстраполяция к нулю температуры низкотемпературной части графика позволила определить величину ρ_0 остаточного сопротивления образца. Значения ρ_0 в зависимости от состава описываются выражением

$$\rho_0(t) = [24 + 375 \cdot t(1-t)] \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м} \quad (2)$$

В некоторых бинарных сплавах, например, Au_xCu_{1-x} , Ag_xCu_{1-x} и т.д. ($0 \leq x \leq 1$) [3], в которых с изменением x зонная структура не претерпевает заметных изменений, остаточное сопротивление пропорционально $x(1-x)$ и достигает максимума при $x \sim 0,5$. Аналогичная зависимость $\rho_0(t)$ для образцов системы А позволяет предположить, что рост остаточного сопротивления в области $t \sim 0,5$ обусловлен вкладом $\rho_{\text{ост}}$ (при этом предполагается, что дефектная структура одинакова у всех поликристаллических образцов исследованной системы).

Измерения начальной магнитной восприимчивости в температурном интервале 4,2—300 К были предприняты с целью обнаружения каких-либо не выявленных при измерениях другими методами фазовых переходов. Однако, кроме перехода ферромагнетизм—парамагнетизм, известного из измерений магнитной восприимчивости, других переходов обнаружено не было.

ЛИТЕРАТУРА

1. V. E. Adamian, A. A. Artsruni, A. Benalssa, A. N. Kocharian, M. A. Melikian and A. G. Toneian. Phys. Stat. Sol. (b) 153, 633 (1989).
2. В. Е. Адамян, А. А. Арцруни, А. Бенайсса, А. Н. Кочарян, М. А. Меликян. ФММ, № 5, 197. (1990).
3. Дж. Займан. Электроны и фононы. М., ИИЛ, 1962, с. 488.

INVESTIGATION OF MAGNETIZATION AND TEMPERATURE DEPENDENCE OF ELECTRICAL RESISTIVITY OF RARE-EARTH METALS BASED SYSTEM OF MULTICOMPONENT SOLID SOLUTIONS WITH CsCl TYPE STRUCTURE

V. E. ADAMIAN, A. A. ARTSRUNI, A. G. KOUCHIN, E. S. ABOVIAN,
M. A. MELIKIAN

The field dependence of magnetization for specimens of the solid solutions system $(Gd_{x_0}La_{1-x_0})_t(Y_{1-x_0})_{1-t}(Zn_tCd_{1-t})$, $0 < t \leq 1$, in magnetic fields up to 9 T, at 4.2 K is measured. The temperature dependence of electrical resistivity is studied between 4.2 K and 170 K. The quadratic t -dependence of residual resistivity is revealed. The temperature dependence of the initial susceptibility in the range 4.2—300 K is also measured.

УДК 535.14

ЭФФЕКТЫ СЖАТИЯ КВАНТОВЫХ ФЛУКТУАЦИЙ В ПРОЦЕССЕ НЕВЫРОЖДЕННОГО ДВУХФОТОННОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 2 августа 1993 г.)

Проведен анализ квантовых флуктуаций света для процесса внутриврезонаторного двухфотонного поглощения из двух когерентных мод поля излучения с различными частотами в ненасыщающемся поглотителе. Обнаружены эффекты сжатия квантовых флуктуаций в разности и сумме квадратурных компонент, а также в сумме интенсивностей двух антикоррелированных мод на выходе резонатора ниже соответствующих вакуумного и когерентного уровней флуктуаций.

1. Введение

Неклассические свойства световых полей в различных нелинейно-оптических процессах составляют один из основных предметов исследований, проводимых в квантовой оптике. Успехи в этом направлении, включая экспериментальные достижения, относятся в первую очередь к генерации сжатого и суб-пуассоновского света с подавленными квантовыми флуктуациями квадратурных компонент и чисел фотонов ниже вакуумного и когерентного уровней флуктуаций соответственно [1—3].

Другие неклассические оптические эффекты связаны с явлением корреляции между фотонами мод поля излучения и состоят в подавлении (сжатии) квантовых флуктуаций в разности или сумме интенсивностей коррелированных пучков света ниже когерентного уровня. Указанный эффект для разности интенсивностей при сильной парной корреляции между фотонами двух мод известен и нашел экспериментальное подтверждение для процессов параметрической генерации и четырехволнового смешения [4—7]. В работах [8—12] предложены нелинейно-оптические схемы с использованием генерации второй гармоники, двухфотонной дисперсивной бистабильности, процессов четырехволнового смешения, основанные на установлении антикорреляции между фотонами взаимодействующих мод и приводящие к сжатию квантовых флуктуаций в сумме интенсивностей.

Аналогичные эффекты сжатия квантовых флуктуаций, включающие в себя также фазово-чувствительные корреляции, могут иметь место для суммы или разности квадратурных компонент оптических полей [13—15].

Практические приложения указанных эффектов и свойств сильно коррелированных световых пучков связаны с прецизионными измерениями в спектроскопии поглощения [4, 16], проведением кван-

товых неразрушающих измерений [9, 15, 17, 18], управлением квантовыми шумами и возможностью получения на этой основе отдельного светового пучка с подавленными квантовыми флуктуациями [19, 20].

В настоящей работе предложена новая возможность для сжатия квантовых флуктуаций разности и суммы квадратурных компонент, а также суммы интенсивностей двух связанных световых пучков. Она основана на процессе невырожденного двухфотонного поглощения из двух первоначально нескоррелированных когерентных мод поля излучения в оптическом резонаторе. Указанный процесс приводит к установлению антикорреляции (антигруппировки) между фотонами двух мод на выходе резонатора. Как показано ниже, обусловленные этим эффекты сжатия имеют место для суммы интенсивностей и суммы квадратур, определяющих амплитудные флуктуации мод, а также для разности квадратур, определяющих фазовые флуктуации мод.

2. Нелинейная система и уравнения движения

Рассматриваемая нелинейная система основана на следующей модели невырожденного двухфотонного поглощения в резонаторе. Ансамбль двухуровневых атомов с частотой перехода ω_0 помещен в кольцевой резонатор, в котором возбуждены две моды на частотах ω_1, ω_2 таких, что $\omega_1 + \omega_2 = \omega_0$. Двухфотонное поглощение описывается как результат взаимодействия мод ω_1, ω_2 с атомарным термостатом. Эффекты насыщения при этом отсутствуют. Учитывается затухание мод через одно из зеркал резонатора. Гамильтониан, описывающий такое взаимодействие, может быть записан в следующем виде [21, 22]¹:

$$H = \sum_{k=1,2} \hbar \omega_k a_k^+ a_k + (a_1 a_2 \Gamma_a^+ + a_1^+ a_2^+ \Gamma_a) + \sum_{k=1,2} (a_k \Gamma_k^+ + a_k^+ \Gamma_k) + i\hbar \sum_{k=1,2} (2\gamma_k)^{1/2} [E_k e^{-i\omega_k t} a_k^+ - E_k^* e^{i\omega_k t} a_k]. \quad (1)$$

Здесь первый член представляет собой свободную часть гамильтониана, где a_k^+, a_k — операторы рождения и уничтожения мод ω_k ($k=1,2$). Второй и третий члены характеризуют взаимодействие мод ω_k с атомарным и полевым термостатами, описываемыми соответственно операторами Γ_a^+, Γ_a и Γ_k^+, Γ_k . Последними определяются соответственно скорость двухфотонного поглощения g ($g \sim N|d|^2$, N — плотность числа атомов, d — матричный элемент дипольного перехода) и скорости

¹. Квантовые статистические свойства поля излучения при невырожденном двухфотонном поглощении в ненасыщающемся поглотителе исследовались в работах [22, 23] в отсутствие резонатора. При наличии резонатора существенным является достижение стационарного режима, когда интенсивности мод в резонаторе перестают изменяться во времени. Статистика фотонов и сжатые состояния света при двухфотонном поглощении в резонаторе, однако для случая вырожденных мод ($\omega_1 = \omega_2$), исследовались в работах [24—26].

затухания γ_k (ширины резонатора) мод ω_k через зеркало резонатора. Последний член описывает возбуждение мод ω_k двумя внешними к резонатору когерентными полями, комплексные амплитуды которых равны E_k (величина $|E_k|^2$ представляет среднее число фотонов в единицу времени на входе в резонатор).

Для описания нелинейной динамики и анализа квантовых флуктуаций мод поля излучения используется метод стохастических уравнений в квантовой оптике [27]. Он основан на получении уравнения Фоккера—Планка для положительного P -представления полевой матрицы плотности системы и выводе на этой основе эквивалентных стохастических уравнений Гейзенберга—Ланжевена для независимых c -числовых переменных α_k^+ , α_k , соответствующих медленно меняющимся во времени операторам амплитуд a_k^+ , a_k . Используя стандартные процедуры [27] (см. также [12]) и вводя новые стохастические переменные $n_k = \alpha_k^+ \alpha_k$, $\psi_k = \frac{1}{2i} \ln(\alpha_k / \alpha_k^+)$, описывающие интенсивности (в единицах чисел фотонов) и фазы мод ω_k , можно получить следующие уравнения движения для величин $n_k(t)$, $\psi_k(t)$ ($k=1, 2$):

$$\frac{dn_k}{dt} = -2\gamma_k n_k - 2gn_{3-k}n_k + 2(2\gamma_k n_k)^{1/2} |E_k| \cos(\Phi_k - \psi_k) + F_k(t), \quad (2)$$

$$\frac{d\psi_k}{dt} = \left(\frac{2\gamma_k}{n_k} \right)^{1/2} |E_k| \sin(\Phi_k - \psi_k) + f_k(t),$$

где шумовые члены F_k , f_k равны

$$F_k = (-g\alpha_1\alpha_2)^{1/2} \alpha_k^+ \xi_k + (-g\alpha_1^+ \alpha_2^+)^{1/2} \alpha_k \xi_k^+, \quad (3)$$

$$f_k = \frac{(-g\alpha_1\alpha_2)^{1/2}}{2i\alpha_k} \xi_k - \frac{(-g\alpha_1^+ \alpha_2^+)^{1/2}}{2i\alpha_k^+} \xi_k^+,$$

а корреляционные функции шумов определяются с помощью следующих отличных от нуля корреляторов:

$$\langle \xi_1(t) \xi_2(t') \rangle = \langle \xi_1^+(t) \xi_2^+(t') \rangle = \delta(t-t'). \quad (4)$$

В уравнениях (2) величины Φ_k есть фазы возбуждающих полей $E_k = |E_k| \exp(i\Phi_k)$. Для простоты далее рассматривается случай равных констант затухания $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$ и равных амплитуд $|E_1| = |E_2| = E$.

Анализ эффектов квантовых флуктуаций интенсивностей и фаз мод ω_k проводится с помощью метода линеаризации системы нелинейных уравнений (2) вокруг устойчивых полуклассических стационарных решений n_k^0 , ψ_k^0 на основе разложений

$$n_k(t) = n_k^0 + \delta n_k(t), \quad \psi_k(t) = \psi_k^0 + \delta \psi_k(t). \quad (5)$$

Эти решения получаются из (2) при $dn_k/dt = d\psi_k/dt = F_k = f_k = 0$, а их

устойчивость легко проверяется с помощью критерия Гурвица для собственных значений приведенных ниже матриц A_n , A_ψ (см. (8)) линейризованных уравнений (6), (7).

Ограничиваясь линейными по δn_k и $\delta \psi_k$ членами разложений уравнений (2) и вводя матричные обозначения $\delta n = (\delta n_1, \delta n_2)^T$, $\delta \psi = (\delta \psi_1, \delta \psi_2)^T$, $F^0 = (F_1^0, F_2^0)^T$, $f^0 = (f_1^0, f_2^0)^T$, получаем следующие системы линейризованных уравнений движения:

$$\frac{d\delta n(t)}{dt} = -A_n \delta n(t) + F^0(t), \quad (6)$$

$$\frac{d\delta \psi(t)}{dt} = -A_\psi \delta \psi(t) + f^0(t). \quad (7)$$

Здесь матрицы A_n , A_ψ равны

$$A_n = \begin{bmatrix} \left[\frac{2\gamma}{n_1^0} \right]^{1/2} E & \cdot & \cdot & 2gn_1^0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 2gn_2^0 & \cdot & \cdot & \left[\frac{2\gamma}{n_2^0} \right]^{1/2} E \end{bmatrix}, \quad A_\psi = \begin{bmatrix} \left[\frac{2\gamma}{n_1^0} \right]^{1/2} E & \cdot & \cdot & 0 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0 & \cdot & \cdot & \left[\frac{2\gamma}{n_2^0} \right]^{1/2} E \end{bmatrix}, \quad (8)$$

а отличными от нуля корреляторами шумов являются следующие:

$$\langle F_1^0(t) F_2^0(t') \rangle = -2gn_1^0 n_2^0 \delta(t-t'), \quad \langle f_1^0(t) f_2^0(t') \rangle = \frac{g}{2} \delta(t-t'). \quad (9)$$

3. Эффекты корреляций и сжатия квантовых флуктуаций в разности и сумме квадратур

Перейдем к рассмотрению корреляционных и шумовых характеристик двухмодового поля излучения на выходе резонатора. Обсуждение этих вопросов проводится применительно к экспериментальной схеме по измерению спектра флуктуаций суммы или разности фазово-зависящих квадратурных компонент мод ω_1 , ω_2 методом двойного гомодинирования [13, 15, 18]:

$$S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega) = 2 + 2\gamma \int_{-\infty}^{+\infty} dt e^{i\omega\tau} \left\{ \sum_{k=1,2} \langle : \Delta X_k(\vartheta_k, t) \Delta X_k(\vartheta_k, t+\tau) : \rangle \pm \right. \\ \left. \pm [\langle \Delta X_1(\vartheta_1, t) \Delta X_2(\vartheta_2, t+\tau) \rangle + \Delta X_2(\vartheta_2, t) \Delta X_1(\vartheta_1, t+\tau)] \right\}, \quad (10)$$

где $X_k(\vartheta_k, t) = a_k(t) \exp(-i\vartheta_k) + a_k^\dagger(t) \exp(i\vartheta_k)$ — операторы квадратурных компонент, ϑ_k — произвольные фазы опорных волн для мод ω_k , $\Delta X = X - \langle X \rangle$. Первый член в (10) представляет соответствующий вакуумный уровень флуктуаций электромагнитного поля $S_0 = 2$. Неклассический эффект сжатия квантовых флуктуаций в сумме или разности квадратур ниже вакуумного уровня имеет место при $S_{12}^{(\pm)} < S_0$, а

максимальный эффект (100%-ное сжатие) соответствует значению $S_{12}^{(\pm)}=0$.

По сравнению с более традиционным описанием межмодовых корреляций с помощью корреляционной функции интенсивностей

$$g_{12}^{(2)}(\tau) = \frac{\langle a_1^+(t)a_2^+(t+\tau)a_2(t+\tau)a_1(t) \rangle}{\langle a_1^+a_1 \rangle \langle a_2^+a_2 \rangle} \quad (11)$$

рассматриваемая постановка соответствует фазово-чувствительным измерениям: величина $S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega)$ в случаях соответствующих квадратур содержит информацию о корреляциях как между амплитудными, так и между фазовыми флуктуациями мод.

3.1. Сжатие фазовых флуктуаций

Вычисление спектра флуктуаций (10) проводится на основе соответствия [26, 27] между средними от операторов a_k^+ , a_k и средними в P -представлении от c -числовых функций $\alpha_k^+ = (n_k)^{1/2} \exp(-i\psi_k)$, $\alpha_k = (n_k)^{1/2} \exp(i\psi_k)$ и с использованием разложений (5). В низшем порядке по флуктуациям результат для величины $S_{12}^{(\pm)}(\vartheta_1, \vartheta_2, \omega)/S_0$ в случае квадратур с $\vartheta_k - \psi_k = \pi/2$, когда определяющими являются фазовые флуктуации мод, и с учетом δ -коррелированных свойств шумовых членов может быть представлен в следующем виде (см. также [13]):

$$S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega)/S_0 = 1 + \sum_{k=1,2} 4\gamma n_k^0 \langle \delta\psi_k(-\omega) \delta\psi_k(\omega) \rangle \pm \pm 8\gamma (n_1^0 n_2^0)^{1/2} \text{Re} \langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle, \quad (13)$$

где $\delta\psi_k(\omega)$ — Фурье-компоненты флуктуаций фаз $\delta\psi_k(t)$. Используя решения уравнений (7) в Фурье-пространстве, для корреляционных функций $\langle \delta\psi_i(-\omega) \delta\psi_j(\omega) \rangle$ ($i, j=1, 2$) получаем:

$$\langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_1(\omega) \rangle = \langle \delta\psi_2(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle = 0, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & 8\gamma (n_1^0 n_2^0)^{1/2} \text{Re} \langle \delta\psi_1(-\omega) \delta\psi_2(\omega) \rangle = \\ & = \frac{4p^2 n_1^0 n_2^0 [p(n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4\varepsilon^2]}{p^2 n_1^0 n_2^0 (\omega/\gamma)^4 + 4p\varepsilon^2 (n_1^0 + n_2^0) (\omega/\gamma)^2 + 16\varepsilon^4}, \end{aligned} \quad (15)$$

где введены следующие безразмерные параметры:

$$p = \frac{g}{\gamma}, \quad \varepsilon = \frac{E}{(2\gamma^2/g)^{1/2}}. \quad (16)$$

Равенство нулю автокорреляционных функций (14) означает отсутствие эффекта сжатия квадратурных компонент каждой из мод ω_k [12]. Вместе с этим, положительность межмодовой корреляционной функции флуктуаций фаз (15) свидетельствует о наличии эффекта сжатия квантовых флуктуаций в разностном спектре $S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega)/S_0 < 1$. Анализ полученного результата, представленный в графической форме на рис. 1, указывает, что максимальный эффект

сжатия в разности квадратур может достигать $\sim 100\%$ при значениях параметра интенсивности возбуждающих полей на входе в резонатор

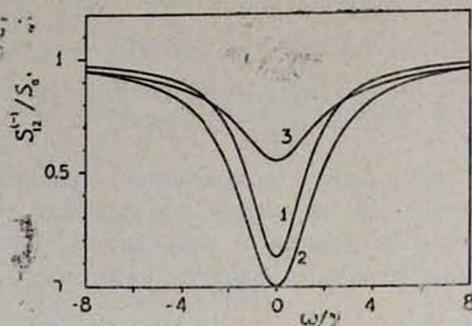


Рис. 1. Зависимость спектра флуктуаций разности квадратурных компонент $S_{12}^{(\pm)}$ ($\psi_1^0 + \pi/2, \psi_2^0 + \pi/2, \omega$)/ S_0 от ω/γ при следующих значениях параметра ϵ : кривая (1) — $\epsilon = 0,5$, (2) — $\epsilon = 0,9$, (3) — $\epsilon = 1,5$.

$\epsilon \approx 1$ и в области нулевых частот спектра. Эффект сжатия отсутствует в пределе слабых ($\epsilon \ll 1$) и сильных ($\epsilon \gg 1$) полей на входе.

3.2. Сжатие амплитудных флуктуаций. Корреляция интенсивностей

В случае квадратур с $\vartheta_k - \psi_k^0 = 0$, когда определяющими являются амплитудные флуктуации мод, результат для спектра (10) записывается в следующем виде:

$$S_{12}^{(\pm)}(\psi_1^0, \psi_2^0, \omega)/S_0 = 1 + \sum_{k=1,2} \frac{\gamma}{n_k^0} \langle \delta n_k(-\omega) \delta n_k(\omega) \rangle \pm \frac{2\gamma}{(n_1^0 n_2^0)^{1/2}} \text{Re} \langle \delta n_1(-\omega) \delta n_2(\omega) \rangle, \quad (17)$$

где $\delta n_k(\omega)$ — Фурье-компоненты $\delta n_k(t)$. Отметим, что величина (17) связана с другой экспериментально измеряемой величиной — спектром флуктуаций суммы или разности интенсивностей двух мод ω_1, ω_2 на выходе резонатора: нормированные соответственно на вакуумный и когерентный уровни флуктуаций, указанные спектры совпадают [11, 13]. Поэтому результаты, получаемые для спектра (17), применимы также для экспериментальной схемы по измерению уровня флуктуаций суммы или разности фототоков при непосредственном фотодетектировании двух полей на частотах ω_1, ω_2 .

Решая уравнения (6) в Фурье-пространстве, приходим к следующим результатам для корреляционных функций интенсивностей:

$$\frac{\gamma}{n_k^0} \langle \delta n_k(-\omega) \delta n_k(\omega) \rangle = \frac{16\epsilon(p^2 n_1^0 n_2^0)^2}{(pn_k^0)^{1/2} d(\omega)}, \quad (18)$$

$$\frac{2\gamma}{(n_1^0 n_2^0)^{1/2}} \text{Re} \langle \delta n_1(-\omega) \delta n_2(\omega) \rangle =$$

$$= - \frac{4p^2 n_1^0 n_2^0}{d(\omega)} \left[(p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4(p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} + 4\varepsilon^2 \right], \quad (19)$$

где величина $d(\omega)$ равна

$$d(\omega) = p^2 n_1^0 n_2^0 |\det(A - i\omega I)|^2 / \gamma^4 = 4p\varepsilon^2 [(n_1^0)^{1/2} + (n_2^0)^{1/2}]^2 (\omega/\gamma)^2 + [(p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2} (\omega/\gamma)^2 + 4(p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} - 4\varepsilon^2]^2. \quad (20)$$

Положительность автокорреляционных функций (18) свидетельствует о превышении уровня квантовых флуктуаций интенсивностей каждой из мод ω_k над когерентным уровнем. Отрицательность межмодовой корреляционной функции (19) говорит о том, что сжатие

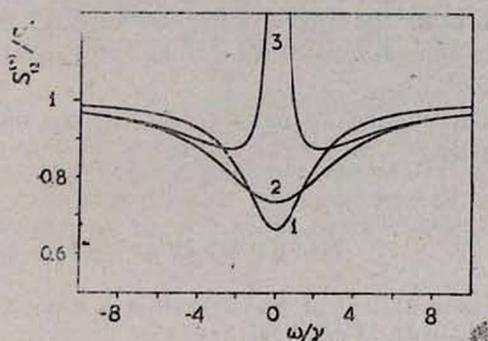


Рис. 2. Зависимость спектра флуктуаций суммы квадратурных компонент $S_{12}^{(+)}$ ($n_1^0, n_2^0, \omega, S_0$) от ω/γ при следующих значениях параметра ε : кривая (1) — $\varepsilon=0,4$, (2) — $\varepsilon=0,9$, (3) — $\varepsilon=1,1$.

квантовых флуктуаций может иметь место в сумме квадратурных амплитуд и интенсивностей мод ω_1, ω_2 . Результаты (17) — (19) для суммы амплитуд (интенсивностей) представлены в графической форме на рис. 2: максимальный эффект сжатия достигает 33% при $\varepsilon=0,4$.

Для объяснения обнаруженного эффекта на языке корреляционной функции интенсивностей (11) приведем результат для величины $g_{12}^{(2)}(0)$. В низшем порядке по флуктуациям корреляционная функция оказывается равной:

$$g_{12}^{(2)}(0) = 1 + \frac{\langle \delta n_1(t) \delta n_2(t) \rangle}{n_1^0 n_2^0} = 1 - \frac{\varepsilon (p^2 n_1^0 n_2^0)^{1/2}}{[(n_1^0)^{1/2} + (n_2^0)^{1/2}] [\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2}]}. \quad (21)$$

Отметим, что обращение в ноль величины $\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2}$ в знаменателе этого выражения происходит при критическом значении $E = E_{кр} = (2\gamma^2/g)^{1/2}$ ($\varepsilon = E/E_{кр} = 1$) амплитуд возбуждающих полей на входе, при котором стационарные решения для интенсивностей n_k^0 мод в ре-

зонаторе теряют устойчивость и результаты линеаризованного анализа неприменимы. Однако при значениях E непосредственно вблизи критической точки стационарные решения устойчивы ($\varepsilon^2 - (p^2 n_1^0 n_2^0)^{3/2} > 0$) и условия справедливости метода линеаризации (см. [12]) удовлетворяются соответствующим выбором параметра $p = g/\gamma \ll 1$, приводящим к большим интенсивностям мод в резонаторе ($n_k^0 \gg 1$).

Таким образом, мы видим, что корреляция между фотонами мод ω_1, ω_2 , устанавливаемая в результате двухфотонного поглощения, носит характер антигруппировки ($g_{12}^{(2)}(0) < 1$). В спектре флуктуаций суммы квадратурных амплитуд и интенсивностей этот факт приводит к сжатию квантовых флуктуаций ниже вакуумного и когерентного уровней соответственно. В пределе слабых ($\varepsilon \ll 1$) и сильных ($\varepsilon \gg 1$) возбуждающих полей корреляция между фотонами двух мод, а также в каждой из мод остается такой же («нулевой»), какая характерна для двух независимых когерентных полей, и эффекты сжатия отсутствуют.

Автор выражает благодарность Г. Ю. Крючкяну за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. См., например, специальные выпуски журналов: J. Opt. Soc. Am., B4, № 10 (1987); J. Mod. Optics. 34, № 6/7 (1987).
2. Squeezed and nonclassical light. N. Y., Plenum Press. 1989.
3. Д. Ф. Смирнов, А. С. Трошин. УФН, 153, № 2, 233 (1987).
4. S. Reynaud, C. Fabre, E. Giacobino. J. Opt. Soc. Am., B4, 1520 (1987).
5. R. Horowicz, M. Pinar, S. Reynaud. Opt. Comm., 61, 142 (1987).
6. A. Heidmann, R. Horowicz, S. Reynaud et al. Phys. Rev. Lett., 59, 2555 (1987).
7. M. Vallet, M. Pinar, G. Grynberg. Europhys Lett., 11, 739 (1990).
8. R. Horowicz. Europhys. Lett., 10, 537 (1989).
9. P. Grangier, J. F. Roch, S. Reynaud. Opt. Comm., 72, 387 (1989).
10. B. S. Sanders, M. D. Reid. Phys. Rev., A42, 6767 (1990).
11. Г. Ю. Крючкян, К. В. Херунцян. Opt. Comm., 93, 328 (1992).
12. Г. Ю. Крючкян, К. В. Херунцян. ЖЭТФ, 103, № 1, 18 (1993).
13. Г. Ю. Крючкян, К. В. Херунцян. ЖЭТФ, 104, № 5, 1 (1994).
14. J. Ph. Poizat, M. J. Collett, D. F. Walls. Opt. Comm., 84, 409 (1991).
15. M. D. Reid, P. D. Drummond. Phys. Rev., A41, 3930 (1990).
16. A. S. Lane, M. D. Reid, D. F. Walls. Phys. Rev. Lett., 60, 1940 (1988).
17. C. A. Blockley, D. F. Walls. Opt. Comm., 79, 241 (1990).
18. M. D. Levenson, R. M. Sheldy, M. D. Reid, D. F. Walls. Phys. Rev. Lett., 57, 2473 (1986).
19. E. Jakeman, J. G. Walker. Opt. Comm. 55, 219 (1985).
20. J. Mertz, A. Heidmann, C. Fabre. Phys. Rev., A44, 3329 (1991).
21. W. H. Louisell. Quantum statistical properties of radiation. N. Y., Wiley, 1973.
22. K. J. McNeil, D. F. Walls. J. Phys., A7, 617 (1974).
23. H. Paul, U. Mohr, W. Brunner. Opt. Comm., 17, 145 (1976).
24. S. Chaturvedi, P. D. Drummond, D. F. Walls. J. Phys., A10, L187 (1977).
25. M. D. Reid, K. J. McNeil, D. F. Walls. Phys. Rev., A24, 2029 (1981).
26. M. J. Collet, D. F. Walls. Phys. Rev., A32, 2887 (1985).
27. К. В. Гардинер. Стохастические методы в естественных науках. М., Мир, 1986.

Կ. Վ. ԽԵՐՈՒՆՅԱՆ

Ներկայացված է լույսի բովանալիս ֆլուկտուցիաների անալիզը շահեցող կլանիչում
ճառագայթման դաշտի երկու սարբեր հաճախականությամբ կոհերենտ մոդաներից ներոն-
զոնատորային երկֆոտոնային կլանման պրոցեսի համար: Հայտնաբերված են համապատաս-
խան վախուժմային և կոհերենտ մակարդակներից ցածր բովանալիս ֆլուկտուացիաների
սեղմվելու էֆեկտներ՝ ոնզոնատորի ելքում երկու հակակոռելացված մոդաների բառակու-
րային կոմպոնենտների տարբերությունում և դումարում, ինչպես նաև ինտենսիվությունների
դումարում:

EFFECTS OF SQUEEZING OF QUANTUM FLUCTUATIONS IN THE PROCESS OF NONDEGENERATE TWO-PHOTON ABSORPTION

K. V. KHERUNTSYAN

An analysis of quantum fluctuations of light for the process of intracavity two-
photon absorption from two coherent modes of radiation field with different frequencies
in a nonsaturating absorber is presented. Effects of squeezing of quantum fluctuations
intensities of two anticorrelated modes at the cavity output below the corresponding
vacuum and coherent levels of fluctuations are found.

УДК 621.3.029.76

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАЗМЫ ЛАЗЕРНОГО ФОКУСА
В КАЧЕСТВЕ ИСТОЧНИКА ВАКУУМНОГО
УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г. Ц. НЕРСИСЯН, К. Р. МИРЗОЯН, В. О. ПАПАНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1993 г.)

Экспериментально исследовано вакуумное ультрафиолетовое (ВУФ) излучение (50—250 нм) плазмы лазерного фокуса на вольфрамовой мишени. Оценки температуры, плотности электронов и коэффициента поглощения плазмы, достигаемых при умеренных плотностях (10^8 – 10^{11} Вт/см²) лазерного пучка, показывают, что высокотемпературная плазма с низкой плотностью является эффективным источником сплошного спектра ВУФ и мягкого рентгеновского (МР) излучения. Разработан и сконструирован спектрометрический комплекс на основе вакуумного монохроматора и твердотельного лазера для целей ВУФ спектроскопии.

При фокусировании мощного лазерного излучения на твердую мишень образуется высокотемпературная плазма, имеющая ряд применений, самым важным из которых считается получение условий для протекания термоядерных реакций. Радиационные потери—один из каналов, приводящий к охлаждению лазерной плазмы, препятствуют достаточно высокому нагреву. Однако это негативное явление имеет свои положительные стороны. Собственное излучение лазерной плазмы можно использовать как источник ВУФ и МР излучений для целей спектроскопии. Ряд теоретических и экспериментальных работ [1–4] показывают, что можно управлять характеристиками такого источника, меняя параметры лазера, условия фокусирования и материал мишени.

Для целей экстинкционной и отражательной спектроскопии сплошной спектр излучения имеет ряд преимуществ по сравнению с линейчатым спектром. В области ВУФ и МР спектра с этой точки зрения удобным источником является синхротронное излучение [5]. Излучение лазерной плазмы, как источник сплошного спектра [3, 6], может конкурировать с синхротронным излучением, поскольку получение последнего требует больших расходов и специального обслуживания.

Спектр излучения лазерной плазмы состоит из линейчатого и сплошного спектров с характерными полосами поглощения. Радиационные переходы между уровнями ионов образуют линейчатый спектр, который преобладает в случае неполностью ионизированной плазмы и мишеней с малыми значениями порядкового номера химического элемента. Континуум возникает при тормозном излучении (сво-

бодно-свободные переходы при столкновении электронов с ионами) и при фоторекомбинации (свободно-связанные переходы, когда электрон захватывается на основной или возбужденный уровень иона) [1]. В дальнейшем систематическое исследование лазерной плазмы показало, что в излучении сплошной спектр превосходит линейчатый для редкоземельных элементов и некоторых тяжелых металлов (тантал, вольфрам) в области длин волн $4 \div 200$ нм [3, 6]. Однако надо отметить, что при танталовой и вольфрамовой мишенях на континуум накладывается слабый линейчатый спектр. В образовании сплошного спектра участвует не только тормозное излучение, но также и неразрешенные переходы ионов высокой кратности ионизации. Например, для ионов редкоземельных элементов число разрешенных переходов $4d^{10}4f^6 - 4d^94f^7$ равно 83024, а для $4d^{10}4f^3 - 4d^94f^4$ оно равно 4577 в окрестности длины волны 70 нм в области шириной 30 эВ [6, 7]. Поглощение излучения, выходящего из горячей области плазмы, происходит в охлажденном наружном слое расширяющейся плазмы.

Приведем основные преимущества рассматриваемого источника.

1. Создание лазерной плазмы легко реализуется при фокусировании лазерного пучка на подходящую мишень.

2. Такой источник позволяет получить сплошной спектр излучения в случае редкоземельных элементов в области спектра от 3 до 200 нм.

3. Простая оптическая система дает возможность локализовать плазму в желаемом месте.

4. Поскольку мы имеем дело с лазерным лучом, то такой источник исключает возникновение сильных электрических помех, характерных для разрядных импульсных источников.

5. Профиль импульса излучения повторяет временной профиль лазерного импульса. Используя часть излучения, можно легко осуществлять временную синхронизацию с регистрирующими блоками экспериментальной установки.

Кроме того, интенсивность этого источника ВУФ излучения не зависит от давления окружающего газа (до нескольких Торр), нет необходимости применения дифференциальной откачки, а также он обладает высокой стабильностью. Лазерная плазма имеет большую яркость излучения (например, в случае иттербия на длине волны 120 нм $\sim 10^{22}$ фотон/см² · стер · с [6]).

В данной работе экспериментально исследовано ВУФ излучение (50 ÷ 250 нм) лазерной плазмы с вольфрамовой мишенью. Полученные оценки параметров высокотемпературной плазмы с низкой плотностью, достигаемых при умеренных плотностях мощности лазерного излучения ($10^8 - 10^{11}$ Вт/см²), показывают целесообразность ее использования в качестве спектрально-сплошного источника в ВУФ и МР диапазонах. Разработан и сконструирован спектрометрический комплекс для ВУФ спектроскопии в области 50 ÷ 250 нм на основе вакуумного монохроматора ВМР-2 и твердотельного лазера $YAG:Nd$ (схема установки приведена на рис. 1).

Лазерная плазма образуется при фокусировании пучка $YAG:Nd$ лазера (1) с плотностью мощности $4 \cdot 10^9$ Вт/см², длительностью 15 нс

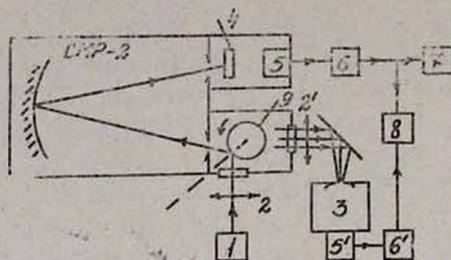


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1—лазер $YAG:Nd$, 2—линза, 3—монохроматор ДМР-4, 4—подложка с люминофором (салицилат натрия), 5,5'—фотоумножитель, 6,6'—усилитель, 7—самописец, 8—делитель напряжений, 9—вольфрамовая мишень.

и частотой следования импульсов 10 Гц линзой (2), имеющей фокусное расстояние 10 см. Условия фокусирования не критичны, и линза устанавливается по максимуму излучения. В качестве мишени используется вольфрамовая фольга, намотанная на держатель (9) цилиндрической формы, диаметром 16 мм и длиной 45 мм. При непрерывном вращении мишени со скоростью 0,7 об/мин под лазерный пучок поступает свежий участок фольги, поскольку в случае неподвижной мишени после 5÷10 выстрелов лазера интенсивность ВУФ излучения значи-

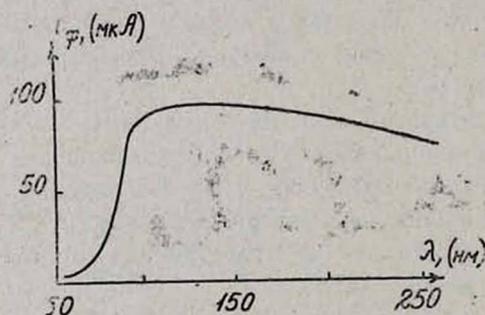


Рис. 2. Типичная зависимость фототока фотоумножителя (5) от длины волны ВУФ излучения лазерной плазмы с вольфрамовой мишенью.

тельно падает. Лазерный фокус находится на расстоянии 5 см от входной щели вакуумного монохроматора, который используется для регистрации ВУФ излучения лазерной плазмы. Для сканирования спектра к монохроматору подключена система сканирования. При работе в квазинепрерывном режиме канал регистрации состоит из фотоумножителя (5) с люминофором (4), усилителя (6) и самописца (7). Боль-

шая постоянная времени канала ($\sim 0,5$ с) позволяет регистрировать на самописце фототок фотоумножителя. Типичная зависимость фототока от длины волны излучения ($50 \div 250$ нм) приведена на рис. 2. Аналогичные зависимости для разных мишеней были приведены в [4] для области длин волн от 8 до 40 нм. Относительно большие значения фототока позволяют регистрировать малые значения коэффициентов отражения и поглощения исследуемых материалов с большой точностью.

В качестве опорного сигнала для получения этих коэффициентов можно использовать сигнал от ультрафиолетовой области спектра лазерной плазмы. Таким образом, одноканальный монохроматор может использоваться в двухканальном режиме работы. Это устраняет влияние нестабильности лазера на точность измерения указанных коэффициентов. Ультрафиолетовые линии плазмы регистрируются с помощью канала ($2'-3-5'-6'$). Блок (8) служит для измерения коэффициентов отражения и поглощения.

Лазерная плазма в качестве источника ВУФ и МР излучений была теоретически рассмотрена во многих работах, из которых обобщающими являются [1, 2, 7, 8]. Важными параметрами являются температура, плотность и размеры лазерной плазмы, а также значение максимума распределения Планка для излучения. Для лазерной плазмы, получаемой в данном эксперименте, можно утверждать, что плотности атомов (n_a), электронов (n_e) и ионов (n_i) связаны соотношением $n_a = 10n_e = 10Zn_i$, где Z — кратность ионизации [2].

Ниже приведены основные формулы для определения вышеуказанных параметров лазерной плазмы по модели, изложенной в [8]:

$$T = 1,3 \cdot 10^{-3} A_0^{0,22} r_0^{-0,67} I^{0,44} (\text{эВ}), \quad (1)$$

$$n_{e0} = 1 \cdot 10^{20} A_0^{-0,22} r_0^{-2,33} I^{0,56} t \quad (\text{см}^{-3}), \quad (2)$$

$$k = 2 \cdot 10^{-31} n_e n_a \sqrt{T} \lambda^2 \quad (\text{см}^{-1}), \quad (3)$$

$$u = 1,8 \cdot 10^6 \sqrt{T/A_0} \quad (\text{см/с}), \quad (4)$$

где T — температура плазмы, n_{e0} — плотность электронов при начальной стадии образования плазмы, k — коэффициент поглощения в свободно-свободных переходах, u — скорость расширения сферической поверхности плазмы с начальным радиусом r_0 (см), A_0 — атомный вес химического элемента (а.е.м.), I — мощность лазерного излучения (Вт), λ — длина волны поглощаемого света (см). Для вольфрамовой плазмы ($A_0 = 183,85$, $r_0 \approx 3,5 \cdot 10^{-3}$ см, $I = 16$ МВт) получаем $T \approx 57$ эВ, $n_{e0} \approx 10^{20}$ см $^{-3}$, $u \approx 10^6$ см/с. Высокотемпературная плазма быстро охлаждается благодаря расширению, собственному излучению и теплопроводности.

Время термализации электронов и ионов $t_{ie} \approx 1,6 \cdot 10^{-11}$ с, т. е. уже в течение действия лазерного импульса в плазме устанавливается тепловое равновесие между электронами и ионами. Значение коэффициента поглощения $k \approx 24,6$ см $^{-1}$ на длине волны $\lambda = 124$ нм показывает, что для данного источника выполнено условие излучения абсолютно

черного тела: $2kr_0 > 1$. Характерная равновесная температура абсолютного черного тела $T_p \approx 0,6(I \lambda_L^2 / S)^{2/3} \approx 7 \text{ эВ}$, где S — площадь фокуса (см^2), $\lambda_L = 1,064 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ — длина волны излучения лазера [9]. Таким образом, планковский максимум распределения излучения лежит в окрестности длины волны 9000 нм. Этим и объясняется более резкий подъем интенсивности в длинноволновой части спектра.

При умеренных мощностях лазера получается высокотемпературная плазма низкой плотности. В этом случае коэффициент преобразования лазерной энергии в энергию излучения имеет большие значения, достигающие до 30–50% [10]. Чтобы лазерный свет проник в плазменный шар, плазменная частота должна быть ниже частоты лазерного излучения (ν_L). В нашем случае $n_e \approx 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и $\nu_p \approx 8,9 \cdot 10^{13} \times \sqrt{n_e} \approx 8,9 \cdot 10^{13} \text{ Гц} < \nu_L$. Таким образом, учитывая значение k , плотность плазмы и условие $\nu_p < \nu_L$, можно грубо оценить коэффициент преобразования лазерной энергии в ВУФ излучение.

Данная работа была частично поддержана грантом «Mayer Foundation Grant», присужденным Американским физическим обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Виноградов, З. Н. Шляпцев. Квантовая электроника, 14, 5 (1987).
2. С. Breton, R. Papoujar. JOSA, 63, 1225 (1973).
3. Р. К. Carroll, E. T. Kennedy, G. O'Sullivan. Appl. Opt., 19, 1454 (1980).
4. J. M. Bridges, C. L. Cromer, Th. J. McIlrath. Appl. Opt., 25, 2208 (1986).
5. Синхротронное излучение, под ред. К. Куниа, Москва, Мир, 1981.
6. Р. К. Carroll, E. T. Kennedy, G. O'Sullivan. Quant. Electronics, QE-19, 1807 (1983).
7. G. O'Sullivan. J. of Physics B, 16, 3291 (1983).
8. Дж. Даусон. В сб. Действие лазерного излучения, под ред. Ю. П. Райзера, Москва, Мир, 1968.
9. W. T. Silfast, O. R. Wood II. JOSA B, 4, 609 (1987).
10. Ю. М. Васильковский и др. Квантовая электроника, 17, 1310 (1990).

LASER FOCUS PLASMA INVESTIGATION AS A VACUUM ULTRAVIOLET LIGHT SOURCE

G. TC. NERSISYAN, K. R. MIRZOYAN, V. O. PAPANYAN

Vacuum ultraviolet (VUV) radiation (50–250 nm) of laser-produced plasma on a tungsten target is investigated experimentally. Evaluations of plasma temperature, electron density and absorption coefficient showed that the low density high temperature plasma of moderate power laser beam is an effective continuum source of VUV and soft X-ray radiation. A spectrometric set is developed and designed for the aims of VUV spectroscopy.

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МОЩНОСТЬ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА,
ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ РЕНТГЕНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА

А. Г. РОСТОМЯН, А. М. РОСТОМЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 1993 г.)

Рассмотрены интегральные мощности и интегральные интенсивности выходящего из рентгеновского резонатора пучка при прямом и обратном циклах, а также связи между ними при разных значениях параметров падающих пучков. Показано, что на исследуемые зависимости сильно влияют значения параметров падающего излучения.

Рентгеновские германиевые резонаторы (XR) подробно описаны в работах [1÷6], а на их отдельные разработки получены авторские свидетельства [7÷9]. В этих работах изложена теория монолитных и полилитных XR вплоть до их практических применений.

Для выбора оптимальных вариантов резонаторов из большого числа теоретически исследованных сравниваются не только параметры выходящих пучков одной циркуляции в разных резонаторах, но и параметры, соответствующие противоположным циркуляциям одного и того же резонатора. Такими параметрами являются также интегральная мощность и интегральная интенсивность проциркулировавших пучков.

Отметим, что для экспериментальных сравнений значений выходных интегральных мощностей (а также интегральных интенсивностей) при прямом и обратном циклах и для сопоставлений с теоретически полученными результатами надо задать те исходные значения параметров падающих пучков, при которых намереваются провести эксперимент. Это обстоятельство вызвано тем, что связи между вышеупомянутыми параметрами прямого и обратного циклов выражаются разными функциональными зависимостями при разных начальных условиях эксперимента. Разъяснению этой задачи и посвящена настоящая работа. Рассмотрение как интегральной мощности, так и интегральной интенсивности обусловлено тем, что в одних случаях удобно регистрировать интегральную мощность (например, при ионизационной регистрации), а в других случаях—интегральную интенсивность (например, при фотографической регистрации).

В вышеупомянутых работах ради удобства теоретических рассмотрений свойств XR обе циркуляции рассматривались вместе путем определения параметров XR таким образом, чтобы они относились к обоим циркуляциям одновременно. В настоящей работе считаем целесообразным раздельное рассмотрение противоположных циркуляций и, следовательно, раздельное определение параметров, характеризующих обе циркуляции.

Ниже приводятся необходимые обозначения, причем принятые в вышеуказанных работах [1÷9] обозначения относятся к прямой циркуляции, а обозначения в скобках—к обратной циркуляции.

$n(k)$ —текущий номер грани: $1 \leq n \leq w$ ($1 \leq k \leq w$).

Причем, для одной и той же грани в w -гранном резонаторе имеем

$$k = w + 1 - n. \quad (1)$$

$S_n^{(o,h)}(\sigma_k^{(o,h)})$ —сечения n -ого (k -ого) падающего (при верхнем индексе (o)) и дифрагированного (при верхнем индексе (h)) пучков.

$\gamma_{n\lambda}(g_{k\lambda})$ —параметр асимметричности отражений для n -ой (k -ой) грани. Нижний индекс λ показывает зависимость параметра от длины волны, хотя эта зависимость слабая.

$\Gamma(G)$ —обобщенный параметр асимметричности отражений XR , являющийся также параметром фокусировки:

$$\Gamma = G^{-1} = (-1)^w \prod_{n=1}^w \gamma_n^{-1}. \quad (2)$$

Если $|\Gamma| < 1$, то XR работает в режиме пространственной фокусировки и угловой дефокусировки. Если $|\Gamma| > 1$, то, наоборот, XR работает в режиме пространственной дефокусировки и угловой фокусировки. Если $|\Gamma| = 1$, то в XR фокусировка отсутствует.

$\vartheta_{n\lambda}^{(o,h)}(\vartheta_{k\lambda}^{(o,h)})$, $Y_{n\lambda}(Z_{k\lambda})$ —угловые переменные скольжения (o) и отражения (h), а также нормированная угловая переменная пучка от n -ой (k -ой) грани [5, 10, 11]:

$$\vartheta_{n\lambda}^{(o)} = \vartheta_{n\lambda}^{(mo)} + \frac{W_{n\lambda}}{\sqrt{\gamma_{n\lambda}}} Y_{n\lambda}, \quad \vartheta_{k\lambda}^{(o)} = \vartheta_{k\lambda}^{(mo)} + \frac{V_{k\lambda}}{\sqrt{g_{k\lambda}}} Z_{k\lambda}, \quad (3.1)$$

$$\vartheta_{n\lambda}^{(h)} = \vartheta_{n\lambda}^{(mh)} + \sqrt{\gamma_{n\lambda}} W_{n\lambda} Y_{n\lambda}, \quad \vartheta_{k\lambda}^{(h)} = \vartheta_{k\lambda}^{(mh)} + \sqrt{g_{k\lambda}} V_{k\lambda} Z_{k\lambda}, \quad (3.2)$$

где

$$W_{n\lambda} = |\chi_{h_{nr}}| \sin 2\vartheta_{Bn\lambda}, \quad V_{k\lambda} = |\chi_{h_{kr}}| / \sin 2\vartheta_{Bk\lambda}, \quad (4)$$

χ_{nr} —действительная часть h -ой серии Фурье-разложения поляризуемости, $\vartheta_{Bn\lambda}(\vartheta_{Bk\lambda})$ —угол Врэгга, $\vartheta_{n\lambda}^{(mo,mh)}(\vartheta_{k\lambda}^{(mo,mh)})$ —исправленные углы падения (mo) и отражения (mh), соответствующие максимальному значению коэффициента отражения от n -ой (k -ой) грани.

$R_n(Y_{n\lambda}; \lambda)(T_k(Z_{k\lambda}; \lambda))$ —коэффициент отражения пучка от n -ой (k -ой) грани, определяемый из [10].

$P_n^{(o,h)}(Y_{n\lambda}; \lambda)(B_k^{(o,h)}(Z_{k\lambda}; \lambda))$, $P_n^{(o,h)}(\lambda)(B_k^{(o,h)}(\lambda))$, $P_n^{(o,h)}(B_k^{(o,h)})$ —мощность, спектральное распределение мощности и интегральная мощность соответственно для падающего (o) и отраженного (h) пучков для n -ой (k -ой) грани.

$J_n^{(o,h)}(Y_{n\lambda}; \lambda)(I_k^{(o,h)}(Z_{k\lambda}; \lambda))$, $J_n^{(o,h)}(\lambda)(I_k^{(o,h)}(\lambda))$, $J_n^{(o,h)}(I_k^{(o,h)})$ —интенсивность, спектральное распределение интенсивности и интегральная интенсивность соответственно для падающего (o) и отраженного (h) пучков для n -ой (k -ой) грани.

Заметим, что для одной и той же грани (см. (1)):

$$\begin{aligned} \gamma_{n\lambda} &= 1/g_{k\lambda}, & \theta_{Bn\lambda} &= \theta_{Bk\lambda}, \\ W_{n\lambda} &= V_{k\lambda}, & \theta_{n\lambda}^{(m_0, m_h)} &= \theta_{k\lambda}^{(m_h, m_0)}. \end{aligned} \quad (5)$$

Если в одном цикле XR имеем w число отражений, то для прямого и обратного циклов получим:

$$s_1^{(0)} = \gamma_1 s_1^{(h)} = \gamma_1 s_2^{(0)} = \gamma_1 \gamma_2 s_2^{(h)} = \dots = \gamma_1 \gamma_2 \dots \gamma_w s_w^{(h)} = \frac{s_w^{(h)}}{|\Gamma|}, \quad (6.1)$$

$$\sigma_1^{(0)} = g_1 \sigma_1^{(h)} = g_1 \sigma_2^{(0)} = g_1 g_2 \sigma_2^{(h)} = \dots = g_1 g_2 \dots g_w \sigma_w^{(h)} = \frac{\sigma_w^{(h)}}{|G|}, \quad (6.2)$$

где было учтено, что $s_n^{(0)} = s_{n-1}^{(h)}$ и $\sigma_k^{(0)} = \sigma_{k-1}^{(h)}$.

Из (6) видно, что

$$\frac{s_w^{(h)}}{s_1^{(0)}} = \frac{\sigma_1^{(0)}}{\sigma_w^{(h)}} = |\Gamma|. \quad (7)$$

С другой стороны, коэффициент отражения пучка от какой-либо грани определяется как отношение отраженной мощности к падающей [10]:

$$R_n(Y_{n\lambda}; \lambda) = \frac{P_n^{(h)}(Y_{n\lambda}; \lambda)}{P_n^{(0)}(Y_{n\lambda}; \lambda)}, \quad (8.1)$$

$$T_k(Z_{k\lambda}; \lambda) = \frac{B_k^{(h)}(Z_{k\lambda}; \lambda)}{B_k^{(0)}(Z_{k\lambda}; \lambda)}, \quad (8.2)$$

где $Y_{n\lambda}$ и $Z_{k\lambda}$ определяются из (3).

Для общего коэффициента отражения $R_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda)$ ($T_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda)$) всего резонатора за один цикл получим:

$$R_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda) = \prod_{n=1}^w R_n(Y_{n\lambda}(\theta_w^{(h)}); \lambda), \quad (9.1)$$

$$T_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda) = \prod_{k=1}^w T_k(Z_{k\lambda}(\theta_w^{(h)}); \lambda). \quad (9.2)$$

В соответствии с (9.1) и (9.2) для спектральных распределений мощностей при прямом и обратном циклах следует:

$$P_{w,1}^{(h)}(\lambda) = P_1^{(0)}(\lambda) \int R_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda) d\theta_w^{(h)} = \sqrt{\gamma_{w\lambda}} W_{w\lambda} P_1^{(0)}(\lambda) \int R_{w,1}(Y_{w\lambda}(\theta_w^{(h)}); \lambda) dY_{w\lambda}, \quad (10.1)$$

$$\begin{aligned} B_{w,1}^{(h)}(\lambda) &= B_1^{(0)}(\lambda) \int T_{w,1}(\theta_w^{(h)}; \lambda) d\theta_w^{(h)} = \\ &= \sqrt{g_{w\lambda}} V_{w\lambda} B_1^{(0)}(\lambda) \int T_{w,1}(Z_{w\lambda}(\theta_w^{(h)}); \lambda) dZ_{w\lambda} = \\ &= \frac{B_1^{(0)}(\lambda)}{P_1^{(0)}(\lambda)} |\Gamma| P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \end{aligned} \quad (10.2)$$

где принято, что падающее излучение $P_1^{(0)}(B_1^{(0)})$ имеет равномерное распределение по всем углам $\theta_1^{(0)}(\theta_1^{(0)})$.

Таким образом, для спектральных распределений мощностей и интенсивностей прямых и обратных циклов имеем:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda) = \frac{B_1^{(0)}(\lambda)}{P_1^{(0)}(\lambda)} |\Gamma| P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \quad (11.1)$$

$$I_{w,1}^{(h)}(\lambda) = \frac{I_1^{(0)}(\lambda)}{J_1^{(0)}(\lambda)} |\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \quad (11.2)$$

Как видно из полученных формул, связи между исследуемыми параметрами зависят от отношений значений падающих пучков: $B_1^{(0)}/P_1^{(0)}$ и $I_1^{(0)}/J_1^{(0)}$.

Теперь рассмотрим три возможных варианта эксперимента.

а) Пусть при обратном и прямом циклах в XR входят равные по сечениям и одинаковые по спектральным распределениям и интенсивности пучки: $\sigma_1^{(0)} = S_1^{(0)}$, $I_1^{(0)}(\lambda) = J_1^{(0)}(\lambda)$ и, следовательно, $B_1^{(0)}(\lambda) = P_1^{(0)}(\lambda)$. В этом случае из (11) получим:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda) = |\Gamma| P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \quad I_{w,1}^{(h)}(\lambda) = |\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \quad (12)$$

б) Пусть при обратном цикле в XR входит пучок такой ширины, какой имеет выходящий пучок при прямом цикле, а спектральные распределения интенсивностей в обоих случаях равны: $\sigma_1^{(0)} = S_w^{(h)}$, $I_1^{(0)}(\lambda) = J_w^{(h)}(\lambda)$ и, следовательно, $B_1^{(0)}(\lambda) = |\Gamma| P_1^{(0)}(\lambda)$. В этом случае из (11) получим:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda) = \Gamma^2 P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \quad I_{w,1}^{(h)}(\lambda) = |\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \quad (13)$$

в) Пусть в этом случае $\sigma_1^{(0)} = S_w^{(h)}$, как в случае б), но теперь одинаковые падающие спектральные распределения мощностей $\sigma_1^{(0)} = S_w^{(h)}$, $B_1^{(0)}(\lambda) = P_1^{(0)}(\lambda)$, следовательно, $I_1^{(0)}(\lambda) = J_1^{(0)}(\lambda)/|\Gamma|$. В этом случае имеем:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda) = |\Gamma| P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \quad I_{w,1}^{(h)}(\lambda) = \Gamma^2 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \quad (14)$$

Аналогичные формулы получаются и для интегральных мощностей и интегральных интенсивностей при интегрировании формул (11—14). Для краткости приводим только общие формулы, аналогичные (11):

$$B_{w,1}^{(h)} = \frac{B_1^{(0)}}{P_1^{(0)}} |\Gamma| P_{w,1}^{(h)}, \quad (15.1)$$

$$I_{w,1}^{(h)} = \frac{I_1^{(0)}}{J_1^{(0)}} |\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}. \quad (15.2)$$

Таким образом, видно, что в зависимости от условий эксперимента (от значений параметров падающих пучков) связи между интегральными мощностями и интегральными интенсивностями при прямом и обратном циклах совершенно разные. Причем, если регистрация

выходящего пучка производится ионизационным методом со сравнительно широкой щелью, нужно использовать формулу для мощностей ($B^{(h)}=f_1(P^{(h)})$). В случае фотографической регистрации нужно пользоваться формулами для интенсивностей ($J^{(h)}=f_2(I^{(h)})$).

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян. ДАН Арм.ССР, 64, № 4, 228 (1977).
2. А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян. ДАН СССР, 238, № 1, 73 (1978).
3. А. Н. Rostomyan, P. H. Bezirganyan. Acta Cryst., A34, № S4, 240 (1978).
4. А. М. Ростомян, А. Г. Ростомян. Изв АН Арм.ССР, Физика, 20, 217 (1985).
5. А. Н. Rostomyan, P. H. Bezirganyan, A. M. Rostomyan. Phys Stat. Sol. (a), 116, 483 (1989).
6. А. Н. Rostomyan, A. M. Rostomyan, P. H. Bezirganyan. Phys. Stat. Sol. (a), 116, 493 (1989).
7. А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян. А. с. 714506 (СССР), БИ, 1980, № 5.
8. А. Г. Ростомян, М. А. Месропян. А. с. 1390550 (СССР), БИ, 1988, № 15.
9. А. Г. Ростомян, А. М. Ростомян. А. с. 1539863 (СССР), БИ, 1990, № 4.
10. A. Fingerland. Acta Cryst., A27, 280 (1971).
11. А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян. Сборник материалов юбилейных научных сессий к 60-летию ЕГУ. Ереван, с. 91 (1981).

ՌԵՏՐՈՆԱՆԿԱՆՈՒՄԻՆԻՑ ԴՈՒՐՍ ԵԿՈՂ ՓՆՋԵՐԻ ԻՆՏԵՆՏՈՒԿ ՀՁՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Հ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Ա. Մ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Դիտարկված են ունեցելու անգոնատորներից դուրս եկող փնջերի ինտենզիտետները և ինտենզիտետային կապերը ուղիղ և հակադարձ ցիկլերի, ինչպես նաև նրանց միջև կապը ընկնող փնջի պարամետրերի տարրերի արժեքների դեպքում: Ստացվել է, որ ըննարկված առնչությունները խստորեն կախված են ընկնող ճառագայթման պարամետրերի արժեքներից:

INTEGRAL POWER AND INTENSITY OF THE BEAM EXITED FROM THE X-RAY RESONATOR

A. H. ROSTOMYAN, A. M. ROSTOMYAN

The integral powers and integral intensities of the beams exited from the X-ray resonator for direct and opposite circulations and the coupling between them for different values of exited beam parameters are discussed. It is obtained that the discussed correlations is in strong dependence on the exited beam parameters.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ТОНКОЙ КВАНТУЮЩЕЙ
ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКЕ С НЕПАРАБОЛИЧЕСКИМ
ЗАКОНОМ ДИСПЕРСИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА

А. П. ДЖОТЯН, Э. М. КАЗАРЯН, Ю. В. КАРАКАШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 марта 1993 г.)

Исследованы энергетический спектр и плотность состояний, а также межзонное поглощение света в квантующих проволоках с непараболическим законом дисперсии носителей заряда. Рассмотрено также влияние кулоновского взаимодействия частиц на спектральную кривую межзонного поглощения. Учет непараболическости закона дисперсии носителей заряда приводит к существенному смещению линии поглощения на основное состояние одномерного экситона.

В достаточно тонких проволоках, где длина волны де-Бройля носителей заряда сравнима с радиусом сечения, имеют место квантовые размерные эффекты (КРЭ) [1]. В работе [1] вычислены энергетический спектр носителей и плотность состояний в тонкой проволоке с учетом КРЭ в случае стандартного закона дисперсии ($E=p^2/2m$). Межзонное поглощение света в квантующих проволоках при параболическом законе дисперсии носителей заряда рассмотрено в [2].

Как правило, закон дисперсии в реальных полупроводниках имеет более сложный вид. Так, например, в полупроводниковых соединениях типа A^3B^5 , как показал Кейн [3], учет «взаимодействия» зон приводит к непараболическости закона дисперсии носителей заряда. В частности, в двузонном приближении

$$E_{c,v}(k) = \pm \frac{E_g}{2} \left[1 + \left(\frac{2\hbar s k}{E_g} \right)^2 \right]^{1/2} - \frac{E_g}{2},$$

где $E_g = 2m_n s^2$ — ширина запрещенной зоны, m_n — эффективная масса электрона на дне зоны проводимости, s — параметр, пропорциональный матричному элементу «взаимодействия» зон, имеющий размерность скорости (для $InSb$ $s \approx 10^8$ см/с), k — волновой вектор частицы.

Будем предполагать, что в тонких проволоках полупроводниковых соединений A^3B^5 сохраняется изотропный кейновский закон дисперсии носителей заряда. С учетом этого в настоящей работе исследуются энергетический спектр и плотность состояний, а также межзонное поглощение света в квантующих проволоках с непараболическим законом дисперсии для носителей заряда. Рассмотрено влияние кулоновского взаимодействия частиц на спектральную кривую поглощения.

1. Энергетический спектр и плотность состояний

Как и в работе [1], энергетический спектр носителей заряда определим из условия обращения волновой функции в нуль на границе проволоки, что эквивалентно аппроксимации ее потенциала бесконечно глубокой потенциальной ямой. Будем рассматривать проволоку («ус») с круглым сечением радиуса R_0 .

Уравнение Шредингера для одной свободной частицы с кейновским законом дисперсии имеет вид

$$\left[-\hbar^2 s^2 \Delta + \frac{E_g^2}{4} - \left(E + \frac{E_g}{2} \right)^2 \right] \psi(r) = 0, \quad (1.1)$$

решением которого для носителей заряда с учетом одномерной зонной структуры вдоль оси проволоки является

$$\psi_{l,mnk}(r) = \frac{1}{(SL)^{1/2} J_{|m|+1}(\lambda_n^{|m|})} J_{|m|} \left(\lambda_n^{|m|} \frac{r}{R_0} \right) e^{im\varphi} e^{ikz} u_{lk}(z), \quad (1.2)$$

где S —площадь поперечного сечения, L —длина проволоки, магнитное квантовое число m нумерует функции Бесселя $J_{|m|}(x)$ ($m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), $\lambda_n^{|m|}$ —значение n -го корня функции Бесселя, l —зонный индекс, $u_{lk}(z)$ —одномерные амплитуды функций Блоха.

Энергетический спектр невырожден и непрерывен по одному квантовому числу:

$$E_{nmk} = \frac{1}{2} \left[E_g^2 + 4\hbar^2 s^2 k^2 + \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2} - \frac{E_g}{2}, \quad (1.3)$$

что также может быть записано в виде

$$E_{nmk}(E_{nmk} + E_g) = \frac{\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} + \hbar^2 s^2 k^2, \quad (1.4)$$

где k —волновой вектор носителя заряда вдоль оси проволоки.

Стандартная процедура вычисления плотности состояний на единицу объема приводит к выражению:

$$g(E) = \frac{(2m_n)^{1/2}}{2\pi\hbar S} \sum_{n,m} \frac{2}{E_g^{1/2}} \frac{E + \frac{E_g}{2}}{\left[\left(E + \frac{E_g}{2} \right)^2 - \frac{E_g^2}{4} - \frac{\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2}}. \quad (1.5)$$

2. Коэффициент поглощения света

Воспользуемся известным выражением для коэффициента поглощения света

$$\alpha(\omega) = \frac{\chi^{1/2}}{c} \sum_{s,s'} f_s (1 - f_{s'}) \frac{2\pi}{\hbar} |\langle s | H_I | s' \rangle|^2 \delta(E_{s'} - E_s - \hbar\omega), \quad (2.1)$$

где ω , c —частота и скорость света, χ —диэлектрическая проницаемость среды, f_s , $f_{s'}$ —функции распределения для начального и конечного состояний, E_s , $E_{s'}$ —энергии этих состояний, s , s' —совокуп-

ность квантовых чисел, характеризующих начальное и конечное состояния электрона в тонкой проволоке. Гамильтониан взаимодействия света со средой имеет вид

$$H_i = -\frac{ie\hbar}{m_0c} (A\vec{\Delta}), \quad (2.2)$$

где A —вектор-потенциал падающей световой волны, m_0 —масса свободного электрона.

Как и в [2], предполагается наличие одномерной зонной структуры проволоки, обуславливающей возможность продольных междузонных переходов при взаимодействии со световой волной соответствующей поляризации.

Рассмотрим междузонные переходы в тонкой полупроводниковой проволоке с изотропным кейновским законом дисперсии для носителей заряда в двузонном приближении при $T=0$ ($f_v=1$, $f_c=0$) при $q_z \ll k$ (q_z — z -компонента вектора световой волны), то есть при вертикальных переходах. При этом нельзя пренебречь поперечной компонентой q_{\perp} волнового вектора световой волны из-за неопределенности волнового вектора электрона в плоскости, перпендикулярной оси проволоки.

С учетом (1.3) запишем выражения для начального и конечного состояний носителей заряда в проволоке в виде

$$E_{s',s} = E_{c,v} = \pm \frac{1}{2} \left[E_g^2 + 4\hbar^2 s^2 k^2 + \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2} - \frac{E_g}{2}. \quad (2.3)$$

(За начало отсчета энергии берется дно зоны проводимости).

Для коэффициента междузонного поглощения при разрешенных переходах, следуя работе [2], имеем:

$$\alpha_p = \frac{16\pi^2 e^2 \hbar^2}{\chi^{1/2} c m^2 \omega L S} \cos^2 \beta |L_{cv}(0)|^2 \times \sum_{m,m';n,n'} K_{mn}^{m'n'}(q_{\perp} R_0) \int dk \delta(\hbar\omega - E_{s'} + E_s), \quad (2.4)$$

где

$$L_{cv}(k) = \frac{1}{L} \int_0^1 u_{ck}^*(z) \frac{du_{vk}(z)}{dz} dz, \quad (2.5)$$

$$K_{mn}^{m'n'}(q_{\perp} R_0) = \left[2 \int_0^1 \frac{J_{|m'|}(\lambda_n^{|m'|} x) J_{|m|}(\lambda_n^{|m|} x)}{J_{|m'|+1}(\lambda_n^{|m'|}) J_{|m|+1}(\lambda_n^{|m|})} J_{|m'-m|}(q_{\perp} R_0 x) x dx \right]^2, \quad (2.6)$$

β —угол между вектором поляризации световой волны и осью oz .

Коэффициент поглощения при разрешенных переходах можно представить в виде

$$\alpha_p(\omega) = \alpha_{op}(\omega) + \delta\alpha_p, \quad (2.7)$$

где

$$\alpha_{op} = \frac{B}{\hbar s} \cos^2 \beta |L_{cv}(0)|^2 \sum_{n,m} \frac{\hbar\omega}{\left[\hbar^2 \omega^2 - E_g^2 - \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2}}, \quad (2.8)$$

$$B = \frac{16\pi^2 e^2 \hbar^2}{z^{1/2} c m^2 \omega^2 L_S} \quad (2.9)$$

а малая добавка $\delta\alpha_p$, пропорциональная $(q_{\perp} R_0)^2$ (для *InSb* $q_{\perp} R_0 \approx 0,1$ при $R_0 \approx 100 \text{ \AA}$), определяется правилами отбора

$$\delta\alpha_p = \begin{cases} \delta\alpha_{m,m'+1} & m' = m - 1 \\ \delta\alpha_{m,m'-1} & m' = m + 1 \end{cases} \quad (2.10)$$

В случае запрещенных переходов, когда $L_{cv}(0) = 0$, а $L'_{cv}(0) \neq 0$, пренебрегая членами, пропорциональными $(q_{\perp} R_0)^2$, получаем

$$\alpha_{03} = \frac{1}{4\hbar^3 s^3} B \cos^2 \theta |L'_{cv}(0)|^2 \sum_{n,m} \hbar \omega \left[\hbar^2 \omega^2 - E_g^2 - \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{(m)})^2}{R_0^2} \right]^{1/2} \quad (2.11)$$

В области малых энергий выражения (2.8) и (2.11) для коэффициентов поглощения, для разрешенных и запрещенных переходов, как и выражение (1.5) для плотности состояний, переходят в соответствующие выражения для проволоки со стандартным законом дисперсии носителей заряда [1,2]. В общем случае, как и следовало ожидать, учет непараболичности закона дисперсии носителей заряда приводит к увеличению плотности состояний в каждой из проволочных подзон и вследствие этого к росту межзонного поглощения света (как для разрешенных, так и для запрещенных переходов) по сравнению со случаем стандартного закона дисперсии (рис. 1). Одним из

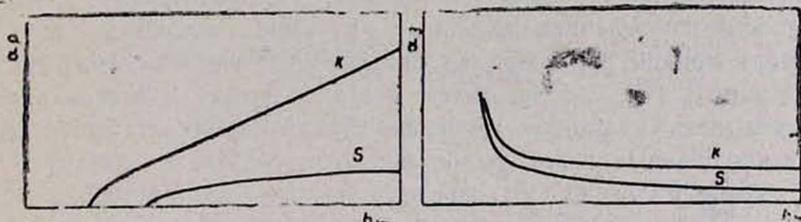


Рис. 1. Ход кривых поглощения для разрешенных (а) и запрещенных переходов в тонкой проволоке в одной проволочной подзоне в случае стандартного (s) и кейновского (к) законов дисперсии носителей заряда

проявлений непараболичности закона дисперсии является сдвиг края поглощения в область малых энергий, существенный при малых радиусах «усов» (при $R_0 \approx 100 \text{ \AA}$ $\Delta \hbar \omega \approx 10^{-2}$ эВ).

3. Учет экситонных эффектов

Учет экситонных эффектов приводит к вычислению известного экситонного множителя S_{ex} [4]:

$$S_{ex} = \begin{cases} |\Phi(0)|^2 & \text{— для разрешенных переходов} \\ |\Phi'(0)|^2 & \text{— для запрещенных переходов.} \end{cases}$$

Здесь $\Phi(z)$ — решение уравнения Шредингера для кейновского экситона в тонкой проволоке в системе центра инерции:

$$\left[-4\hbar^2 s^2 \Delta + E_g^2 - \left(E + E_g + \frac{e^2}{z|z|} \right)^2 \right] \Phi(z) = 0. \quad (3.2)$$

Рассмотрим отдельно решения в области дискретного и непрерывного спектров.

а) Дискретный спектр

Решение (3.2) имеет вид

$$\Phi_0(z) = \frac{1}{(z_s a_0)^{1/2}} \exp\left(-\frac{|z|}{z_s a_0}\right), \quad N=0, \quad (3.3)$$

$$\Phi_N(z) = \left[\frac{2}{a_0^3 N^3 (N+1)^3} \right]^{1/2} z \exp\left(-\frac{|z|}{a_0 N}\right) L_N^1\left(\frac{2|z|}{a_0 N}\right), \quad N=1, 2, \dots, \quad (3.4)$$

где $L_N^1(z)$ — полиномы Лагерра.

Величина $\lambda_s = z_s a_0 = \hbar/\mu s$ (μ — приведенная масса экситона), входящая в выражение для волновой функции основного состояния, представляет собой аналог комптоновской длины волны $\lambda = \hbar/\mu c$, являющейся характерной величиной волновой функции основного состояния одномерного релятивистского атома водорода [5].

Таким образом, учет непараболичности приводит к локализации волновой функции основного состояния экситона в конечной области с характерным размером λ_s . Вследствие этого трудности, связанные с δ -образным поведением волновой функции основного состояния экситона в тонкой проволоке со стандартным законом дисперсии носителей заряда [6], уже не имеют места, и потому в тонкой проволоке с кейновским законом дисперсии реализуются как разрешенные, так и запрещенные переходы на основное состояние экситона.

В случае разрешенного перехода на основное состояние

$$S_{ex} = |\Phi_0(0)|^2 = \frac{1}{\lambda_s}. \quad (3.5)$$

В случае запрещенного перехода на основное состояние

$$S_{ex} = |\Phi'_0(0)|^2 = \frac{1}{\lambda_s^3}. \quad (3.6)$$

Очевидно, что разрешенные переходы на возбужденные экситонные уровни ($N=1, 2, \dots$) отсутствуют, так как волновые функции в начале координат обращаются в нуль.

При запрещенных переходах на возбужденные уровни

$$S_{ex} = |\Phi'_N(0)|^2 = \frac{1}{a_0^3 N^3}, \quad N=1, 2, \dots \quad (3.7)$$

Вид S_{ex} в этом случае совпадает с результатом [2].

Как и в [2], возникает система уровней экситонных состояний,

повешенных под дном каждой подзоны размерного квантования. При этом в случае непараболического закона дисперсии носителей, линия поглощения на основное состояние одномерного экситона существенно отделена от других; действительно, энергия основного состояния экситона $E_0 = \mu s^2 \alpha_s = \alpha_s \frac{E_g}{4}$ (для $InSb$ $\alpha_s \approx 10^{-1}$, $E_0 \approx 0,02$ эВ). Существенно меняется также отношение интенсивностей линий поглощения для запрещенных переходов на основное и первое возбужденное состояния: $S_{ex}^{(0)}/S_{ex}^{(1)} \approx 500$.

б) Непрерывный спектр

Решение уравнения Шредингера (3.2) в области непрерывного спектра имеет вид

$$\Phi = C|z| \exp(-ie'|z|) F(1 + i\lambda'; 2, 2ie'|z|), \quad (3.8)$$

где

$$i\lambda' = \frac{\alpha_s(E + E_g)}{(E_g^2 - (E + E_g)^2)^{1/2}}, \quad ie' = \frac{1}{2\hbar s} (E_g^2 - (E + E_g)^2)^{1/2}. \quad (3.9)$$

В приближении $E \ll E_g$

$$\lambda' = \left[\frac{R_{ex}}{2E} \right]^{1/2}, \quad \varepsilon' = \frac{1}{a_0} \left[\frac{2E}{R_{ex}} \right]^{1/2} \quad (3.10)$$

(R_{ex} — ридберговская энергия экситона), и потому в кулоновых единицах

$$\Phi = C|z| \exp(-i(2E)^{1/2}|z|) F\left(1 + \frac{i}{(2E)^{1/2}}; 2; i(2E)^{1/2}|z|\right). \quad (3.11)$$

Из условия нормировки получаем для C :

$$C = \left[\int_0^1 |z|^2 \exp(-i(2E)^{1/2}|z|) F\left(1 + \frac{i}{(2E)^{1/2}}; 2; i(2E)^{1/2}|z|\right)^2 dz \right]^{-1/2}. \quad (3.12)$$

Данный интеграл вычислялся в [7]:

$$C^2 = \frac{2\pi}{(2E)^{1/2} \left[1 - \exp\left(\frac{2\pi}{(2E)^{1/2}}\right) \right]}. \quad (3.13)$$

Спектр кейновского экситона в области непрерывного спектра дается выражением

$$E_{total} = E_g + E_{m',c}^n + E_{m,v}^n + E, \quad (3.14)$$

где

$$E = \frac{R_{ex}}{\gamma^2}, \quad E_{m',c}^n = \frac{\hbar^2(\lambda_n^{m'})^2}{2m_n R_0^2}, \quad E_{m,v}^n = \frac{\hbar^2(\lambda_n^{|m|})^2}{2m_n R_0^2}.$$

Как видно из (3.11), при оптическом поглощении в непрерывном спектре разрешенные переходы отсутствуют, а для запрещенных переходов коэффициент поглощения пропорционален

$$|\Phi'(0)|^2 = \frac{2\pi\gamma}{1 - \exp(-2\pi\gamma)}, \quad (3.15)$$

где

$$\gamma = \left[\frac{R_{ex}}{\hbar\omega - E_g - E_{m',c}^n - E_{m,v}^n} \right]^{1/2}. \quad (3.16)$$

С учетом экситонных эффектов коэффициент поглощения имеет вид

$$\alpha_3(\omega) = \sum \alpha_{03}(\omega) |\Phi'(0)|^2, \quad (3.17)$$

где суммирование ведется по всем подзонам размерного квантования. В пренебрежении членами, пропорциональными квадрату малого параметра $q_{\perp} R_0$, для пороговой энергии $\hbar\omega = \left[E_g^2 + \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2}$

коэффициент поглощения в отдельной проволочной подзоне, как следует из (2.11),

$$\alpha_{03}^{(m,n)}(\omega) = 0.$$

При учете экситонных эффектов $\alpha_3^{(m,n)}$ отличен от нуля

$$\begin{aligned} \alpha_3^{(m,n)} \approx & \frac{B}{4\hbar^3 s^3} \cos^2 \beta |L'_{cv}(0)|^2 \hbar\omega \left[\hbar^2 \omega^2 - E_g^2 - \frac{4\hbar^2 s^2 (\lambda_n^{|m|})^2}{R_0^2} \right]^{1/2} \times \\ & \times 2\pi R_{ex}^{1/2} |\hbar\omega + E_g + E_{m,c}^n + E_{m,v}^n|^{1/2}. \end{aligned} \quad (3.18)$$

При энергиях, больших пороговой,

$$\begin{aligned} \alpha_3^{(m,n)} \approx & \frac{B}{4\hbar^3 s^3} \cos^2 \beta |L'_{cv}(0)|^2 \hbar\omega \times \\ & \times \frac{2\pi R_{ex}^{1/2} |\hbar\omega + E_g + E_{m,c}^n + E_{m,v}^n|^{1/2}}{1 - \exp \left[-2\pi \left[\frac{R_{ex}}{\hbar\omega - E_g - E_{m',c}^n - E_{m,v}^n} \right]^{1/2} \right]}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

Таким образом, в области непрерывного кулоновского спектра учет непараболичности также приводит к некоторому возрастанию коэффициента межзонного поглощения.

При больших энергиях падающей волны экситонные эффекты, как и следовало ожидать, уже не играют существенной роли, и (3.19) переходит в выражение (2.11) для коэффициента поглощения при запрещенных переходах в тонких проволоках с кейновским законом дисперсии носителей заряда. Качественный ход кривой поглощения

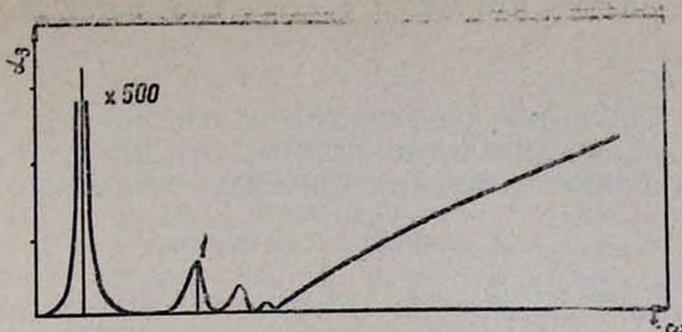


Рис. 2. Качественный ход кривой поглощения для запрещенных переходов в тонкой проволоке при учете экситонных эффектов в случае кейновского закона дисперсии носителей заряда (в одной проволочной подзоне).

для запрещенных переходов в тонкой проволоке при учете экситонных эффектов для кейновского закона дисперсии носителей заряда представлен на рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).
2. Э. М. Казарян, А. А. Киракосян. Сб. ВИМИ Репорт В4 (1975).
3. Е. О. Кане. J. Phys. Chem. Solids, 1, 249 (1957)
4. Оптические свойства полупроводников A^3B^5 . Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и А. Бира. М., Мир, 1970.
5. Н. Н. Spector, J. Lee. Am. J. Phys., 53, 248 (1985).
6. R. Loudon. Am. J. Phys., 27, 649 (1959).
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика. М., Наука, 1989.

ՆՈՒՅՄԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՅՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐՈՒՄ ԼԻՑՔԱԿԻՐՆԵՐԻ ՈՉ ՊԱՐԱՐՈՂԱԿԱՆ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՕՐԵՆՔԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ա. Պ. ԶՈՒՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Վ. ԿԱՐԱԿԱՇԱՆ

Լիցքակիրների ոչ պարարտական օրենքի դեպքում ուսումնասիրված են էներգետիկ սպեկտրը և վիճակների խտությունը, ինչպես նաև լույսի միջզոտիական կլանումը բաժանաչված լարերում: Դիտարկված է նաև մասնիկների կուլոնյան փոխազդեցության ազդեցությունը միջզոտիական կլանման սպեկտրային կորի վրա: Լիցքակիրների դիսպերսիայի օրենքի ոչ պարարտականության հաշվառումը բերում է միաշափ էքսիտոնի հիմնական վիճակին համապատասխանող կլանման գծի զգալի շեղման:

LIGHT ABSORPTION IN THIN QUANTIZING SEMICONDUCTOR WIRES WITH NON-PARABOLIC LAW OF DISPERSION OF CHARGE CARRIERS

A. P. DJOTIAN, E. M. KAZARIAN, Y. V. KARAKASHIAN

Interband absorption of light in a quantizing wire with non-parabolic dispersion law of charge carriers, as well as energy spectrum and state densities are studied. The effect of Coulomb interaction between particles on the spectral curve of interband absorption is considered. Non-parabolic dispersion law of charge carriers leads to an essential displacement of absorption line to ground state of one-dimensional exciton.

МЕХАНИЗМ ГЕНЕРАЦИИ АНОМАЛЬНОГО ФОТОВОЛЬТАИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В КЕРАМИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ $YBaCuO$

А. М. КЕЧИЯНЦ, В. Е. МКРТЧЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 27 июля 1993г.)

Показано, что возникновение аномального фотоэлектрического отклика в керамических образцах $YBaCuO$ можно объяснить генерацией и диффузией неравновесных носителей заряда в объеме зерен, образующих образец. Этот механизм качественно объясняет аномальные свойства исследуемого фотоэффекта и совпадает с механизмом генерации аномального фотоэлектрического отклика в поликристаллических пленках $YBaCuO$.

Недавно было обнаружено, что вдоль поверхности высокотемпературного сверхпроводника $YBaCuO$, при температуре образца выше критической температуры перехода $YBaCuO$ в сверхпроводящее состояние T_c луч лазера индуцирует фотоэлектрическое напряжение, которое обладает рядом аномальных свойств [1—6], напоминающих известный в физике полупроводников аномальный фотовольтаический эффект (АФЭ) [7—10].

То, что $YBaCuO$ проявляет свойства, напоминающие полупроводник, не является полной неожиданностью. Известны и другие случаи проявления полупроводниковых свойств в этом соединении [11—13]. Например, уменьшение электрического сопротивления пленок $YBaCuO$ под действием света [12, 13]. Причина такого поведения до сих пор не выяснена. Возможно, что существование полупроводниковых свойств у $YBaCuO$ связано с существованием у этого материала перехода металл-диэлектрик, который происходит при легировании образца $YBaCuO$ кислородом. Не вдаваясь в подробности возникновения полупроводниковых свойств, заметим, что такие «полупроводниковые» свойства, как генерация неравновесных носителей заряда светом и долговременная релаксация этих носителей в равновесное состояние [11—13], а также локализация подвижных носителей заряда на примесях [14] наблюдаются не только в диэлектрической, но и металлической фазе пленок $YBaCuO$.

По аналогии с моделью АФЭ в полупроводниках [8], недавно была построена модель генерации аномального фотоэлектрического отклика в пленках высокотемпературных сверхпроводников [7], которая качественно объяснила аномальные свойства обнаруженного явления. Эта модель рассматривала генерацию светом и диффузию неравновесных носителей заряда в отдельном зерне поликристалличе-

ской пленки $YBaCuO$ и релаксацию этих носителей к равновесию на границах этого зерна, как причину возникновения фотовольтаического отклика в пленках $YBaCuO$. Новые экспериментальные данные [5, 6] подтверждают исходные положения теории. В то же время появились сообщения, что фотовольтаический отклик наблюдается не только в пленках, но и в керамических образцах $YBaCuO$ [3].

В предлагаемой статье проанализированы результаты экспериментальных данных и показано, что модель, примененная для поликристаллической пленки $YBaCuO$, может быть успешно применена и для объяснения фотонапряжения, возникающего в керамических образцах $YBaCuO$.

Известно, что генерируемое фотонапряжение и его свойства сильно меняются от образца к образцу, однако общие свойства образцов позволяют однозначно строить исходную модель. Так, например, установлено, что (I) образцы состоят из зерен [3, 5]; (II) кристаллографическая ось C зерен смещена на угол φ по отношению к нормали к подложке [5]; (III) ориентация подложки определяет как наклон оси C , так и наклон самого зерна $YBaCuO$ по отношению к нормали к подложке [5]; (IV) фотонапряжение пропорционально углу наклона φ [6]; (V) фотонапряжение сильно зависит от степени разориентации оси C [6]; (VI) фотонапряжение пропорционально длине освещаемого участка между электродами и не зависит от ширины образца, если лазерный луч покрывает всю ширину образца [6]. Все это указывает на то, что либо в зернах, либо на границе раздела зерен лазерный луч генерирует микроскопические фотонапряжения, которые, складываясь, дают то результирующее фотонапряжение, которое измеряется между электродами на поверхности образца.

Другая группа экспериментов показывает, что (VII) фотонапряжение не зависит от поляризации лазерного луча [3, 5]; (VIII) фотонапряжение исчезает при охлаждении образца ниже T_c [1—6]; (IX) фотонапряжение пропорционально сопротивлению образца $YBaCuO$ [3]. Поскольку сопротивление образца шунтирует напряжение, которое возникает между электродами на концах образца, то ясно, что исследуемый фотоэффект возникает не из-за особенностей кристаллографической структуры материала или того, что материал является сверхпроводником, а из-за того, что лазерный луч индуцирует электрический ток в зернах $YBaCuO$.

Таким образом, предметом исследования является электрический ток, генерируемый светом в зернах $YBaCuO$. В этом плане интересно, что (X) при многократном термоциклировании кривая зависимости сопротивления от температуры остается неизменной, тогда как кривая зависимости фотонапряжения от температуры каждый раз меняется [6]; (XI) на воздухе у $YBaCuO$ поверхность стабилизируется полуразрушенным слоем, состоящим из цепочек $Cu-O$, который в свою очередь покрыт другим очень тонким аморфным слоем и взаимодействует с воздухом [15]. Образующийся в результате двойной слой очень чувствителен к изменениям газового окружения по-

верхности образца и к изменениям состава примесей на его поверхности и поэтому меняется случайным образом при термоциклировании образца [15]. Следовательно, эксперименты с термоциклированием указывают на то, что исследуемый фотоэффект чувствителен к состоянию поверхности образца. А раз так, то это еще раз указывает на то, что исследуемый фотоэффект возникает из-за неравновесных носителей, которые создаются светом в объеме зерен $YBaCuO$ [11—13], диффундируют к границами зерен и релаксируют к равновесию на поверхности образца [7].

Результаты других измерений подтверждают эту точку зрения. Эти измерения тесным образом связаны с микроскопическим механизмом, ответственным за возникновение исследуемого фотоэффекта, и показывают, что фотоэффект чувствителен к параметрам, которые влияют на диффузию и определяют распределение неравновесных носителей заряда в зернах $YBaCuO$. Например, исследование фотоотклика показывает, что (XII) отсутствует задержка во времени между включением импульса лазера и началом фотоотклика (точность измерительной аппаратуры была 5 нс) [2]; (XIII) продолжительность электрического отклика, индуцированного импульсным лазером, была короче в более тонких пленках [2]; (XIV) электрический отклик, который индуцирует импульсный лазер высокой мощности в пленке $YBaCuO$, имеет быстро и медленно затухающие составляющие [2—4], тогда как в керамическом образце имеется только быстрая составляющая отклика [3]. Эта серия измерений указывает на то, что генерация неравновесных носителей заряда, диффузия этих зарядов и возникновение электрического отклика происходят одновременно. Если изменить способ освещения, то есть освещать не поверхность образца, а ее обратную сторону, то оказывается, что (XV) в случае импульсного лазера полярность напряжения на керамическом образце не меняется [3], тогда как в случае пленки быстрая составляющая фотонапряжения меняет полярность, а медленная составляющая не меняет [2]; (XVI) в случае освещения текстурированной пленки высокого качества непрерывным лазером изменение способа освещения не меняет полярности фотонапряжения [5, 6]. Если менять угол, под которым луч лазера падает на поверхность образца, то оказывается, что (XVII) в случае текстурированной пленки высокого качества фотонапряжение вообще не зависит от угла падения лазерного луча [6], тогда как на пленке худшего качества возникает зависимость от θ , где θ — угол между направлением падения луча лазера и нормалью к поверхности пленки [3]; (XVIII) в случае керамического образца индуцируемое напряжение меняет полярность при $\theta=0$ [3]. В этой серии экспериментов образцы отличались степенью шероховатости освещаемой поверхности. Так как шероховатость поверхности затеняет объем зерен, то все это еще раз подтверждает связь механизма генерации электрического отклика в образцах $YBaCuO$ с генерацией и движением неравновесных носителей в объеме зерна.

Наконец, при изменении длины волны света оказывается, что (XIX) в текстурированных пленках фотоотклик не зависит от длины волны света [3], тогда как в керамических образцах большие фотонапряжения возникают при освещении короткими длинами волн [3]. Так как коротковолновый свет поглощается в основном в приповерхностном слое образца, то эти эксперименты указывают на то, что именно поверхностным слоем и его шероховатостью определяется генерация электрического отклика в керамических образцах.

Таким образом, имеющиеся факты указывают на то, что геометрическая форма зерен, их расположение на поверхности и диффузия неравновесных носителей заряда в объеме зерен $YBaCuO$ ответственны за возникновение исследуемого фотоэффекта. По аналогии с поликристаллической пленкой [7] рассмотрим диффузию неравновесных носителей заряда в зернах керамического образца. С целью математического упрощения задачи будем считать, что поверхностный слой зерен керамического образца $YBaCuO$ состоит из одинаковых столбиков (см. рис.). Такое упрощение было сделано и при

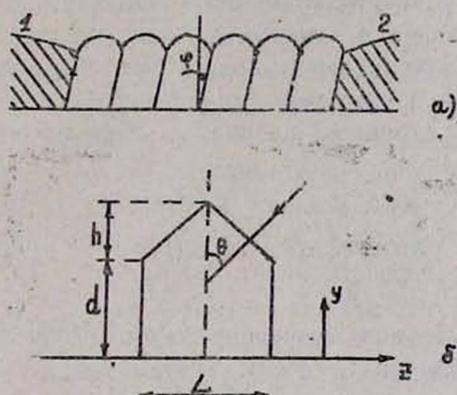


Рис. а) Распределение зерен $YBaCuO$ на поверхностном слое керамического образца; 1 и 2—электроды на поверхности образца.

б) Модель отдельного зерна в виде столбика толщиной d и длиной L . Столбик оканчивается коническим бугорком высотой h ; θ — угол между нормалью к поверхности образца и направлением падения луча.

рассмотрении пленок [7, 8]. Далее, будем считать, что, как и в случае пленки, столбики отклонены на угол φ от нормали к поверхности образца, в направлении оси C . Чтобы учесть шероховатость поверхности пленки, будем считать, что на поверхности образца столбик оканчивается коническим бугорком высотой h . Ясно, что для высококачественных пленок можно считать, что $h=0$. В этом случае объем зерен освещается равномерно. Исходя из геометрических соображе-

ний (см. рис. б), можно показать, что при небольшой шероховатости, когда $h/L < 1$, величина $G(y, z)$, которая пропорциональна освещенности в точке (y, z) , равна

$$G(y, z) = \frac{zG}{\cos\Theta} \exp \left[-\frac{z\beta(d/2 - y)}{\cos\Theta} \right] \times \\ \times \left[1 - \frac{2\alpha h\beta}{L\cos\Theta} [\gamma_1(d/2 - y)\text{tg}\Theta + \gamma_2 L/2 + \gamma_3 z] \right], \quad (1)$$

где $G(y, z)$ — скорость генерации неравновесных носителей светом в точке (y, z) в объеме зерна $YBaCuO$; G — поток фотонов; $\beta = 1$ при освещении поверхности и $\beta = -1$ при освещении обратной стороны образца; α — коэффициент поглощения света в $YBaCuO$; d и L — толщина и длина зерна; $\gamma = \pm 1$ в зависимости от координаты (y, z) и угла Θ .

Например, $\gamma_1 = \gamma_2 = -1$ и $\gamma_3 = 1$ при $\Theta > 0$ и $0 < z + \left(h + \frac{d}{2} - y \right) \text{tg}\Theta < L/2$.

Уравнение, описывающее диффузию неравновесных носителей заряда в зернах поликристаллической пленки, рассмотрено в [8]. Решение этого уравнения показывает, что распределение неравновесных носителей в объеме зерна может быть неравномерным. В частности, неодинаковое количество неравновесных носителей может оказаться на боковых сторонах, по разные стороны от границы раздела зерен [7, 8]:

$$\Delta N = \int_0^d [n(y; 0) - n(y; L)] dy, \quad (2)$$

где $n(y, z)$ — концентрация неравновесных носителей заряда в объеме зерна в точке с координатой (y, z) . Так как на границе раздела зерен неравновесные носители либо релаксируют к равновесию, либо перескакивают с одной стороны на другую сторону границы раздела, то между соседними зернами возникает диффузионный ток

$$J = e v w \Delta N, \quad (3)$$

где v — скорость перескока через границу раздела зерен, w — ширина образца. Если освещается вся поверхность образца и образец имеет сопротивление R , то на электродах возникает напряжение U :

$$U = e v w R \Delta N. \quad (4)$$

Чтобы определить величину ΔN , необходимо решить уравнение диффузии при скорости генерации неравновесных носителей (1). Проведя расчеты, аналогичные [8], получим

$$U = -\frac{\pi e v \rho l G L}{2D} \left\{ \varphi \beta + \frac{2h \text{tg}\Theta}{\pi d} \left[1 + \frac{\pi^2 \alpha h^3 \text{tg}^2 \Theta}{3L^2 \cos\Theta} \right] \right\}, \quad (5)$$

где l — длина освещенного участка поверхности образца, ρ — удельное сопротивление образца, D — коэффициент диффузии в объеме зерна.

Проанализируем полученное выражение (5) и сравним его с данными эксперимента.

Во-первых, фотонапряжение (5) пропорционально длине освещенного участка поверхности пленки l и не зависит от ширины образца, что совпадает с наблюдаемым в экспериментах свойством (VI). При переходе в сверхпроводящее состояние имеем $\rho=0$, следовательно $U=0$, что объясняет наблюдаемое свойство (VIII). Напряжение (5) возникает одновременно с генерацией и диффузией носителей, поэтому развитая теория объясняет и свойство (XIII). В случае керамического образца наклон зерен отсутствует, $\varphi=0$, поэтому в (5) зависимость от способа освещения (зависимость от β) исчезает, чем объясняется экспериментально обнаруженное свойство (XV). В случае текстурированной пленки высокого качества имеем $h=0$, поэтому зависимость от θ в (5) исчезает. В пленке плохого качества, наоборот, $h < L$ и зависимость от θ в (5) сохраняется. В керамическом образце шероховатость велика, так что $h \approx L$. В то же время наклона зерен нет, поэтому $\varphi=0$, и для керамики, согласно (5), напряжение $U \sim \text{tg} \theta$ и меняет полярность при $\theta=0$. Все эти свойства наблюдаются в эксперименте (XVII). Наконец, от длины волны света в (5) зависит коэффициент поглощения α . В текстурированной пленке $h < L$, поэтому зависимость от α в (5) для пленки отсутствует, тогда как в керамическом образце шероховатость велика, $h \approx L$ и наклон зерен отсутствует, $\varphi=0$. Так что в случае керамического образца, согласно (5), напряжение $U \sim \alpha$ и должно расти с уменьшением длины волны света. Эта последняя зависимость наблюдается в эксперименте (XVIII).

Проведем численную оценку фотонапряжения U по формуле (5), исходя из тех численных значений параметров, которые они имеют в эксперименте [3]. В этом эксперименте керамический образец толщиной $d=0,014$ см имел ширину 1 см и сопротивление 33 Ом между электродами, расположенными на расстоянии 0,1 см. Можно вычислить, что удельное сопротивление такой керамики составляет $\rho=0,5$ Ом \cdot см $^{-1}$, что на три порядка больше удельного сопротивления высококачественных пленок $YBaCuO$ [12]. Ясно, что такое большое сопротивление обусловлено межзеренными слоями, препятствующими свободному перескоку носителей заряда через границу между зернами в керамике. Скорость перескока v можно оценить по формуле $v = kT/en\rho r$, где r — толщина межзеренного слоя, n — концентрация носителей заряда в зерне. Оценка показывает, что при $r=10^{-6}$ см и $n=5 \cdot 10^{21}$ см $^{-3}$ скорость перескока $v=200$ см/с. В эксперименте [3] импульс энергии 0,04 Дж падал на поверхность в 1 см 2 , что соответствует величине $eGL^2/D=0,04$ А \cdot с/см 2 в формуле (5). Тогда при шероховатости поверхности $h=10^{-6}$ см и угле освещения $\theta=45^\circ$, согласно формуле (5), в керамике ($\varphi=0$) должно генерироваться напряжение 2 В. Это хорошо согласуется с экспериментом [3], в котором при вышеуказанных условиях наблюдался фотоэлектрический отклик с амплитудой 1 В и продолжительностью 20 нс.

Таким образом, в данной статье показано, что возникновение

аномального фотоэлектрического отклика в керамических образцах $YBaCuO$ можно объяснить генерацией и диффузией неравновесных носителей заряда в объеме зерен, образующих образец. Этот механизм качественно объясняет свойства исследуемого фотоэффекта и совпадает с механизмом генерации аномального фотоэлектрического отклика в поликристаллических пленках $YBaCuO$.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. L. Chang, A. Kleinhammes, W. G. Moulton and L. R. Testardi. Phys. Rev., B41, 11564 (1990).
2. K. L. Tate et al. J. Appl. Phys., 67, 437 (1990).
3. K. L. Tate, E. F. Hilinski, S. C. Foster. Appl. Phys. Lett., 57, 2407 (1990).
4. H. Lengfellner et al. Appl. Phys. Lett., 60, 501 (1992).
5. H. S. Kwok, J. P. Zheng and S. Y. Dong. Phys. Rev., B43, 6270 (1991).
6. H. S. Kwok, and J. P. Zheng. Phys. Rev., B, 46, 3692 (1992).
7. A. M. Kechiantz. Proc. of Int. Conf. on HTSC and Localization Phen., Moscow, Russia, May 11—15, 1991. Progress in High Temperature Superconductivity, 32, 655—661, World Scientific, Singapore, 1992.
8. A. M. Kechiantz. J. Phys., C13, 5715 (1980).
9. J. Pankove. Optical Processes in Semiconductors. Prentice-Hall. Englewood Cliffs, N.-Y., 1971.
10. Фотоэлектрические явления в полупроводниках и оптоэлектроника, под ред. Э. Адировича. Ташкент, ФАН, 1972.
11. D. R. Wake et al. Phys. Rev. Lett., 67, 3728 (1991).
12. G. Nieva et al. Appl. Phys. Lett., 60, 2159 (1992).
13. G. Nieva et al. Phys. Rev. Lett. (Submitted).
14. J. Fink et al. Phys. Rev., B42, 4823 (1990).
15. S. Tanaka et al. Appl. Phys. Lett. (Submitted).

Մեխանիզմը անոմալ ֆոտովոլտային պատճառով $YBaCuO$ կերամիկայի և լուսնային ռեզոնանսի

Ա. Մ. Կեչիանց, Վ. Ե. Մկրտչյան

Ցույց է արված, որ $YBaCuO$ խեցային նմուշներում դիտվող անոմալ ֆոտովոլտային արձագանքը կարելի է բացատրել նմուշը կազմող հատիկներում անհավասարակշիռ լիցքակիրների գեներացիայով և դիֆուզիայով: Այդ մեխանիզմը որակապես բացատրում է դիտվող ֆոտովոլտային անոմալ հատկությունները և համընկնում է $YBaCuO$ բազմաբյուրեղային թաղանթներում դիտվող անոմալ ֆոտովոլտային արձագանքի մեխանիզմի հետ:

MECHANISM OF THE GENERATION OF ANOMALOUS PHOTOVOLTAIC RESPONSE IN $YBaCuO$ CERAMIC SAMPLES

A. M. KECHIANZ, V. E. MKRITCHIAN

It is shown that anomalous photoelectric response observed in $YBaCuO$ ceramic samples can be explained by the generation and diffusion of nonequilibrium charge carriers. This mechanism explains qualitatively the anomalous properties of the observed photoeffect and it coincides with the mechanism of anomalous photoelectric response in $YBaCuO$ polycrystalline films.

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ АНОМАЛИИ В СПРЕССОВАННЫХ ПОРОШКАХ ФТАЛОЦИАНИНА СВИНЦА МОНОКЛИННОЙ МОДИФИКАЦИИ

М. В. СИМОНЯН, П. Р. РУСЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 5 сентября 1993 г.)

Исследованы температурные зависимости емкости прес-сованных таблеток ряда металлфталоцианинов. Резкое возрастание емкости в образцах фталоцианина свинца моноклинной модификации при $T \approx 300^\circ\text{C}$ интерпретировано ориентационной поляризацией и соответственно аномально высокими значениями диэлектрической проницаемости: $\epsilon'_{300} \approx 150$ при $\nu = 20\text{кГц}$. Рассмотрены также другие возможные альтернативные механизмы.

Введение. Фталоцианины металлов— MPc (где M —большинство металлов периодической системы, $Pc = C_{32}H_{16}N_8$)—известный класс элементоорганических соединений, обладающих рядом уникальных свойств. Интерес к этим соединениям обусловлен, с одной стороны, сходством их молекулярной структуры с хлорофиллом, гемом и другими важными биологическими соединениями и, с другой стороны, многочисленными практическими применениями в качестве красителей и пигментов, катализаторов, органических полупроводников и т. д. [1, 2].

Большинство MPc -ов имеют плоские молекулы, в которых ион металла находится в центре (симметрия D_{4h}). Молекулы фталоцианина свинца $PbPc$ сильно отличаются от других MPc : они не плоские, имеют воланообразную форму из-за отклонения иона Pb^{2+} от плоскости молекулы на $\sim 0,4\text{Å}$ [3, 4]. Симметрия молекул $PbPc - C_{4v}$ и они обладают дипольным моментом. Отличие формы молекул $PbPc$ от других MPc приводит к существенному отличию их кристаллических структур и физических свойств.

Из двух известных к настоящему времени кристаллических модификаций $PbPc$ —моноклинной $PbPc(M)$ и триклинной $PbPc(T)$ —особый интерес вызывает $PbPc(M)$. В кристаллах $PbPc(M)$ молекулы расположены линейными стопками, и ионы Pb^{2+} образуют одномерные цепочки вдоль оси C . Межионное расстояние $Pb^{2+} - Pb^{2+}$ равно $3,73\text{Å}$, что не намного превышает межионное расстояние $Pb^{2+} - Pb^{2+}$ в металле Pb ($3,48\text{Å}$). Вышеотмеченная одномерная структура $PbPc(M)$ определяет его уникальные электрические свойства. В пленках $PbPc(M)$ наблюдали металлическую электропроводность вдоль оси C [5] и эффекты электрического переключения—переходы типа изолятор—металл

[4,6]. В [7] при исследовании ВАХ в прессованных таблетках $PbPc(M)$ в области температур 200—300°C также наблюдались очень резкие изменения в электропроводности, как правило, приводящие к пробою образцов. В [4] эффект электрического переключения интерпретировался фазовым переходом типа беспорядок-порядок. Для перехода в упорядоченное-поляризованное состояние необходимо было приложить напряженности, близкие к пробойному ($\sim 10^4 \div 10^5$ В/см при $T_{комп.}$). Очевидно, что при более высоких температурах ориентационные переходы молекул в стопках $PbPc(M)$ возможны при меньших значениях прикладываемых электрических полей. В настоящей работе с целью исследования поляризации при температурах выше $T_{комп.}$ измерены температурные зависимости электроемкости прессованных порошков $PbPc(M)$, $PbPc(T)$ и в качестве эталонного образца—фталоцианина меди β -модификации (β - $CuPc$).

Экспериментальная часть. $PbPc$ синтезирован при реакции PbO и фталонитрила (молярное соотношение 1:3,8). Соединение очищалось промывкой спиртом и двойной или тройной возгонкой в вакууме. Затем были выращены монокристаллы $PbPc$ моноклинной и триклинной модификаций, а также β - $CuPc$ по методике, описанной в [8, 9]. Для исследования образцов в виде таблеток монокристаллы были измельчены до размеров ~ 2 мкм и полученные порошки спрессованы при давлении ~ 10 кг/см², диаметр таблеток—7 мм, толщина—1÷2 мм.

Емкости измерялись прибором $E8-2$. Для исследования частотных зависимостей использовался высокочастотный генератор $\Gamma 4-65A$, в качестве индикатора—селективный вольтметр типа $B6-4$. Поскольку электропроводность образцов резко увеличивается при повышении температуры, изменения проводимости компенсировались как самим прибором $E8-2$, так и дополнительной, специально собранной нами схемой. Для получения омических контактов на таблетки наносилась серебряная паста и использовались прижимные платиновые электроды. Все измерения проведены на воздухе при нормальном атмосферном давлении.

На рис. 1 приведены температурные зависимости электроемкости таблеток $PbPc(M)$, $PbPc(T)$ и β - $CuPc$, полученные на частоте 20 кГц, пиковая напряженность поля 20 В/см. При нагревании таблеток $PbPc(M)$ наблюдается острый максимум при 300°C. Обратный ход кривой $C(T)$ зависит от скорости изменения температуры. При больших скоростях, ~ 5 град/мин, наблюдается почти полная обратимость $C(T)$ от T . При медленном изменении температуры, ~ 1 град/мин, изменение $C(T)$ необратимо. При $T > 300^\circ C$ значение $C(T)$ резко падает к точке «а», которая приближается к $C(T)$ триклинной модификации $PbPc$. В случае $PbPc(T)$ прямые и обратные ходы температурной зависимости $C(T)$ совпадают друг с другом. Для сравнения на рис. 1 приведена также температурная зависимость емкости таблеток β - $CuPc$.

Обсуждение. В [7, 10] методами ЭПР, оптического поглощения и рентгеновский дифракции нами установлено, что при $T = 300^\circ C$ имеет

место фазовый переход из моноклинной модификации $PbPc$ в триклинную в течение 30÷60 мин. Из температурных измерений емкости, результаты которых приведены на рис. 1, также следует, что при $T=300^\circ\text{C}$ имеет место необратимый фазовый переход $PbPc(M) \rightarrow PbPc(T)$ в те-

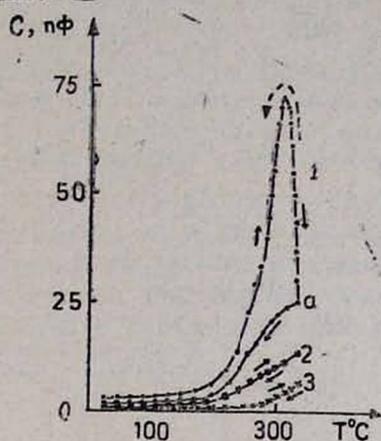


Рис. 1. Зависимости емкости от температуры для образцов $PbPc(M)$ — кривая 1, $PbPc(T)$ — 2 и $\beta\text{-CuPc}$ — 3.

чение ~ 30 мин. Этот результат очевиден, вне зависимости от различных моделей, рассматриваемых ниже.

Следующие модели рассмотрены для качественной интерпретации температурных зависимостей $C(T)$ образцов $PbPc(M)$, $PbPc(T)$ и $\beta\text{-CuPc}$.

1. Подобное сильное увеличение емкости при повышении температуры наблюдалось на элементах $Al/CuPc/Al$ и $Al/PbPc/Al$ в работах [11, 12]. В этих работах эти аномальные характеристики были объяснены большой емкостью слоя пространственного заряда на контактах Al/MPc , т. е. наличием барьеров Шоттки. В рамках модели Симмонса [13] измеряемая емкость C_p при высоких T (когда можно пренебречь сопротивлением образца) определяется емкостью двух контактов Шоттки C_j : $C_p \approx C_j/2$. В наших экспериментах, в отличие от работ [12, 13], были использованы омические электроды. Вольт-амперные характеристики линейны вплоть до напряжения 200÷400В [7] и, следовательно, значения C_j пренебрежимо малы. Уменьшение значений C_j обусловлено также значительной концентрацией электронно-активной примеси, которая также сильно уменьшает слой пространственного заряда на контактах [13]. В качестве акцепторной примеси в MPc известны молекулы O_2 . В наших экспериментах их концентрация $\sim 10^{21}$ см $^{-3}$. Столь высокие концентрации обеспечиваются нормальным давлением и легкостью диффузии молекул воздуха в спрессованные порошки. Таким образом, очевидно, что наблюдаемые нами

температурные изменения емкости образцов $PbPc(M)$ и $PbPc(T)$ не обусловлены контактными явлениями.

2. Рассмотрим экспериментальные результаты рис. 1 с точки зрения ориентационной поляризации дипольных моментов молекул $PbPc$. Наличие постоянных дипольных моментов определяется прежде всего структурой молекул $PbPc$ и экспериментально подтверждено эффектами электрического переключения [4] и опытами, описанными в [7], где наблюдалось сильное воздействие внешнего электрического поля на процессы роста монокристаллов $PbPc(M)$ и $PbPc(T)$. В $PbPc(M)$ возможны 2 ориентации диполей относительно оси C . Если при комнатной температуре все дипольные моменты заморожены и суммарная поляризация равна нулю, то при $T > 250^\circ C$ становятся возможными тепловые переходы между этими состояниями. Очевидно, при высоких T возможна поляризация диполей $PbPc$ в сравнительно слабых электрических полях. В случае ориентационной поляризации

$$\epsilon' = \frac{C_1}{C_0} + \frac{C_2}{C_0} \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \quad (1)$$

где C_0 —емкость вакуумного конденсатора (или геометрическая емкость), $\tau_2 = R_2 C_2$ есть дебаевское время релаксации, C_2 —емкость, обусловленная поляризацией дипольных моментов, C_1 —контактная межзеренная емкость порошка [14].

Для образцов $PbPc(M)$ при $T \approx 300^\circ C$ $\omega^2 R_2^2 C_2^2 \ll 1$ и $\epsilon'_{300} \approx C_1 + C_2/2 = C(300)/C_0$.

Таким образом, резкий рост емкости в образцах $PbPc(M)$ в окрестности $T \approx 300^\circ C$, очевидно, обусловлен поляризацией молекул $PbPc$ вдоль оси C и, соответственно, аномальным ростом диэлектрической проницаемости. По-видимому, увеличение емкости при высоких T в образцах $PbPc(T)$ также обусловлено поляризацией диполей. Однако, достижение экстремальной точки в образцах $PbPc(T)$ невозможно, т. к. при $T \geq 400^\circ C$ начинается возгонка молекул $PbPc$. Молекулы $CuPc$ не обладают дипольным моментом и слабое увеличение емкости при $T > 300^\circ C$, возможно, обусловлено контактными явлениями, рассмотренными в пункте 1.

3. В [15] были получены высокопроводящие образцы $CuPcI_{3(1+\delta)}$ ($0 \leq \delta \leq 0,5$), которые обладали аномально высокими значениями диэлектрической проницаемости ($\epsilon' \approx 150$) в области низких частот ($\nu = 10^{10}$ Гц). В квазиодномерных проводящих системах есть ряд механизмов, которые могут привести к большим значениям ϵ' при низких частотах. $PbPc(M)$ —квазиодномерное соединение с достаточной электропроводностью и к нему вполне применимы механизмы, описанные в [15]. Все сказанное, однако, не относится к высокоомным образцам $PbPc$ триклинной модификации. По-видимому, только ориентационным механизмом поляризации можно объяснить наблюдаемые зависимости $C(T)$ и, соответственно, $\epsilon(T)$ образцов $PbPc(T)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Гутман, Л. Лайонс. Органические полупроводники. М., «Мир», 1970.
2. Ж. Симон, Ж.-Ж. Андре. Молекулярные полупроводники. М., «Мир», 1988.
3. K. Ukei. Acta Cryst., B29, 2290 (1973).
4. Th. Frauenheim, C. Hamann, M. Muller. Phys. Stat. Sol. (a), 86, 735 (1984).
5. K. Ukei, K. Takamoto, E. Kanda. Phys. Lett., A45, 345 (1973).
6. Y. Machida, S. A. Asakawa et al. Japanes Jour. of Appl. Phys., 28, 297 (1989).
7. М. В. Симонян. Кандидатская диссертация. Выращивание монокристаллов фталоцианинов и спектральные свойства кристаллов фталоцианина свинца. Аштарак—1989.
8. М. Б. Симонян, Э. Г. Шароян. Известия НАН Армении, Физика, 28, №2—3, 81 (1993).
9. M. V. Simonyan, E. G. Sharoyan et al. Crystal Res. and Technol., 19, 441 (1984).
10. M. V. Simonyan, E. G. Sharoyan et al. Phys. Stat. Sol. (a), 101, 143 (1987).
11. Yu. A. Vidadi et al. Phys. Stat. Sol. (a), A34, k77 (1976).
12. H. Yasunaga, H. Shintaku. J. Appl. Phys., 51, 2149 (1980).
13. J. Simmons, J. Nadkarni, M. Lancaster. J. Appl. Phys., 41, 538 (1970).
14. А. Р. Хуппель. Диэлектрики и волны. М., ИЛ, 1960.
15. E. Sharoyan, A. Samuelyan. Phys. Stat. Sol. (a), 73, k213 (1982).

ԱՆՈՄԱԼ ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԵՐԵՎՈՒՅՑԹՆԵՐ ԿԱՊԱՐԻ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ՄՈՆՈԿԼԻՆՈՅԻՆ ՄՈՂԻՑԻԿԱՅԻԱՅԻ ՄԱՍԻՎԱԾ ՓՈՇԵՀԱՏԻԿՆԵՐՈՒՄ

Մ. Վ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Պ. Ի. ՌՈՒՍՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Հետազոտված է մի շարք մետաղֆտալոցիանինների մամլված փոշեհատիկների ունակության կախվածությունը ջերմաստիճանից: Ունակության կտրուկ աճը մոնոկլինային մոդիֆիկացիայի կապարի ֆտալոցիանինում $T \approx 300^\circ\text{C}$ -ի ջերմաստիճանում մեկնարանված է ուղղորդված բեկոսցմամբ և համապատասխանաբար դիէլեկտրիկ թափանցելիության մեծության անոմալ արժեքներով՝ $\epsilon'_{300} \approx 150$ $\nu = 20$ կՀց-ի դեպքում: Դիտարկված են նաև հնարավոր այլընտրանքային մեխանիզմները:

DIELECTRIC ANOMALIES IN THE PRESSED POWDERS OF MONOCLINIC MODIFICATION OF LEAD PHTHALOCYANINE

M. V. SIMONYAN, P. R. RUSYAN, E. G. SHAROYAN

Temperature dependence of the capacity of pressed powders of a number of metal-phthalocyanines has been investigated. The sharp decrease in the capacity of samples of monoclinic modification of lead phthalocyanines at 300°C is accounted by dipole's orientation polarization and respective high values of 'the permittivity ($\epsilon'_{300} = 150$ at $\nu = 20 \cdot 10^3$ Hz). Alternative possible mechanisms are considered as well.

УДК 537.638.214

МАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ С
УГЛОВОЙ СПИНОВОЙ КОНФИГУРАЦИЕЙ

С. А. МНАЦАКАНЯН, В. П. КАЛАНТАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 августа 1993 г.)

Проведен расчет резонансных частот в феррите-гранате с угловой спиновой конфигурацией. Получена формула для резонансной частоты, зависящей от скоса между спинами в одной подрешетке и от констант обменных взаимодействий как между подрешетками, так и внутри подрешетки с угловой конфигурацией спинов.

Для объяснения экспериментально полученных значений намагниченности и температуры Кюри замещенных ферритов-гранатов иттрия было сделано предположение о возникновении в этих ферритах угловых спиновых конфигураций [1]. Возникновение таких конфигураций не может не оказать влияния на спектр собственных колебаний магнитных моментов в этих веществах, так как из-за неколлинеарности расположения спинов соседних подрешеток придется учитывать влияние обменных взаимодействий между подрешетками и внутри отдельных подрешеток на этот спектр.

Рассчитаем спектр собственных частот в смешанных ферритах-гранатах, в которых имеется угловое расположение спинов в одной из подрешеток. Для этого рассмотрим двухподрешеточную структуру феррита, в котором замещение магнитных ионов в d-подрешетке немагнитными приводит к нарушению коллинеарного расположения спинов железа только в d-подрешетке. Схематически расположение спинов соседних ионов в таком феррите можно представить так, как это изображено на рисунке 1а. Магнитный момент d-подрешетки M_d разбивается на два равных по величине магнитных момента M'_d и M''_d , расположенных под углом друг к другу. Далее разложим векторы M'_d и M''_d каждый на два взаимно перпендикулярных вектора (см. рис. 1б). В итоге получаем четырехподрешеточную спиновую структуру, изображенную на рисунке 1в, где $M_1 = M_d$, $M_2 = M_d \cos \psi$ и два вектора M_3 и M_4 , равных по абсолютной величине $M_d \sin \psi$ и направленных антипараллельно.

Получившаяся схема отличается от хорошо известной схемы [2] наличием векторов M_3 и M_4 . Полагаем, что несмотря на взаимную антипараллельность и равенство этих векторов, в спектре колебаний векторов M_1 и M_2 должны появиться дополнительные частоты, об-

условленные обменными взаимодействиями векторов M_1 и M_2 с векторами M_3 и M_4 .

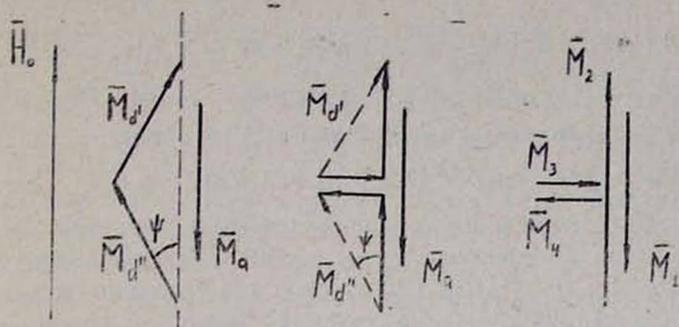


Рис. 1. Схема расположения спинов соседних ионов в смешанных ферритах-гранатах с угловой спиновой конфигурацией: а) расположение спинов соседних ионов в ферритах-гранатах с угловой спиновой конфигурацией в d-подрешетке; б) разложение магнитных моментов d-подрешетки на два взаимно перпендикулярных направления; в) четырехподрешеточная спиновая структура, рассматриваемая в настоящей работе

Рассмотрим магнитный резонанс в системе четырехподрешеточного феррита, схема расположения магнитных подрешеток которого изображена на рисунке 1в. В экспериментах по магнитному резонансу, кроме внешнего постоянного и внутренних магнитных полей, присутствует также слабое переменное магнитное поле h , направленное перпендикулярно постоянному полю. Намагниченность образца под воздействием этих полей будет также состоять из постоянной намагниченности и перпендикулярно ей направленной малой переменной намагниченности m .

Уравнения движения для магнитных подрешеток запишутся в виде

$$\frac{d(M_i + m_i)}{dt} = \gamma_i [(M_i + m_i)(H_i + h)], \quad (1)$$

где i —номер подрешетки ($i=1, 2, 3, 4$), M_i —намагниченность i -ой подрешетки, H_i —сумма внешнего и внутренних магнитных полей, h —гармонически меняющееся во времени слабое магнитное поле, направленное перпендикулярно H_i , m_i —гармонически меняющаяся во времени намагниченность, возникающая под влиянием переменного магнитного поля h .

Выражения для M_i будут

$$\begin{aligned} M_1 &= -kM_1, \\ M_2 &= kM_2, \\ M_3 &= iM_3 \cos \varphi + jM_3 \sin \varphi, \\ M_4 &= -iM_4 \cos \varphi - jM_4 \sin \varphi, \end{aligned} \quad (2)$$

где φ —азимутальный угол, который составляют проекции векторов M_1 и M_2 в плоскости xoy с направлением ox . Магнитные поля H_i запишутся в виде

$$\begin{aligned} H_1 &= H_0 + H_{A1} + \lambda_{12}(M_2 + m_2) + \lambda_{13}(M_3 + m_3) + \lambda_{14}(M_4 + m_4), \\ H_2 &= H_0 + H_{A2} + \lambda_{21}(M_1 + m_1) + \lambda_{23}(M_3 + m_3) + \lambda_{24}(M_4 + m_4), \\ H_3 &= H_0 + \lambda_{31}(M_1 + m_1) + \lambda_{32}(M_2 + m_2) + \lambda_{34}(M_4 + m_4), \\ H_4 &= H_0 + \lambda_{41}(M_1 + m_1) + \lambda_{42}(M_2 + m_2) + \lambda_{43}(M_3 + m_3), \end{aligned} \quad (3)$$

где H_{A1} и H_{A2} —поля анизотропии для первой и второй подрешеток, $\lambda_{ij}M_j$ —обменное поле спинов j -ой подрешетки, действующее на спин i -ой подрешетки. Подставив (2) и (3) в (1), получим уравнения, описывающие зависимость переменных составляющих намагниченности в зависимости от амплитуды приложенного переменного магнитного поля.

Резонансные частоты найдем, приравняв нулю определитель получившейся системы уравнений:

$$\begin{vmatrix} \omega \pm \Omega_1 \pm \gamma_1 \lambda_{12} M_1 \pm \gamma_1 \lambda_{13} M_1 \pm \gamma_1 \lambda_{14} M_1 & & & \\ \mp \gamma_2 \lambda_{12} M_2 & \omega \pm \Omega_2 \mp \gamma_2 \lambda_{23} M_2 \mp \gamma_2 \lambda_{24} M_2 & & \\ 0 & 0 & \omega \pm \Omega_3 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \omega \pm \Omega_4 \end{vmatrix} = 0, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} \Omega_1 &= \gamma_1(H_0 - H_{A1} + \lambda_{12}M_2), \\ \Omega_2 &= \gamma_2(H_0 + H_{A2} - \lambda_{12}M_2), \\ \Omega_3 &= \gamma_3(H_0 - \lambda_{13}M_1 + \lambda_{23}M_2), \\ \Omega_4 &= \gamma_4(H_0 - \lambda_{13}M_1 + \lambda_{23}M_2). \end{aligned} \quad (5)$$

Учитывая, что $\gamma_4 = \gamma_3 = \gamma_2$, уравнение (4) запишется в виде

$$(\omega \pm \Omega_3)^2 [(\omega \pm \Omega_1)(\omega \pm \Omega_2) + \gamma_1 \gamma_2 \lambda_{12}^2 M_1 M_2] = 0. \quad (6)$$

Данная система уравнений распадается на две системы уравнений. Одна из них, которая имеет вид

$$(\omega \pm \Omega_1)(\omega \pm \Omega_2) + \gamma_1 \gamma_2 \lambda_{12}^2 M_1 M_2 = 0, \quad (7)$$

хорошо известна [2]. Она получается при рассмотрении резонанса в коллинеарной структуре двухподрешеточного феррита. Отличие полученного выражения от аналогичной формулы в [2] заключается в том, что M_2 в (7) означает не намагниченность d -подрешетки, а ее z -составляющую. Решения этого уравнения объясняют явления низкочастотного, обменного и антиферромагнитного резонансов.

Новым результатом является

$$\omega = \pm \Omega_3. \quad (8)$$

Выразив значения M_1 и M_2 через M_a и M_d , и учитывая, что $i_{13} = i_{ad}$, а $i_{23} = i_{da}$ получим

$$\omega_{1,2} = \pm \gamma_2 (H_0 - i_{ad} M_a + i_{da} M_d \cos \psi). \quad (9)$$

Получившиеся частоты ω_1 и ω_2 похожи на решения уравнения (7) при условии $\gamma_1 = \gamma_2$, $\psi = 0$ и $H_{A1} = H_{A2} = 0$, но отличаются наличием в этих выражениях двух различных констант обменных взаимодействий i_{ad} и i_{da} , в то время, как в решение уравнения (7) входит только одна константа обменного взаимодействия между подрешетками $i_{12} = i_{ad}$. По предварительным грубым оценкам эти частоты лежат в области миллиметровых и субмиллиметровых волн. При определенных значениях магнитных моментов подрешеток, констант обменных взаимодействий и угла скоса между подрешетками эти частоты могут оказаться в области частот, близких к частоте ларморовской прецессии.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Rosenzweig, Canadian Journal of Physics, 48, 2857, 2868, (1970).
2. Б. Лакс и К. Баттон. Сверхвысокочастотные ферриты и ферримгнетики. М., «Мир», 1965.

ՄԱԳՆԵԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍՐ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ՍՊԻՆԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾ ՔՐՈՒՆԵՑՈՂ ՅԵՌԻՏ-ՆՈՆԱՔԱՐԵՐՈՒՄ

Ս. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Վ. Պ. ԲԱԼԱՆԲԱՐՅԱՆ

Կատարված են ուղղանոսային հաճախությունների հաշվարկները անկյունային սպինային կառուցվածք ունեցող ֆերիտ-նոնաքարերի համար: Բացի կոլինար սպինային կառուցվածքին համապատասխանող ուղղանոսային հաճախություններից ստացված է րանսանս լրացուցիչ ուղղանոսային հաճախության համար: Այն կախված է ինչպես սպինային անկյունային կառուցվածք ունեցող ենթացանցի ներսում, այնպես էլ ենթացանցերի միջև փոխանակային փոխազդեցության հաստատուններից և մի ենթացանցում սպինների միջև եղած ընդհանուր անկյունից:

MAGNETIC RESONANCE IN THE FERRITES-GARNETS WITH CANTED SPIN CONFIGURATION

S. A. MNATSAKIAN, V. P. KALANTARIAN

The resonance frequencies in ferrites-garnets with the canted spin configuration have been calculated. Besides the resonance frequencies of collinear spin structures the formula of resonance frequency which depends on angles between the spins has been obtained.

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ БОЛЬШОГО ДИАМЕТРА НА КРЕМНИЕВЫХ ПОДЛОЖКАХ

Г. Р. БАДАЛЬЯНЦ, А. М. ГУЛЯН, А. С. КУЗАНЯН,
С. Х. ПИЛОСЯН, С. С. ТЕРЗЯН, В. А. ШИНДЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 августа 1993 г.)

Тонкие сверхпроводящие $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ пленки диаметром 60 мм получены лазерным *in-situ* напылением на кремниевых подложках с использованием буферного слоя MgO .

Интерес к высокотемпературным сверхпроводящим (ВТСП) пленкам больших размеров на кремниевых подложках вызван главным образом перспективой их использования в микроэлектронике. Что касается пленок размерами 10÷20 мм на кремниевых подложках, то задача их получения в значительной мере продвинута для пленок $YBaCuO$, а получение Bi -содержащих пленок [1—3] связано с серьезными трудностями, обусловленными интенсивным взаимодействием кремния с сверхпроводящими фазами системы $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ при температурах $\geq 600^\circ C$, тогда как для их образования требуются значительно более высокие температуры. Даже незначительно малые концентрации примесей кремния разрушают сверхпроводящие свойства Bi -содержащих сверхпроводников [4]. Проблема получения пленок больших размеров связана с целым рядом дополнительных трудностей.

В настоящей работе описывается получение тонких (толщиной ~ 1 мкм) ВТСП пленок диаметром ~ 60 мм, содержащих фазу $Bi_2Sr_2CaCu_2O_y$, на кремниевых подложках с использованием буферного слоя MgO , ограничивающего прямое взаимодействие кремния с напыляемой пленкой. Буферные слои и пленки системы $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ получены лазерным напылением из керамических мишеней. Синтез мишеней, методика получения и исследования подслоев MgO и ВТСП пленок были подробно описаны ранее [3, 5]. Для напыления был использован $YAG-Nd^{3+}$ лазер с модулированной добротностью с длительностью импульса 20 нс, длиной волны $\lambda = 1,06$ мкм и энергией импульса 0,1÷0,5 Дж. Основное отличие от используемой обычно техники лазерного напыления состояло в значительно большем расстоянии между мишенью и подложкой, которое в нашем случае составляло ~ 75 мм. Это позволило существенно увеличить однородность напыляемой пленки. Возникающее вследствие этого уменьшение скорости напыления компенсировалось увеличением до 27 Гц частоты следования лазерных импульсов. Другим фактором, улучшающим качество пленок, было использование относитель-

тельно низкой температуры подложки ($\sim 600^\circ\text{C}$), что стало возможным вследствие использования in-situ техники роста пленок. Массивный нагреватель с омическим нагревом обеспечивал температурную однородность подложки. Буферные слои MgO толщиной $\sim 1000 \text{ \AA}$ были получены на этой же установке, но при более высоких темпе-

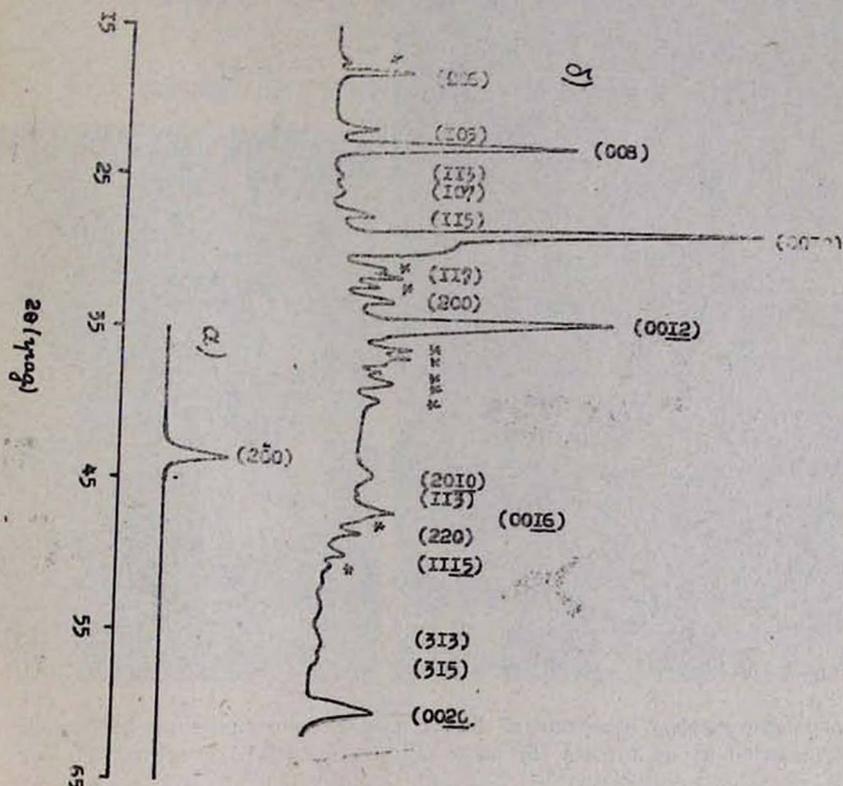


Рис. 1. Рентгеновские дифрактограммы буферного слоя MgO (а) и Bi -содержащей ВТСП пленки на кремневой подложке с подслоем MgO (б).

ратурах подложки ($\sim 700^\circ\text{C}$). На рис. 1 приведены рентгенограммы, полученные от подслоя MgO и ВТСП пленки, из которых можно сделать выводы, что MgO образует поликристаллическую структуру с плоскостью (200) решетки, параллельной поверхности подложки, а ВТСП пленка содержит в основном сверхпроводящую фазу 2212 ($C \approx 30,7 \text{ \AA}$). Пленки имели начальную температуру перехода $\sim 80 \text{ K}$ и конец ($R=0$) при 45 K . Большая ширина перехода по сравнению с пленками малого размера, изготовленными на аналогичных подложках [3], очевидно, связана с изменением в стехиометрии, вызванным увеличением расстояния между мишенью и подложкой. При изготовлении пленок малого размера была использована керамическая мишень состава $\text{Bi}_2\text{Pb}_2\text{Sr}_{1,4}\text{Ca}_4\text{Cu}_{3,6}\text{O}_y$, которая позволила получить ширину перехода $\sim 5 \text{ K}$. Применение такой мишени в данной работе привело, в соответствии с результатами элементного микроанализа,

к стехиометрии $\text{Bi}_2\text{Sr}_4\text{Ca}_4\text{Cu}_7\text{O}_y$, которая далека от оптимальной. Морфология поверхностей пленок показана на рис. 2. Дополнительный отжиг, примененный для улучшения электрофизических характеристик пленок, привел к получению характерных периодических

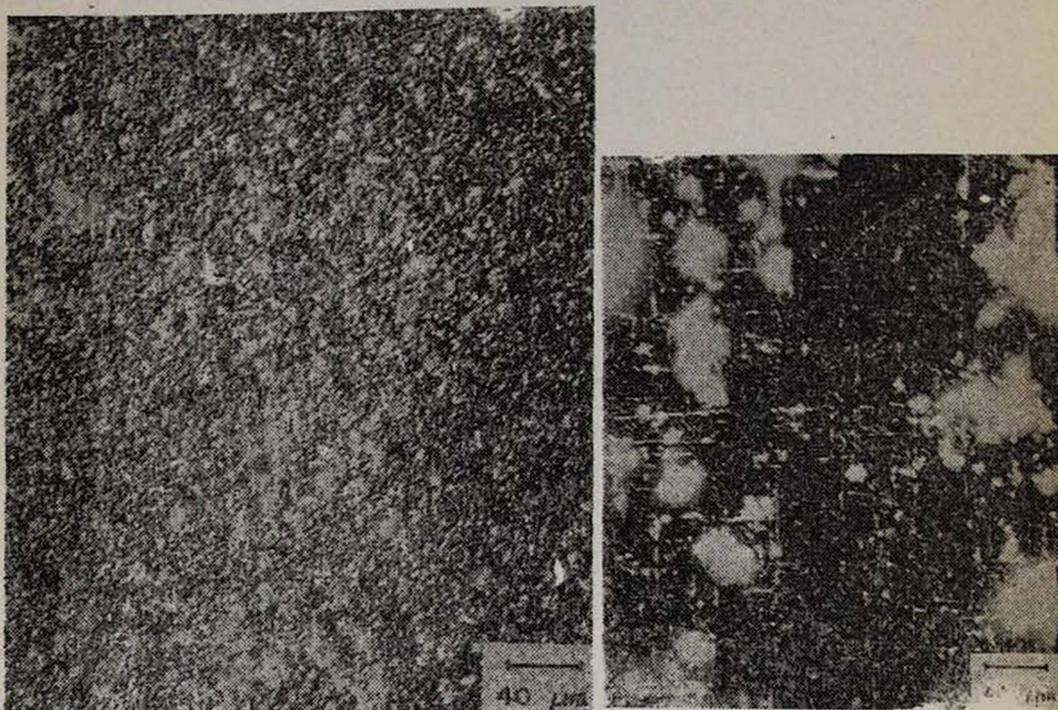


Рис. 2. Микрофотографии поверхностей ВТСП пленок, напыленных на (200) кремниевые подложки: а) до отжига, б) после отжига при 800°C в течение 10 мин.

особенностей, показанных на рис. 2б. Вероятно, эти особенности обусловлены дислокациями, возникающими вследствие различия параметров кристаллической решетки пленки, буферного слоя и подложки, а также различия их температурных коэффициентов расширения [6].

Полученные результаты позволяют прийти к заключению, что Bi-содержащие ВТСП пленки больших размеров могут быть получены лазерным напылением на кремниевых подложках. Электрофизические характеристики таких пленок могут быть улучшены путем использования соответствующих нестехиометрических керамических мишеней.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Lorenz, S. Becker, H.-J. Dietze. Proceedings of the third German—Soviet Bilateral Seminar on High T_c Superconductivity. Karlsruhe, October 8—12, 1990, p. 419.
2. В. Ф. Бочкарев, В. К. Смирнов и др. Известия АН СССР, серия физическая, 27, 133 (1991).

3. Г. Р. Бадальянц, А. С. Кузьян, С. Х. Пилосян, С. С. Терзян. СФХТ, 6, 355 (1993).
4. П. Б. Абрамян, А. С. Кузьян и др. СФХТ, 4, 142 (1991).
5. С. Х. Пилосян. СФХТ, 3, 689 (1990).
6. W. A. Jesser, J. W. Mammey. Phil. Mag., 17, 461 (1968).

**Մեծ ՏՐԱՄԱԳԾԻ ԳԵՐՉԱՂՈՐԴԻՉ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐ ՍԻԼԻՅԻՈՒՄԱՅԻՆ
ՏԱԿԴԻՐՆԵՐԻ ՎՐԱ**

Գ. Ռ. ԲԱԴԱԼՅԱՆՑ, Ա. Մ. ԿՈՒԼՅԱՆ, Ա. Ս. ԿՈՒՉԱՆՅԱՆ, Ս. Խ. ՓԻԼՈՍՅԱՆ,
Ս. Ս. ԹԵՐՉՅԱՆ, Վ. Ա. ՇԻՆԴՅԱՆ

Լազերային in-situ մեթոդով MgO բուֆերային շերտով ծածկված սիլիցիումային տակդիր-
ների վրա ստացվել են մեծ տրամագծի (~ 60 մմ) $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ գերհաղորդիչ բարակ
թաղանթներ:

**SUPERCONDUCTING LARGE-DIAMETER FILMS ON Si
SUBSTRATES**

G. R. BADALYANTS, A. M. GULIAN, A. S. KUZANYAN,
S. K. PILOSIAN, S. S. TERZYAN, V. A. SHINDYAN

Thin superconducting $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ films on 60mm in diameter silicon sub-
strates with MgO buffer layer have been obtained by in-situ laser ablation.

СПЕКТРОСКОПИЯ ИОНОВ Er^{3+} В МОНОКРИСТАЛЛАХ
МОЛИБДАТА СВИНЦА

Н. Р. АГАМАЛЯН, С. М. КАРАГЕЗЯН, Р. Б. КОСТАНИАН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 16 июня 1993 г.)

Исследованы оптические спектры монокристаллов $PbMoO_4:Er^{3+}$ при 77 и 300 К, идентифицированы оптические переходы ионов Er^{3+} в кристаллах, получена экспериментальная схема штарковского расщепления нижайших мультиплетов ионов Er^{3+} .

Кристаллы молибдата свинца относятся к известному ряду монокристаллов со структурой шеелита XMO_4 ($X=Pb, Ca, Ba, \dots, M=Mo, W$), вызывающему большой интерес из-за многообразия физических свойств [1—5]. Они используются в акусто-оптических устройствах, как люминофоры в желто-голубой области спектра, а также перспективны в качестве материалов для твердотельных лазеров видимого и ИК-диапазонов.

В настоящей работе проводились спектроскопические исследования примеси Er^{3+} в кристаллах молибдата свинца. Кристаллы со структурой шеелита (пр. гр. $14_1/a-C_{4h}^6$) относятся к тетрагональной сингонии и являются одноосными. В работе использовались монокристаллы, выращенные методом Чохральского, шихтой служил молибдат свинца, синтезированный по керамической технологии. Примесь в расплав вводилась в виде Er_2O_3 с концентрацией от 0,1 до 1,2 ат. % Er . Образцы для исследования ориентировались относительно оптической C -оси. Для регистрации спектров поглощения и люминесценции использовались спектрофотометры СФ-8, Spexord M-40 и монохроматор МДР-4 с приемниками ФЭУ-100 и ФЭУ-62. Для возбуждения люминесценции применялись кварцевые лампы типа КГМ. Анализ штарковского расщепления нижайших мультиплетов ионов Er^{3+} в кристаллах молибдата свинца проводился по спектрам поглощения и излучения, измеренным при температурах 77 и 300 К в спектральной области от 0,350 до 2 мкм. Для регистрации поляризованных спектров пропускания использовалась призма Глана-Томпсона.

На рис. 1 представлены обзорные спектры пропускания кристаллов $PbMoO_4:Er^{3+}$ при 300 К, зарегистрированные в поляризованном свете для двух направлений оптической C -оси кристалла. Пунктирная линия соответствует случаю, когда оптическая C -ось перпендикулярна вектору E световой волны (σ -компонента), сплошная — параллельна E (π -компонента). На рисунке заметно некоторое смещение УФ края поглощения кристаллов молибдата свинца для σ -ком-

полюсы в длинноволновую область по сравнению с π -компонентой. Интенсивность линий оптических переходов ионов Er^{3+} в $PbMoO_4$ зависит от ориентации векторов E световой волны относительно оп-

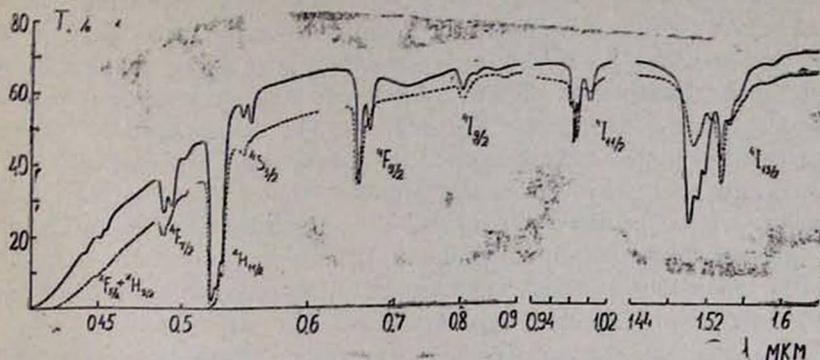


Рис. 1. Поляризованные спектры пропускания кристаллов $PbMoO_4:Er^{3+}$ при 300 К. Пунктирная линия соответствует π -компоненте, сплошная — π -компоненте.

тической C -оси кристалла. Эта анизотропия наблюдается как в спектрах поглощения, так и люминесценции.

Для определения штарковской структуры уровней основного $^4I_{15/2}$ и $^4S_{3/2}$ мультиплетов ионов Er^{3+} использовались абсорбционные спектры переходов $^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$. На рис. 2 представлены спектры поглощения кристаллов $PbMoO_4:Er^{3+}$ при 77 К для двух ориентаций оптической C -оси относительно направления распространения света и схема энергетических уровней мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4S_{3/2}$, а также

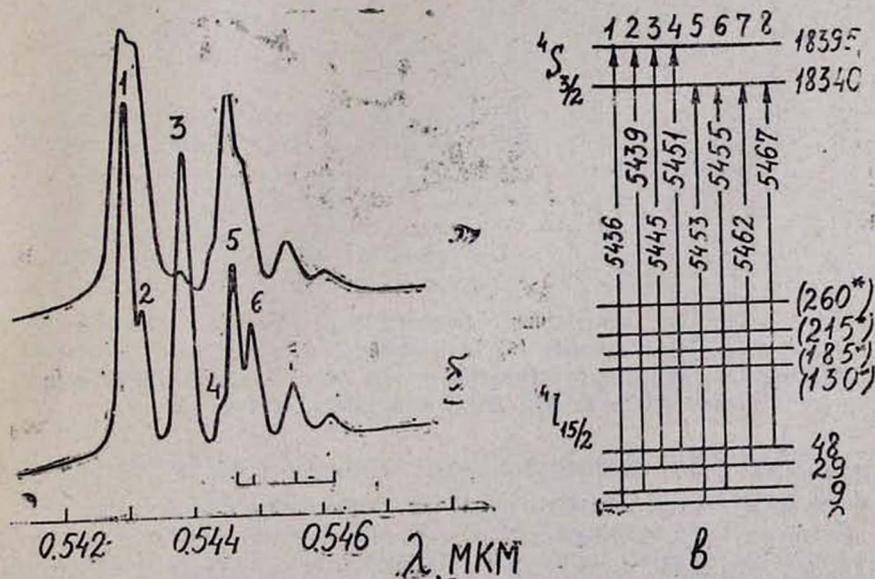


Рис. 2. Спектры поглощения (переход $^4I_{15/2} \rightarrow ^4S_{3/2}$) света в при прохождении вдоль (а) и поперек (б) оптической C -оси кристалла и энергетическая схема уровней мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4S_{3/2}$ (в) ионов Er^{3+} в кристаллах $PbMoO_4$ при 77 К.

Положение уровней указано в см⁻¹, переходы между ними — в Å.

переходы между ними. Цифрами на спектрах и энергетической схеме обозначены оптические линии и соответствующие им переходы между штарковскими уровнями двух мультиплетов. Значения четырех верхних штарковских уровней основного мультиплета $^4I_{15/2}$ (на рисунке они заключены в скобки) удалось определить только из измерений проведенных при 300 К с привлечением спектров излучения, соответствующих переходу $^4S_{3/2} \rightarrow ^4I_{15/2}$. Из-за сильного уширения спектральных линий определение их положения затруднено. Поэтому звездочками на схеме показаны уровни, значения которых требуют уточнения. Квадратными скобками на спектрах показаны штарковские расщепления нижних уровней основного мультиплета $^4I_{15/2}$. Сильная ориентационная зависимость интенсивности спектральных линий требует проведения поляризационных измерений.

Штарковская структура энергетических уровней мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{11/2}$ определялась из абсорбционных спектров переходов $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2, 11/2}$. На рис. 3 и 4 представлены ориентационные спектры поглощения этих переходов ионов Er^{3+} в кристаллах $PbMoO_4$ при 77 К, а также схемы энергетических уровней мультиплетов $^4I_{9/2}$ и $^4I_{11/2}$. Обозначения такие же, как на рис. 2. Положение нижнего уровня

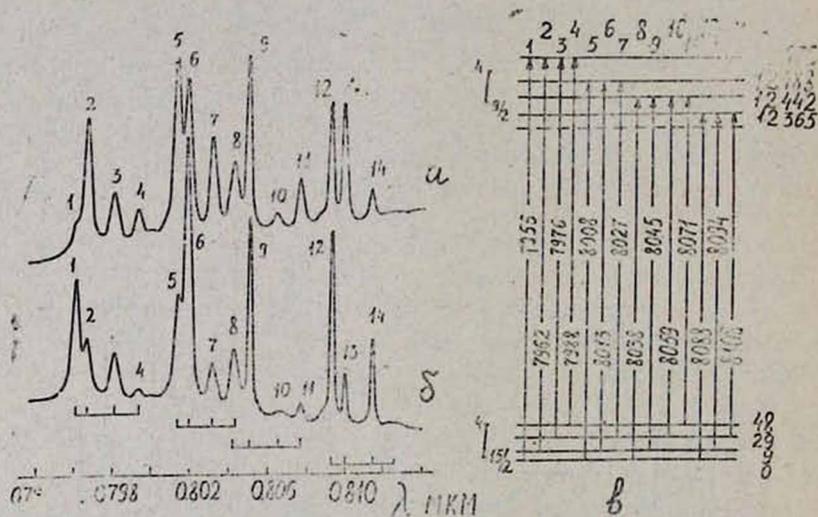


Рис. 3. Спектры поглощения (переход $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{9/2}$) при прохождении света вдоль (а) и поперек (б) оптической *C*-оси кристалла и энергетическая схема уровней мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{9/2}$ (в) ионов Er^{3+} в кристаллах $PbMoO_4$ при 77 К. Обозначения как на рис. 2.

мультиплета $^4I_{9/2}$ из абсорбционных измерений при 77 К определить не удалось. На схеме он показан пунктирной линией.

Отметим, что полученные в настоящей работе результаты спектрального анализа кристаллов $PbMoO_4:Er^{3+}$ находятся в хорошем согласии с аналогичными данными для известных лазерных кристаллов $CaWO_4:Er^{3+}$ [5] и $LiYF_4:Er^{3+}$ [6], имеющих подобную же кристаллическую структуру.

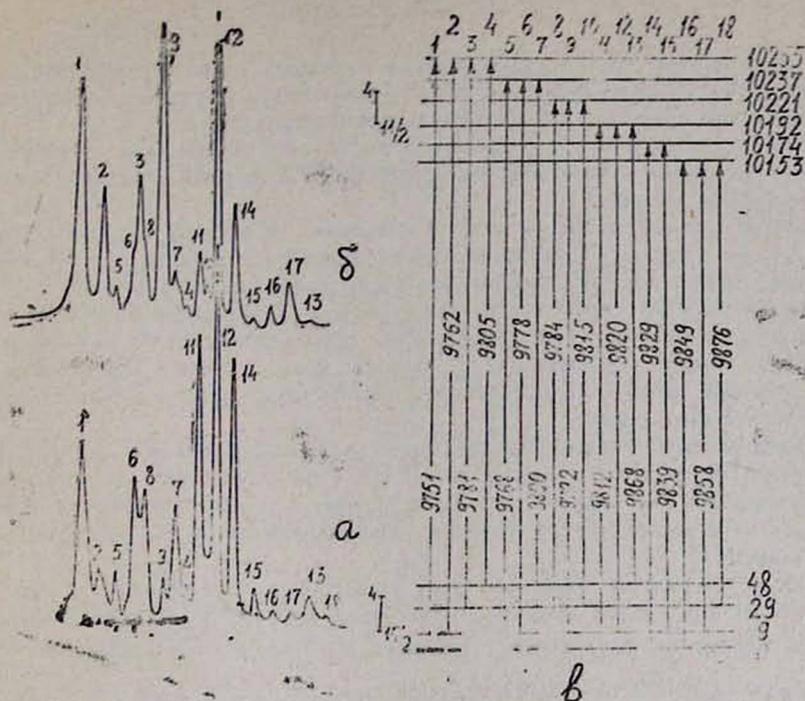


Рис. 4. Спектры поглощения (переход $^4I_{15/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$) при прохождении света вдоль (а) и поперек (б) оптической С-оси кристалла и энергетическая схема уровней мультиплетов $^4I_{15/2}$ и $^4I_{11/2}$ (в) ионов Er^{3+} в кристаллах $PbMoO_4$ при 77 К. Обозначения как на рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. Van Loo. Phys. Stat. Sol. (a) 27, 565 (1975).
2. W. Bollman. Kristall und Technik, 15, 367 (1980).
3. Е. Г. Реут. Известия АН СССР, серия физическая, 49, 2032 (1985).
4. Р. Балтрамеюнас, В. Гаврюшин, Г. Рачукайтис, Г. Пузонас, А. Казлаускас, Ш. Эфендиев, Н. Дарвишов, В. Багиев. ФТТ, 31, 805 (1989).
5. D. E. Wortman. J. Chem. Phys., 54, 314 (1971).
6. М. В. Петров, А. М. Ткачук. Опт. и спектр., 45, 147 (1978).

SPECTROSCOPY OF Er^{3+} IONS IN LEAD MOLYBDATE SINGLE CRYSTALS

N. R. AGAMALYAN, S. M. KARAGEZYAN, R. B. KOSTANYAN

The optical spectra of $PbMoO_4:Er^{3+}$ single crystals at 77 and 300K are investigated, the optical transitions of Er^{3+} ions in the crystals are identified and the experimental scheme of Stark splitting of Er^{3+} ions lowest multiplets are obtained.

Վ. Խ. Բարսյան, Ն. Խ. Բոստանջյան. Արևդակնային ախեղբրական ճառագայթներից մթնոլորտում առաջացած նեյտրոնների կլանման վազբի շահման հնարավորության մասին	107
Գ. Գ. Գրիգորյան, Մ. Լ. Տեր-Միքայելյան, Գ. Ա. Թորոսյան. Տարածական ֆազային ինքնամոզումը քվադրեզոնանսային միջավայրում	111
Յ. Պ. Սաֆարյան, Խառնուրդային դիէլեկտրիկ բյուրեղների սպեկտրալ գծերի շերմաստիճանային շեղումների տեսության մասին	118
Ա. Ռ. Մկրտչյան, Ս. Ռ. Ներսիսյան, Ն. Վ. Թարխրյան. Անիզոտիկոպ ուղղանտորում լուսային ալիքների փոխազդեցության ժամանակ	121
Վ. Ն. Աղամյան, Ա. Ա. Արծրունի, Ա. Գ. Կուլից, Է. Ս. Արովյան, Մ. Ա. Մեյլիքյան. CsCl տիպի կառուցվածք ունեցող հազվագյուտ հողային մետաղների հիման վրա բազմակոմպոնենտ պինդ լուծույթների համակարգի մազնիսացման և էլեկտրադիմագրոսիայան շերմաստիճանային կախման հետազոտությունը	127
Կ. Վ. Խերունցյան. Քվանտային ֆլուկտուացիաների սեղմվելու էֆեկտներ ոչ այլասևոված կրիֆոտոնային կլանման պրոցեսում	131
Գ. Ց. Ներսիսյան, Կ. Ռ. Միրզոյան, Վ. Օ. Պապանյան. Լազերային ֆոտոսի պլազմայի՝ որպես վակուումային ուլտրամանուշակագույն ճառագայթման աղբյուրի հետազոտումը	140
Ա. Հ. Ռոստոմյան, Ա. Մ. Ռոստոմյան. Ռենտգենյան ուղղանտորներից դուրս եկող ինչների ինտեգրալ հզորությունը և ինտենսիվությունը	145
Ա. Պ. Զոքյան, Է. Մ. Ղազարյան, Յու. Վ. Կարակաչյան. Լույսի կլանումը բարակ քվանտացված կիսահաղորդչային լարում լիցքակիրների ոչ պարարոլական դիսպերսիայի օրենքի գնարում	150
Ա. Մ. Կեչիյանց, Վ. Ն. Մկրտչյան. Սնումալ ֆոտովոլտային արձագանքի գեներացիայի մեխանիզմը $YBaCuO$ խեցային նմուշներում	158
Մ. Վ. Սիմոնյան, Պ. Ռ. Ռուսյան, Է. Գ. Շառոյան. Անոմալ դիէլեկտրիկ երևույթներ կապարի ֆոտալոցիանինի մոնոկլինային մոզիֆիկացիայի մամլված փոշեհատիկներում	165
Ս. Ա. Մեացակեչյան, Վ. Պ. Փալանբարյան. Մագնիսական ուղղանտոր անկյունային սպինային կառուցվածք ունեցող ֆեռիտ-նոնարարերում	170

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԳՈՒՄՆԵՐ

Գ. Ռ. Բաղայանց, Ա. Մ. Գուլյան, Ա. Ս. Կուլանյան, Ս. Խ. Փիլոսյան, Ս. Ս. Թերզյան, Վ. Ա. Շիեղյան. Մեծ արամագծի գերհաղորդիչ թաղանթներ սիլիցիումային տակդիրներին վրա	174
Ն. Ռ. Աղամյան, Ս. Մ. Կարաջոզյան, Ռ. Բ. Կաստանյան. Կապարի մոլիբդատի միաբյուրեղներում Er^{3+} իոնների սպեկտրոսկոպիան	178

CONTENTS

V. KH. Babayan, N. KH. Bostandjhyan. On the possibility of the measurement of absorption range of neutrons generated by solar cosmic rays in the atmosphere.	107
G. G. Grigorian, M. L. Ter-Mikaelian, G. A. Torosian. Space phase self-modulation in quaziresonant medium	111
F. P. Safaryan. On the theory for temperature shifts of spectral lines of doped dielectric crystals	116
A. R. Mkrtychyan, S. R. Nersisyan, N. V. Tabiryen. Catastrophes in the interaction of light waves in anisotropic resonator	121
V. E. Adamian, A. A. Artsruni, A. G. Kouchin, E. S. Abovian, M. A. Melikian. Investigation of magnetization and temperature dependence of electrical resistivity of rare-earth metals based system of multicomponent solid solutions with CsCl type structure	127
K. V. Kheruntsyan. Effects of squeezing of quantum fluctuations in the process of nondegenerate two-photon absorption	131
G. Tc. Nersisyan, K. R. Mirzoyan, V. O. Papanyan. Laser focus plasma investigation as a vacuum ultraviolet light source	140
A. H. Rostomyan, A. M. Rostomyan. Integral power and intensity of the beam exited from the x-ray resonator	145
A. P. Djotian, E. M. Kazarian, Y. V. Karakashian. Light absorption in thin quantizing semiconductor wires with non-parabolic law of dispersion of charge carriers	150
A. M. Kechiantz, V. E. Mkrtychian. Mechanism of the generation of anomalous photovoltaic response in YBaCuO ceramic samples	158
M. V. Simonyan, P. R. Rusyan, E. G. Sharoyan. Dielectric anomalies in the pressed powders of monoclinic modification of lead phthalocyanine	165
S. A. Mnatsakanian, V. P. Kalantarian. Magnetic resonance in the ferrites-garnets with canted spin configuration	170

BRIEF REPORTS

G. R. Badalyants, A. M. Gulian, A. S. Kuzanyan, S. K. Pilosian, S. S. Terzyan, V. A. Shindyan. Superconducting large-diameter films on Si substrates	174
N. R. Agamalyan, S. M. Karagezyan, R. B. Kostanyan. Spectroscopy of Er ³⁺ ions in Lead Molybdate Single Crystals	178

ՀՄ 415
1993, 28, 4

СОДЕРЖАНИЕ

В. Х. Бабалян, Н. Х. Бостанджян. О возможности измерения пробега нейтронов, генерированных солнечными космическими лучами в атмосфере 107

Г. Г. Григорян, М. Л. Тер-Микаелян, Г. А. Торосян. Пространственная фазовая само модуляция в квазирезонансных средах 111

Ф. П. Сафарян. К теории температурного сдвига спектральных линий примесных диэлектрических кристаллов 116

А. Р. Мкртчян, С. Р. Нерсисян, Н. В. Табирян. Катастрофы при взаимодействии световых волн в анизотропном резонаторе 121

В. Е. Адамян, А. А. Арцруни, А. Г. Кучин, Э. С. Абовян, М. А. Меликян. Исследование намагниченности и температурной зависимости электросопротивления системы многокомпонентных твердых растворов на основе редкоземельных металлов со структурой типа CsCl 127

К. В. Херунцян. Эффекты сжатия квантовых флуктуаций в процессе невырожденного двухфотонного поглощения 131

Г. Ц. Нерсисян, К. Р. Мирзоян, В. О. Папанян. Исследование плазмы лазерного фокуса в качестве источника вакуумного ультрафиолетового излучения 140

А. Г. Ростомян, А. М. Ростомян. Интегральные мощность и интенсивность пучка, выходящего из рентгеновского резонатора 145

А. П. Джотян, Э. М. Қазарян, Ю. В. Каракашян. Поглощение света в тонкой квантуемой полупроводниковой проволоке с непараболическим законом дисперсии носителей заряда 150

А. М. Кечиянц, В. Е. Мкртчян. Механизм генерации аномального фотovoltaического отклика в керамических образцах YBaCuO 158

М. В. Симосян, П. Р. Русян, Э. Г. Шароян. Диэлектрические аномалии в спрессованных порошках фталоцианина свинца моноклинной модификации. 165

С. А. Мнацаканян, В. П. Калантарян. Магнитный резонанс в ферритах-гранатах с угловой спиновой конфигурацией 170

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Г. Р. Бадалянц, А. М. Гулян, А. С. Кузаян, С. Х. Пилосян, С. С. Терзян, В. А. Шиндян. Сверхпроводящие пленки большого диаметра на кремневых подложках 174

Н. Р. Агамалян, С. М. Қарагезян, Р. Б. Костанян. Спектроскопия ионов Er^{3+} в монокристаллах молибдата свинца 178

Сдано в набор 6.10.93 г. Подписано к печати 23.06.94 г.
 Формат 70×108¹/₁₆. Бумага №1, «сыктывкарская». Высокая печать. Печ. лист. 5,25.
 Усл. печ. лист. 7,35. Усл. кр. отт. 8. Учет.-изд. 8. Тираж 300. Заказ 134.
 Издат. 7952. Цена 20 драм.

Издательство «Гитутюн» НАН РА, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.
 Типография Издательства НАН Армении, 378410, г. Аштарак, 2.