

ՓԻԶԻԿԱ · ՖԻԶԻԿԱ · PHYSICS



ИЗВЕСТИЯ
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

PROCEEDINGS
OF NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF ARMENIA

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 ԿՈՒՆԳԻԱ

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
Vil. 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,
375019, Երևան, Մարշալ Բաղրամյան պող., 24-գ:

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

ИЗМЕНЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ ПАРОВ КАЛИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕЗОНАНСНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М. Е. МОВСЕСЯН, Р. Е. МОВСЕСЯН, А. М. ХАНБЕКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 9 ноября 1993 г.)

Исследована намагниченность паров калия под воздействием перестраиваемого по частоте импульсного лазерного излучения. На основе сравнения экспериментальных результатов намагниченности и нелинейно-оптических процессов в одних и тех же условиях эксперимента показано, что между ними существует корреляция.

1. Взаимодействие лазерного излучения с веществом наряду с нелинейными оптическими явлениями приводит также к намагничиванию среды.

Намагничивание паров рубидия и калия под действием импульсного лазерного излучения наблюдалось в работах [1, 2, 3], где проводились исследования как при фиксированной частоте возбуждающего излучения, так и при перестройке частоты возбуждающего излучения. Однако в работах по возбуждению паров резонансным, перестраиваемым по частоте излучением индуцированные в результате намагниченности сигналы ЭДС не были разрешены во времени. Необходимо отметить, что в указанных работах не проводились регистрация и сравнение оптических спектров и индуцируемых сигналов ЭДС в одних и тех же условиях эксперимента. Такое сравнение может дать информацию о роли магнитных подуровней при нелинейно-оптических процессах и механизмах релаксации ориентации.

В настоящей работе приводятся результаты исследований изменения намагниченности паров калия под воздействием перестраиваемого по частоте резонансного лазерного излучения. Одновременно с намагничиванием паров исследовались нелинейно-оптические процессы, о которых сообщалось в работе [4].

2. Для возбуждения атомов калия использовалось линейно-поляризованное излучение перестраиваемого в области $12800 \div 13150 \text{ см}^{-1}$ лазера на красителе с плотностью мощности $\sim 100 \text{ кВт/см}^2$, длительностью импульса $\sim 25 \text{ нсек}$, спектральной шириной 1 см^{-1} . Пары атомарного калия находились в стеклянной кювете с отростком, давление паров изменялось от $7 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ до $4 \cdot 10^{-1} \text{ мм рт. ст.}$ Температура рабочей части кюветы поддерживалась постоянной при $T=310^\circ\text{C}$. Намагничивание паров регистрировалось по индуцированию ЭДС во внешней приемной катушке, содержащей 10 витков и расположенной соосно в центральной части кюветы. Иссле-

дующие сигналы предварительно усиливались усилителем УЗ-33 и подавались на осциллограф С1-75. Регистрирующая система обеспечивала полосу пропускания не меньше 200 МГц. В объеме взаимодействия лазерного излучения с парами калия создавалось продольное постоянное магнитное поле до 220 Э.

3. Сигналы ЭДС индуцировались в приемной катушке при изменении частоты возбуждающего излучения во всей области перестройки частоты возбуждающего лазера. При наличии внешнего продольного магнитного поля и при перестройке возбуждающего излучения в области частот $12950 \div 13125 \text{ см}^{-1}$ в приемной катушке, кроме сигнала в течение лазерного импульса, наблюдались, также задержанные относительно него сигналы ЭДС. Сигналы ЭДС в течение лазерного импульса имели сложную структуру (колебания с большой частотой), что затрудняло их количественные исследования. В данной работе исследовались только задержанные сигналы.

Специальные экспериментальные исследования показали, что задержанные сигналы имеют полярность, соответствующую увеличению магнитного потока через регистрирующую катушку.

Время задержки и амплитуда сигнала ЭДС зависят от давления паров (рис. 1). Как видно из рисунка, амплитуда сигнала ЭДС имеет порог по давлению паров. Зависимость времени задержки от давления паров хорошо аппроксимируется кривой $1/p$.

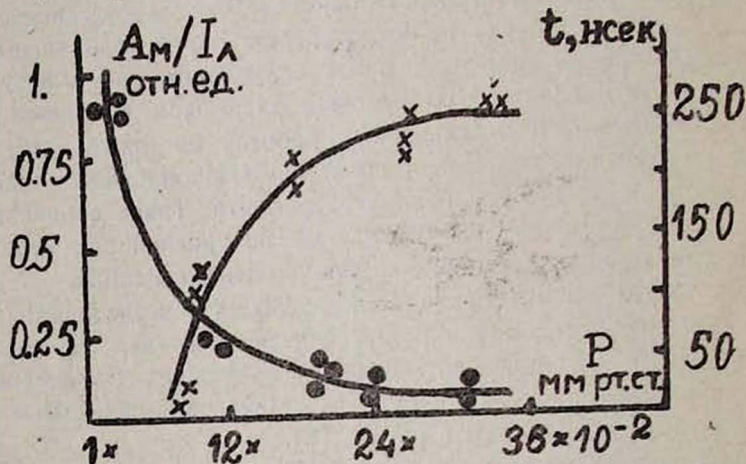


Рис. 1. Зависимости от давления паров калия: X амплитуды сигнала ЭДС (A_m/I_a), ● времени задержки сигнала ЭДС (t).

Исследования зависимости амплитуды сигнала ЭДС от интенсивности лазерного излучения показали, что величина сигнала линейно зависит от интенсивности лазера. Максимальная амплитуда сигнала составляет $\sim 1 \text{ мВ}$.

Амплитуда сигнала линейно зависит от напряженности внешнего магнитного поля, и при изменении направления поля полярность сигнала меняется.

Проведенные температурные исследования (в пределах $250 \div 350^\circ\text{C}$) показали, что при постоянном давлении паров калия амплитуда сигнала практически не зависит от температуры паров в объеме взаимодействия.

Исследовалась зависимость амплитуды сигнала ЭДС от частоты возбуждающего излучения (рис. 2). Из приведенного графика видно,

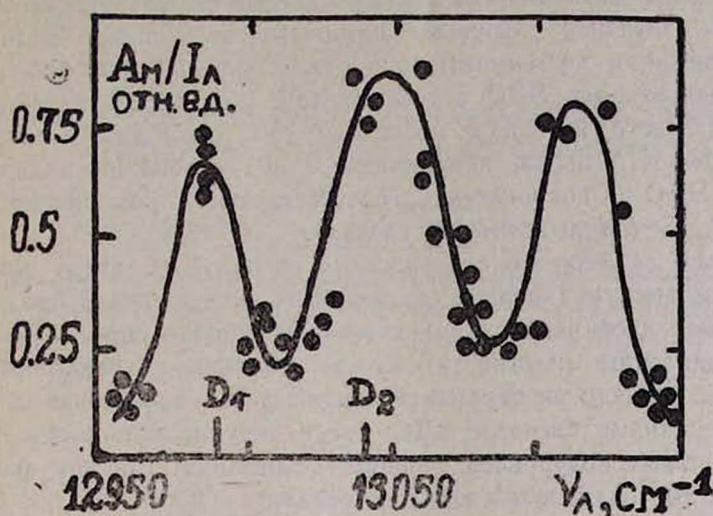


Рис. 2. Зависимость величины сигнала ЭДС от частоты возбуждающего излучения при давлении паров $P=0,13$ мм рт. ст.

что в зависимости от частоты возбуждающего излучения амплитуда сигнала ЭДС имеет три максимума. Важно отметить, что форма и время задержки сигнала зависят от частоты возбуждающего излучения. Так, сигналы ЭДС, индуцируемые при перестройке частоты возбуждающего излучения в областях $12800 \div 13015$ см^{-1} и $13050 \div 13125$ см^{-1} имеют одинаковую форму и временную задержку. При перестройке частоты возбуждающего излучения в области $13015 \div 13050$ см^{-1} сигналы ЭДС имеют более пологий передний фронт и время задержки на ~ 30 нсек больше по сравнению с предыдущим случаем.

4. Сравнивая результаты исследований индуцированных задержанных сигналов ЭДС и полученных в тех же условиях эксперимента оптических спектров рассеяния [4], можно заключить, что между ними существует корреляция. Действительно, в пределах точности эксперимента задержанные сигналы ЭДС возникают в тех же областях перестройки возбуждающего излучения ($12950 \div 13125$ см^{-1}), в которых наблюдаются линии ВЭКР, линия «нерезонансного трехфотонного рассеяния» и неперестраиваемая линия; сигналы ЭДС различны по форме при различных оптических процессах—стоксовой ВЭКР, антистоксовой ВЭКР, при процессе, приводящем к возникновению неперестраиваемой по частоте линии ($\nu=12990$ см^{-1}); зави-

симость интенсивности рассеянных спектральных линий и амплитуды сигнала ЭДС от частоты возбуждающего излучения практически совпадают; интенсивность линии антистоксовой компоненты ВЭКР, в пределах точности эксперимента, имеет такой же порог и зависимость от давления, что и амплитуда задержанного сигнала.

Появление сигналов ЭДС можно объяснить следующим образом. Лазерное излучение разрушает намагниченность паров калия, наведенную внешним постоянным магнитным полем, с чем связано индуцирование сигналов ЭДС в течение лазерного импульса. После действия лазерного импульса происходит восстановление равновесной намагниченности паров, приводящее к индуцированию задержанного сигнала ЭДС с полярностью, соответствующей увеличению магнитного потока (парамагнитный сигнал).

Исходя из того, что задержанный сигнал ЭДС имеет ярко выраженный максимум (который должен был отсутствовать при обычной, экспоненциальной релаксации) и время задержки обратно пропорционально давлению (плотности) паров, необходимо предположить, что в условиях нашего эксперимента играют роль кооперативные явления.

Задержанные сигналы ЭДС могут индуцироваться при релаксации магнитных подуровней основного состояния. Так как время жизни магнитных подуровней довольно большое ($10^{-2} \div 10^{-1}$ сек [5]), то сверхизлучательный процесс между этими подуровнями может привести к возникновению задержанных сигналов ЭДС. Как отмечалось выше, задержанные сигналы ЭДС наблюдаются в том случае, когда в оптическом спектре наблюдаются спектральные линии рассеяния (компоненты ВЭКР, линия «нерезонансного» трехфотонного рассеяния, перестраиваемая линия), поэтому неравновесная заселенность магнитных подуровней основного состояния происходит вследствие распада уровней $4P_{1/2}$, $4P_{3/2}$. При распаде уровней $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ (заселенность которых зависит от области частоты возбуждения) магнитные подуровни сверхтонкого расщепления будут заселяться неодинаково, поэтому величина и время задержки сигналов ЭДС будут зависеть от частоты возбуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Бадалян, А. А. Дабагян, М. Е. Мовсесян, М. Л. Тер-Микаелян. Изв. АН СССР, сер. физ., 43, 304 (1979).
2. М. Е. Мовсесян. Изв. АН СССР, сер. физ., 45, 2227 (1981).
3. М. Е. Мовсесян, Р. Е. Мовсесян, А. М. Ханбекий. Кв. электроника, 12, 2486 (1985).
4. М. Е. Мовсесян, Р. Е. Мовсесян, А. М. Ханбекий. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 23, 225 (1988).
5. E. Wolf. Optical Pumping, v. 5. Amsterdam, 1966.

CHANGE OF MAGNETIZATION OF POTASSIUM VAPOR UNDER THE ACTION OF RESONANT LASER RADIATION

M. E. MOVSESSIAN, R. E. MOVSESSIAN, A. M. KHANBEKIAN

The magnetization of potassium vapor under the action of frequency-tunable laser radiation was studied. Using the comparison of experimental results for magnetization and non-linear optical phenomena, it was shown that the correlation between these phenomena takes place.

**ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԴՈԼՈՐՇԻՆԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՑԻՆ
ԼԱԶԵՐԱՑԻՆ ԶԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄ**

Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ռ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Ա. Մ. ԽԱՆԲԵԿԻԱՆ

Ուսումնասիրված է կալիումի զոլորշիների մագնիսացումը ըստ հաճախության համալարվող լազերային ճառագայթի ազդեցությամբ: Մագնիսացման և ոչ-գծային օպտիկական երևույթների փորձնական արդյունքների համեմատությամբ ցույց է տրվել, որ այդ երևույթների միջև գոյություն ունի կապ:

УДК 539.186.3:538.61

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РАЗНОСТНОГО ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМОВ НАТРИЯ И АРГОНА ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ВБЛИЗИ D -ДУБЛЕТА Na АБСОРБЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОН- НЫМ МЕТОДОМ

А. М. БАДАЛЯН, М. Е. МОВСЕСЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступило в редакцию 15 декабря 1993 г.)

Измерен коэффициент поглощения вблизи D -дублета в парах натрия при наличии аргона под давлением 50 Тор в области спектра до 50 см^{-1} с длинноволновой стороны от линии D_1 и с коротковолновой стороны от D_2 . Измерения проведены с использованием разработанной ранее абсорбционно-поляризационной методики. По полученным экспериментальным данным вычислены параметры разностного потенциала взаимодействия атомов натрия и аргона.

Хорошо известно, что линии поглощения (или испускания) атомов, испытывающих столкновения с другими атомами, становятся асимметричными, так как сечения оптических столкновений зависят от величины и знака частотного расстояния от центра линии за пределами ударной области спектра. Эта асимметрия объясняется зависимостью квазимолекулярных энергетических термов от межатомного расстояния, так что форма атомной линии непосредственно связана с потенциалами взаимодействия сталкивающихся атомов и, таким образом, может служить хорошей проверкой различных теоретических расчетов, проводившихся последние 20-30 лет (см., например, один из последних обзоров [1]).

Большая часть экспериментальных работ в этой области проделана с атомами щелочно-земельных и щелочных металлов, возмущаемых атомами инертных газов (см., например, [2—5], а также ссылки в этих работах), причем наибольшее внимание среди щелочных металлов уделяется тяжелым, а именно цезию [6] и рубидию [4], поскольку эти атомы имеют большой интервал тонкой структуры в первом возбужденном состоянии. Атомы натрия исследовались лишь в сравнительно небольшом количестве работ, например, в [7, 8]. Во всех экспериментах с парами как щелочно-земельных, так и щелочных металлов либо применялся метод возбуждения флуоресценции (например, [7]), либо измерялся непосредственно спектральный коэффициент поглощения одновременно с кривыми Рождественского (например, [4]).

В настоящей работе сделана попытка измерения профиля D -дублета натрия в атмосфере аргона абсорбционно-поляризационным ме-

тодом, разработанным и реализованным ранее [9, 10] для измерения поперечников оптических столкновений.

Если линейно-поляризованное слабое излучение с широким спектром распространяется в резонансной атомарной среде при наличии буферного газа и внешнего постоянного продольного магнитного поля, то перпендикулярная (падающей) составляющая прошедшей интенсивности определяется выражением

$$J_{\perp}(\Delta\omega) = J_0 e^{-\alpha(\Delta\omega)l} \sin^2 \Phi(\Delta\omega) l, \quad (1)$$

где J_0 — интенсивность падающего излучения, $\alpha(\Delta\omega)$ — спектральный коэффициент поглощения, $\Phi(\Delta\omega)$ — угол фарадеевского вращения на единицу длины, l — длина среды. Частотная расстройка от резонанса определяется как $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, где ω — частота излучения, а ω_0 — частота атомного перехода. Для двухуровневой модели атома в случае слабого поля излучения коэффициент поглощения и угол поворота определяются выражениями

$$\alpha(\Delta\omega) \sim \frac{N\Gamma}{\Delta\omega^2 + \Gamma^2/4}, \quad \Phi(\Delta\omega) \sim \frac{N\Omega}{\Delta\omega^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2)$$

где N — концентрация резонансных атомов, Ω — ларморова частота, а Γ — полная ширина атомной линии, являющаяся суммой естественной и столкновительной ширин. При достаточно большом давлении буферного газа ширина линии определяется только столкновениями с атомами буферного газа: $\Gamma = \Gamma_c$. В этом случае выражение (2) для $\alpha(\Delta\omega)$ является лоренцианом в ударной области спектра и модифицированным лоренцианом [11] вне этой области ($|\Delta\omega| \gg \Gamma_c/2$):

$$\alpha(\Delta\omega) \sim \frac{N\gamma(\Delta\omega)}{\Delta\omega^2 + \Gamma_c^2/4} \simeq \frac{N\gamma(\Delta\omega)}{\Delta\omega^2} = N\pi S(\Delta\omega); \quad (3)$$

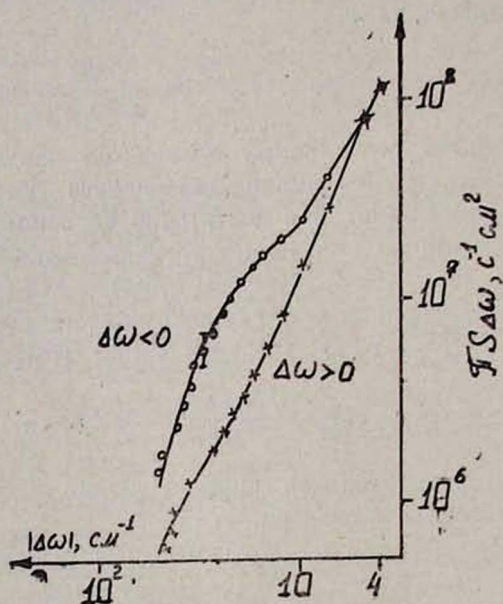
здесь $\gamma(\Delta\omega)$ — столкновительная ширина линии, зависящая от частоты вне ударной области спектра.

Исследование экстремумов функции (1) показывает наличие максимумов на частотах $\Delta\omega_{\pm} \sim \sqrt{\gamma_{\pm} N l}$. Индексы «+» и «-» относятся соответственно к коротковолновому и длинноволновому крыльям линии поглощения. Таким образом, измеряя положение максимумов в спектре $J_{\perp}(\Delta\omega)$, можно определить столкновительную ширину на соответствующей частоте и, следовательно, профиль линии $S(\Delta\omega)$. Точность этих измерений не хуже 10% [9]. Пиковая и полная интенсивности в максимумах также связаны с $\gamma_{\pm}(\Delta\omega)$, так что измерение этих величин дает второй, независимый способ определения $\gamma_{\pm}(\Delta\omega)$, точность которого порядка 3% [9]. Основными достоинствами изложенного метода являются его простота и высокая чувствительность (обеспечиваемая эффектом Фарадея), что приводит к хорошей точности измерения профиля линии в оптически плотной среде.

Эксперимент проводился на установке, подобной описанной в [9]. Использовалась обычная металлическая кювета с $l = 20$ см. Магнит-

ное поле в кювете создавалось системой двух катушек Гельмгольца. Источником света служил импульсный перестраиваемый лазер на красителе родамин 6Ж с накачкой от неодимового лазера. Мощность импульса лазера на красителе составляла 100 кВт при длительности 20 нс и спектральной ширине $0,1 \text{ см}^{-1}$. Кювета содержала пары натрия с $N = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (при $T = 500 \text{ К}$) и аргон под давлением 50 Тор. Измерения проводились при напряженности магнитного поля 8 кА/м. Излучение, прошедшее через скрещенные поляризаторы, регистрировалось спектрографом ИСП-51 с камерой УФ-90. Лазер на красителе перестраивался в области D-дублета натрия, измерялись положения максимумов функции (1), а также их пиковые и интегральные интенсивности, после чего по соответствующим формулам [9—10] рассчитывались величины Nl и профиль линии $S(\Delta\omega)$.

Измеренный таким образом профиль линии показан на рис. 1 в логарифмическом масштабе для длинноволнового крыла линии D_1 .



Профиль D-дублета натрия в присутствии аргона; расстройка отсчитывается от центра линии D_1 для $\Delta\omega < 0$ и от центра линии D_2 для $\Delta\omega > 0$.

и коротковолнового крыла линии D_2 . Как видно из рисунка, для значений расстройки $|\Delta\omega| < 5 \text{ см}^{-1}$ (ударная область) профиль линии симметричен и линейно спадает с наклоном, равным -2 , что соответствует лоренциану с независящей от частоты столкновительной шириной, равной $\Gamma_c \approx 2,15 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ (отсюда следует, что уже для $|\Delta\omega| > 1 \text{ см}^{-1}$ имеем $\Delta\omega^2 \gg \Gamma_c^2/4$ и $S(\Delta\omega) = \gamma(\Delta\omega)/\pi\Delta\omega^2$ с большой точностью). Полученная цифра хорошо согласуется с результатами из-

мерений других авторов, сводка которых приведена в [12]. Для $|\Delta\omega| > 5 \text{ см}^{-1}$ наблюдается асимметрия профиля. В длинноволновой области результаты измерений хорошо аппроксимируются прямой с наклоном $\sim -1,5$ до значения $\Delta\omega_s \approx -12,5 \text{ см}^{-1}$. Поведение в области вокруг $\Delta\omega_s$ может быть интерпретировано как „размытая“ спутниковая структура, а при $|\Delta\omega| > |\Delta\omega_s|$ наблюдается спад, близкий к экспоненциальному. В коротковолновом крыле дублета наблюдается также линейный спад с наклоном $\sim -2,3$ в области $5 \text{ см}^{-1} < \Delta\omega < 20 \text{ см}^{-1}$. В области от 20 до 30 см^{-1} также имеется линейный спад (наклон $\sim -1,4$), и для $\Delta\omega > 30 \text{ см}^{-1}$ спад близок к экспоненциальному, так что можно предположить наличие нечеткого спутника также и в синей области при $\Delta\omega \sim 30 \text{ см}^{-1}$.

Закон „1,5“ в длинноволновой области спектра сразу за пределами ударной области наблюдался во многих работах с различными газами (см., например, [2, 4]). Он объясняется квазистатическим выражением для профиля линии в предположении вандерваальсовского взаимодействия сталкивающихся атомов $\Delta V(R) = -\Delta C_6 R^{-6}$, где $\Delta V(R)$ — разностный потенциал взаимодействия при расстоянии R между атомами, а ΔC_6 — разность констант ван дер Ваальса в возбужденном и основном состояниях атома Na . Учитывая, что согласно принципу Фрэнка-Кондона $\Delta V(R) = \hbar \Delta\omega$, и привязывая экспериментальный профиль обычным образом к формуле для профиля, получаемой согласно квазистатической теории (считаем $V_0(R) \ll kT$, где $V(R)$ — потенциал основного состояния) $S(\Delta\omega) = (2/3) N_A (\Delta C_6 / \hbar)^{1/2} \cdot |\Delta\omega|^{-3/2}$, имеем для ΔC_6 системы $Na-Ar$ значение $9 \cdot 10^{-58} \text{ эрг} \cdot \text{см}^6$, которое близко к полученному в [7] для системы $Na-Xe$ (параметра ΔC_6 для $Na-Ar$ нами не было найдено в литературе). Отметим, что величина ΔC_6 относится к некоему эффективному, усредненному разностному потенциалу; параметры потенциалов различных квазимолекулярных термов, стремящихся при $R \rightarrow \infty$ к энергиям атомных состояний $3^2P_{1/2,3/2}$, будут измерены в последующих работах. Отметим также, что согласно ударному приближению величины Γ_c и ΔC_6 связаны соотношением $\Gamma_c = 4,04 N_A (\Delta C_6 / \hbar)^{2/5} v^{3/5}$ [2]; считая $v \approx 8 \cdot 10^4 \text{ см/с}$ для $T = 500 \text{ К}$ (средняя относительная скорость атомов натрия и аргона), и используя полученное выше значение ΔC_6 , приходим к столкновительной ширине $\sim 2,5 \cdot 10^9 \text{ Гц}$, что отличается от результата измерения на $\sim 10\%$.

Возникновение спутников на профиле линии обусловлено наличием экстремумов разностного потенциала (см., например, [2]). Для определения параметров экстремума, соответствующего спутнику $\Delta\omega_s = -12,5 \text{ см}^{-1}$ на длинноволновом крыле, аппроксимируем функцию $\Delta V(R)$ в этой области параболическим потенциалом вида $\Delta V(R) = -\varepsilon (1 - K(R - R_m)^2 / R_m^2)$, где R_m — положение минимума, ε — глубина потенциальной ямы, а K — параметр кривизны. Глубина ямы определяется местоположением той точки на профиле, интенсивность в которой составляет 65% от интенсивности в пике спутника [2,4]. Расчет по

измеренному профилю дает $|\Delta\omega'_s|=20 \text{ см}^{-1}$, откуда получаем $\varepsilon = -\hbar\Delta\omega'_s = -\Delta V(R_m) \approx 6,3 \cdot 10^{-16} \text{ эрг}$. Плавный переход вандерваальсовского потенциала в параболический имеет место при $R_m=9,6 \text{ А}$, $K=10,8$, а при $R \sim R_0 \approx 6,7 \text{ А}$ $\Delta V(R)$ обращается в нуль. Таким образом, изучение ближних крыльев ($|\Delta\omega| \leq 50 \text{ см}^{-1}$) дает информацию о разностном потенциале в области межатомных расстояний $R \geq 7 \text{ А}$. Насколько нам известно, измерения для системы $\text{Na}-\text{Ar}$ проводились в этой области расстояний лишь в работе [13]. Данные, полученные в настоящей работе, неплохо согласуются с результатами [13] и с теоретическими вычислениями в [14].

Что касается коротковолнового крыла, то, предполагая, что в непосредственной близости от центра линии оно обусловлено степенным разностным потенциалом отталкивания вида $\Delta C_n R^{-n}$, получим наблюдаемый линейный спад в коротковолновом крыле при $n \sim 2,3$; при этом величина ΔC равна примерно $10^{-32} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{2,3}$. В этой области спектра результаты плохо согласуются с результатами [13], а в других измерениях с натрием либо рассматриваются дальние крылья [8] (межатомные расстояния порядка нескольких ангстрем), либо исследуется натрий, возмущаемый другими газами (например, [7]).

Отметим в заключение, что довольно значительные расхождения между данными различных авторов по коротковолновому крылу линии натрия и небольшие расхождения по длинноволновому крылу объясняются, по-видимому, ограниченной применимостью двухуровневой модели для интерпретации результатов измерений в ближних крыльях D -дублета из-за малости величины тонкого расщепления.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантом фонда Мейера, присужденным Американским Физическим Обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. N. Allard and J. F. Kielkopf. *Rev. Mod. Phys.*, 54, 1103 (1982).
2. W. J. Alford, N. Andersen, K. Burnett and J. Cooper. *Phys. Rev.*, A30, 2366 (1984).
3. А. М. Бонч-Бруевич, С. Г. Пржибельский, А. А. Федоров, В. В. Хромов. *ЖЭТФ*, 71, 1733 (1976).
4. П. Я. Кантор, Л. Н. Шабанова. *Опт. и спектр.*, 58, 1008 (1985); 59, 685 (1985).
5. A. Gallagher. *Acta Phys. Pol.*, A54, 761 (1978).
6. R. E. M. Hedges, D. L. Drummond and A. Gallagher. *Phys. Rev.*, A6, 1519 (1972).
7. K. J. Nieuwesteeg, J. A. Leegwater, Tj. Hollander and C. Th. J. Alkemade. *J. Phys. B, At. Mol. Phys.*, 20, 487 (1987).
8. G. York, R. Scheps and A. Gallagher. *J. Chem. Phys.*, 63, 1052 (1975).
9. А. М. Бадалян, Б. А. Глушко, А. А. Дабагян, М. Е. Мовсесян. *ЖПС*, 45, 369 (1986).
10. А. М. Бадалян, Б. А. Глушко, М. Е. Мовсесян. *Опт. и спектр.*, 68, 1266 (1990).
11. С. И. Яковленко. «Столкновения и поглощение резонансного излучения в среде; слабые поля», Москва, 1980.
12. J. L. Lemaire, J. L. Chotin, F. Rostas. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 19, 1913 (1986).

13. M. J. Jongerius, A. R. D. van Bergen, Tj. Hollander and C. Th. J. Alkemade. JQSRT, 25, 1 (1981).
14. J. Pascale and J. Vandeplanque. J. Chem. Phys., 60, 2278 (1974).

DETERMINATION OF PARAMETERS OF Na-Ar INTERACTION DIFFERENCE POTENTIAL FROM SODIUM D-DOUBLET PROFILE MEASUREMENTS BY ABSORPTION—POLARIZATION TECHNIQUE

A. M. BADALYAN, M. E. MOVSESSIAN, V. O. CHALTYKYAN

The absorption line of D-doublet has been measured in sodium vapour in the presence of 50 Torr argon in the spectral region up to 50cm^{-1} on the red wing of D_1 and the blue wing of D_2 . Measurements have been performed with use of absorption-polarization technique developed earlier. Using the obtained experimental data the parameters of difference potentials of interaction between sodium and argon atoms were determined.

ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԵՎ ԱՐԳՈՆԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼՆԵՐԻ
ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ D-ԴՈՒԲԼԵՏԻ
ՇՐՋԱԿԱՅՔՈՒՄ ԿԼԱՆՈՂԱ-ԲԵՎԵՌԱՅՈՒՄԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ
ԿԼԱՄԱՆ ԳՆՐԾԱԿՑԻ ԶԱՓՄԱՆ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐՈՎ

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ, Վ. Օ. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Նատրիումի գոլորշիների և 50 Տոր ճնշմամբ արգոնի զազի խառնուրդում չափվել է կլանման գործակիցը նատրիումի D-դուբլետի շրջակայքում: Զափումները կատարվել են ավելի վաղ մշակված կլանում-բեկեղացումային մեթոդի օգնությամբ: Օգտագործելով ստացված էքսպերիմենտալ տվյալները հաշվվել են նատրիումի և արգոնի ատոմների փոխազդեցության պոտենցիալների տարրերության պարամետրերը:

УДК 539.186.22:546.32

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ БУФЕРНЫХ ГАЗОВ НА
ИНТЕНСИВНОСТЬ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
АТОМА КАЛИЯ

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 4 декабря 1993 г.)

В присутствии буферных газов гелия и аргона исследовано ультрафиолетовое излучение в парах калия на длинах волн 321,7 и 383,4 нм. Измерена зависимость интенсивности полученных спектральных линий от давления буферных газов. Выявлен конический характер линии 321,7 нм в присутствии буферного газа гелия. Обосновано отсутствие УФ линий в случае буферного газа ксенона.

Благодаря своей нелинейной восприимчивости буферный газ оказывает влияние на эффективность преобразования частоты излучения и может приводить как к увеличению, так и к уменьшению мощности генерации по сравнению с мощностью генерации в «чистых парах» (без буферного газа). Поэтому исследование интенсивности УФ линий излучения в присутствии буферных газов представляет практический интерес.

Настоящая работа является продолжением цикла проводимых нами исследований по преобразованию ИК излучения в УФ диапазон в парах калия при наличии буферных газов [1—3]. Приводятся результаты экспериментов по преобразованию частоты излучения рубинового лазера в УФ область (321,7 и 383,4 нм) на атомах калия, интерпретированные в работах [1, 2] как четырехфотонное параметрическое излучение и ВЭКР на электронных переходах между уровнями $5P_{1/2}$, $4P_{3/2}$ в присутствии аргона (Ar); исследованы также пространственные характеристики излучения 321,7 нм в присутствии гелия. Измерены также зависимости интенсивности исследуемых УФ линий от давления буферных газов. Полученные данные сопоставлены с результатами работ [1—3]. Были проведены исследования поляризационных характеристик УФ линий при линейно- и циркулярно-поляризованном возбуждающем резонансном лазерном излучении.

Постановка эксперимента и процедура измерений были такими же, как и в предыдущих наших экспериментах [1—4]. Для поляризационных измерений использовались поляризаторы Рошона, Глана-Фуко и четвертьволновая пластинка. Анализатором служила система из двух взаимно перпендикулярно ориентированных поляризаторов, помещенная перед щелью спектрографа. Проверялось искажение поляризации излучения холодной кюветой. Оно оказалось незначительным. В случае линейно-поляризованного возбуждающего излу-

чения линия с $\lambda=321,7$ нм (переход $7P \rightarrow 4S$) характеризовалась относительно низкой степенью поляризации с плоскостью, параллельной плоскости поляризации лазерного излучения, линия ВЭКР оказалась неполяризованной. Поляризация исследуемых линий не зависела от типа буферного газа. Эксперименты с инертным газом ксеноном показали, что УФ излучение в этом случае полностью отсутствует. Согласно работе [4], при использовании ксенона в качестве буферного газа инфракрасные каскадные переходы $6S \rightarrow 5P \rightarrow 5S \rightarrow 4P$ атома калия (рис. 1), с которыми мы связываем механизм образования линии 321,7 нм, отсутствуют, чем и объясняется отсутствие данной линии в случае ксенона.

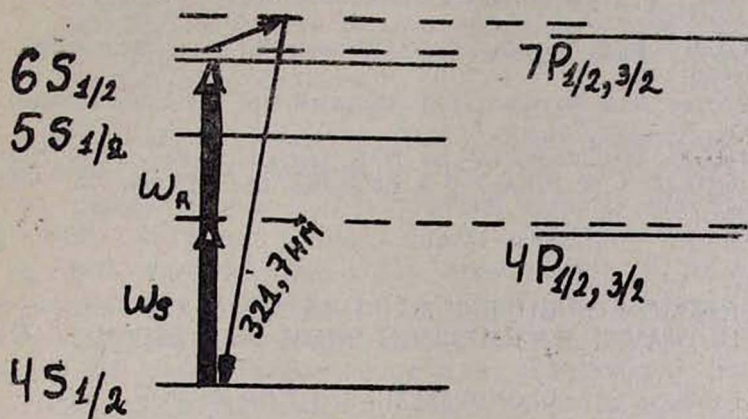


Рис. 1. Энергетическая схема уровней атома калия, участвующих в процессе образования УФ линии 321,7 нм.

Выявлен конический характер излучения 321,7 нм при наличии гелия. Для этого выходящее из кюветы излучение при помощи объектива с фокусным расстоянием 19 см собиралось на щель спектрографа. Для получения спектрально-угловых характеристик излучения изображение выходной щели регистрировалось на фотопластинку. При плотностях атомов калия $N_K \sim (6 \div 9) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ и давлении буферного газа $He \sim 10$ Тор излучение 321,7 нм зафиксировано в виде двух точек, расположенных вертикально. Расстояние между точками $\sim 1 \text{ А}^\circ$. Аналогичная картина получена и при повышении давления буферного газа гелия до 570 Тор.

Исследования зависимости интенсивности спектральных линий 321,7 и 383,4 нм от давления буферного газа аргона показали, что разница в максимальных интенсивностях при гелии и аргоне незначительна, но спад интенсивности линии 321,7 нм при $P_B > 290$ Тор и ВЭКР при $P_B > 90$ Тор быстрее происходит в случае гелия.

Экспериментальные значения КПД по энергии излучения 321,7 и 383,4 нм при гелии равны 0,4 и 0,5%, при аргоне 0,2 и 0,3% соответственно. Разница в КПД почти в 2 раза показывает, что действие аргона менее активно, чем гелия.

Таким образом, приведенные результаты экспериментов с буферными газами гелием и аргоном дают основания утверждать, что значительный выигрыш в эффективности преобразования, по-видимому, может быть достигнут при использовании гелия в качестве буферного газа. Полученные данные указывают на реальную возможность создания УФ источников на УФ частотах атомов калия при возбуждении излучением рубинового лазера в присутствии буферных газов.

Настоящая работа выполнена при частичной поддержке грантом фонда Мейера, присужденным Американским Физическим обществом.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Д. Гукасян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саркисян. Оптика и спектроскопия, 72, № 1, 5 (1992).
2. А. Д. Гукасян, В. О. Чалтыкян, Г. С. Саркисян. Изв. АН Армении, Физика, 27, 84 (1992).
3. А. Д. Гукасян, Г. С. Саркисян. Изв. НАН Армении, Физика, 28, 37, (1993).
4. М. Е. Мовсесян, А. В. Папоян, С. В. Шмавонян. Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 216 (1990).

INVESTIGATION OF BUFFER GAS INFLUENCE ON THE INTENSITY OF ULTRAVIOLET EMISSION FROM POTASSIUM ATOMS

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN

The ultraviolet radiation at 321,7 and 383,4 nm from potassium vapor was investigated in the presence of buffer gases *He* and *Ar*. The dependencies of strenghts of these lines on the pressure of buffer gases were obtained. It is shown that in the case of helium as a buffer gas the radiation at 321,7 nm has a cone form. It is obtained and explained that no UV line appears in the case of Xe as a buffer.

ՔՈՒՅԵՐԱՅԻՆ ԳԱՋԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՈՒՆՏՐԱՄԱՆՈՒՇԱԿԱԳՈՒՅՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ա. Դ. ԴՈՒԿԱՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է կալիումի զոլորչիններում 321,7 և 383,4 նմ ալիքի երկարությամբ ուլտրամանուշակագույն ճառագայթումը բուֆերային գազերի առկայությամբ: Ստացված է ալի սպեկտրալ գծերի ինտենսիվության կախումը բուֆերային գազերի ճնշումից: Բուֆերային գազի՝ հելիումի առկայությամբ ի հայտ է բերված 321,7 նմ ճառագայթման կոնական տեսքը: Հիմնավորված է ուլտրամանուշակագույն ճառագայթման բացակայությունը բուֆերային գազ քսենոնի դեպքում:

ОТРАЖЕНИЕ ВОЛНЫ ОТ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ПОВЕРХНОСТИ

А. А. АСАТЯН, Г. Х. ГРИГОРЯН-ХАКЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 февраля 1993 г.)

Построена локальная асимптотика волнового поля при отражении произвольной волны от произвольной поверхности, а также найдены уравнения каустических поверхностей волнового поля. На примере отражения плоской волны от параболоида вращения проиллюстрированы полученные результаты.

В теории волновых процессов число строго решаемых задач крайне ограничено. Поэтому особенно важную роль приобретают асимптотические методы. Одним из этих методов является метод геометрической оптики. Не преувеличивая, можно сказать, что подавляющее число расчетов использует метод ГО. В работе [1] в приближении геометрической оптики решена задача отражения произвольной волны от произвольной поверхности. Однако метод геометрической оптики неприменим в окрестности каустических поверхностей, где амплитуда волнового поля расходится. Одним из способов обойти эту трудность и найти локальную асимптотику поля в окрестности каустик является метод Маслова [2].

Цель данной работы — методом Маслова найти локальную асимптотику волнового поля, а также выражения для каустических (фокальных) поверхностей при отражении произвольной волны от идеально отражающей поверхности. Будем считать, что падающая волна не затеняется отражающей поверхностью.

Пусть на поверхность, параметрическое уравнение которой имеет вид

$$\begin{aligned}x &= \xi, \\y &= \eta, \\z &= f(\xi, \eta),\end{aligned}\tag{1}$$

падает волна (рис. 1)

$$U = A(x, y, z) \exp(ik\psi(x, y, z)).\tag{2}$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, а зависимость от времени взята в виде $\exp(-i\omega t)$. Найдем каустические поверхности отраженных лучей. Согласно [3,4], компоненты единичного вектора $\mathbf{p}$ вдоль отраженных лучей определим из системы

$$\begin{aligned}p^x + p^z \partial f / \partial \xi &= \partial \psi^0 / \partial \xi, \\p^y + p^z \partial f / \partial \eta &= \partial \psi^0 / \partial \eta, \\p^{xz} + p^{yz} + p^{zz} &= 1,\end{aligned}\tag{3}$$



где ψ^0 — фаза падающей волны (2) на поверхности зеркала (1). Решая систему (3), получим

$$\begin{aligned} p^x &= \frac{\psi_\xi^0 + \psi_\xi^0 f_\xi^2 - f_\xi f_\eta \psi_\eta^0 - f_\xi \sqrt{D}}{1 + f_\xi^2 + f_\eta^2}, \\ p^y &= \frac{\psi_\eta^0 + \psi_\eta^0 f_\eta^2 - f_\xi f_\eta \psi_\xi^0 - f_\eta \sqrt{D}}{1 + f_\xi^2 + f_\eta^2}, \\ p^z &= \frac{f_\xi \psi_\xi^0 + f_\eta \psi_\eta^0 + \sqrt{D}}{1 + f_\xi^2 + f_\eta^2}, \\ D &= 1 + f_\xi^2 + f_\eta^2 - \psi_\xi^0{}^2 - \psi_\eta^0{}^2 - (f_\xi \psi_\eta^0 - f_\eta \psi_\xi^0)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь через $f_\xi, f_\eta, \psi_\xi, \psi_\eta$ обозначены частные производные величин.

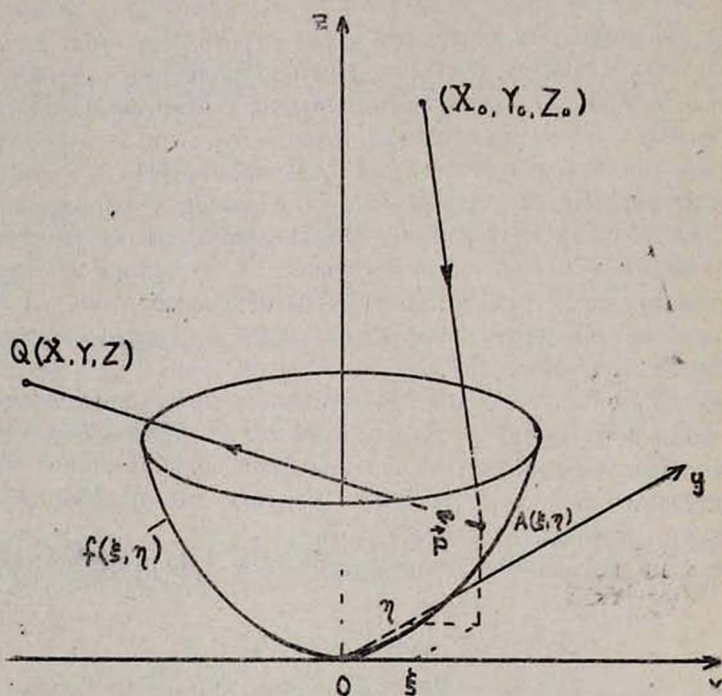


Рис. 1. Отражение волны от поверхности.

Семейство отраженных лучей можно представить в виде:

$$\begin{aligned} X &= \xi + p^x \tau, \\ Y &= \eta + p^y \tau, \\ Z &= f(\xi, \eta) + p^z \tau, \end{aligned} \quad (5)$$

где τ — расстояние вдоль отраженных лучей от точки отражения A до точки наблюдения Q .

Уравнения каустических поверхностей определим из условия

обращения в нуль якобиана перехода от декартовых координат X, Y, Z к лучевым ξ, η, τ

$$D = \frac{D(X, Y, Z)}{D(\xi, \eta, \tau)} = 0. \quad (6)$$

Условие (6) приводит к квадратному уравнению относительно τ

$$a\tau^2 - b\tau + c = 0, \quad (7)$$

где

$$a = \begin{vmatrix} p_\xi^x & p_\xi^y & p_\xi^z \\ p_\eta^x & p_\eta^y & p_\eta^z \\ p^x & p^y & p^z \end{vmatrix},$$

$$b = - \begin{vmatrix} 1 & 0 & f_\xi \\ p_\eta^x & p_\eta^y & p_\eta^z \\ p^x & p^y & p^z \end{vmatrix} - \begin{vmatrix} p_\xi^x & p_\xi^y & p_\xi^z \\ 0 & 1 & f_\eta \\ p^x & p^y & p^z \end{vmatrix}, \quad (8)$$

$$c = \sqrt{D}.$$

Здесь $p_\xi^x, p_\eta^y, \dots$ — частные производные соответствующих величин.

Определив τ из уравнения (7) как функцию от ξ, η : $\tau = \tau(\xi, \eta)$ и подставив τ в семейство отраженных лучей, найдем параметрические уравнения каустических поверхностей:

$$\begin{aligned} X &= \xi + p^x X_{1,2}, \\ Y &= \eta + p^y X_{1,2}, \\ Z &= f(\xi, \eta) + p^z X_{1,2}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $X_{1,2}$ — корни квадратного уравнения (7).

В зависимости от отражающей поверхности фокальные поверхности (9) могут быть как мнимыми, так и действительными. В случае мнимой каустической поверхности пересекаются не сами лучи, а их продолжения.

Локальную асимптотику поля в окрестности каустических поверхностей (9) определим методом Маслова [2]. Будем исходить из общего выражения для поля масловской асимптотики [5]:

$$U = \frac{ik}{2\pi} \int \frac{U_0(\xi, \eta)}{\left\{ D \frac{\partial(p^x, p^y)}{\partial(x, y)} \right\}^{1/2}} \exp(ik\psi) d\xi d\eta, \quad (10)$$

$$\psi = \varepsilon d\tau - X(\xi, \eta)p^x - Y(\xi, \eta)p^y + xp^x + yp^y,$$

где p^x, p^y определяются соответственно выражениями (4), (6), $U_0(\xi, \eta)$ — значение волнового поля на отражающей поверхности, а ε — диэлектрическая проницаемость среды, которую применительно к нашей задаче можно взять равной единице. В выражении (10) величины $X(\xi, \eta)$, $Y(\xi, \eta)$, p^x , p^y необходимо выразить через переменные

ξ, η посредством соотношений (4), (5). Интегрирование в фазе подынтегрального выражения (10) необходимо провести вдоль траекторий лучей (5). На каустических поверхностях (9) якобиан перехода (6) зануляется. Вместе с тем переход $\frac{\partial(X, y)}{\partial(p^x, p^y)}$ можно представить в виде

$$\frac{\partial(X, y)}{\partial(p^x, p^y)} = \frac{p^z}{D}. \quad (11)$$

После подстановки выражения (11) в (10) якобиан перехода D сокращается, что приводит к конечности величины поля на каустиках. После несложных, но достаточно громоздких преобразований для величины волнового поля можно получить

$$U = \frac{ik}{2\pi} \int \int A \left\{ \frac{c(p_\xi^x p_\eta^y - p_\eta^x p_\xi^y)}{p^z} \right\}^{1/2} \exp(ik\psi) d\xi d\eta, \quad (12)$$

где

$$\psi = \psi^0 + p^x(X - \xi) + p^y(Y - \eta) + p^z(Z - f(\xi, \eta)).$$

Таким образом, локальную асимптотику волнового поля вблизи каустических поверхностей (9) можно представить в виде (12). Приближение геометрической оптики мы получим применением метода стационарной фазы к интегралу (12), что приведет к результатам работы [1].

Из условия стационарности фазы подынтегрального выражения (12) $\frac{\partial\psi}{\partial\xi} = 0$, $\frac{\partial\psi}{\partial\eta} = 0$ и условия вырожденности Гессияна $\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2} \frac{\partial^2\psi}{\partial\eta^2} - \frac{\partial^2\psi}{\partial\xi\partial\eta} = 0$ можно получить уравнения каустических поверхностей (9), разрешив их относительно переменных X, Y, Z .

Проиллюстрируем полученные результаты на примере отражения плоской волны от параболического зеркала. Параметрическое уравнение отражающей поверхности можно представить в виде:

$$\begin{aligned} X &= \xi, \\ Y &= \eta, \\ Z &= (\xi^2 + \eta^2)/2R, \end{aligned} \quad (13)$$

где R — радиус кривизны зеркала.

Пусть на поверхность (13) падает плоская волна вида

$$U = \exp\{-ik(x \sin\varphi + z \cos\varphi)\}. \quad (14)$$

Здесь $k = 2\pi/\lambda$ волновое число, а φ это угол между направлением падающей волны и осью зеркала (рис. 1).

Как известно, при осевом падении плоской волны ($\varphi = 0$) отраженная волна собирается в фокусе параболоида вращения (13) $F = R/2$. Используя ранее полученные выражения (9), можно построить каустические поверхности, на которые расщепляется фокус параболоида

вращения при падении плоской волны на зеркало под некоторым углом к его оси. На рис. 2а, б представлены фокальные поверхности параболоида вращения при падении плоской волны под углом $\psi=5^\circ$. Таким образом, фокус параболоида вращения распадается на две «клювообразные» поверхности. Иначе говоря, фокальные поверхности содержат ребро возврата и, согласно теории «катастроф», их надо классифицировать как «сборки».

Хотя фокус параболоида вращения распадается на две каустические поверхности уже при сколь угодно малом отличном от нуля угле падения ψ , однако каустические поверхности физически различимы, если расстояние между ними $L=R(b^2-4ac)^{1/2}/a$ больше суммы ширин каустических зон Δ , для которых имеем оценку $\Delta_1=\Delta_2=(R/2k\cos\psi)^{1/2}/2$. Таким образом, условие физической различимости фокальных поверхностей сводится к требованию $L>\Delta$. (15)

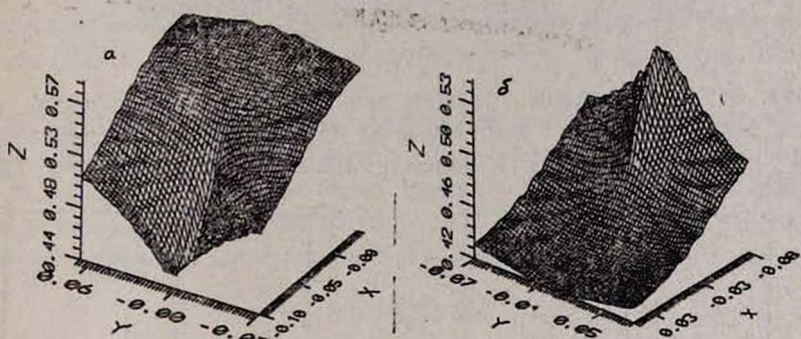


Рис. 2. Каустические поверхности отраженной плоской волны от параболоида вращения.

При выполнении обратного условия каустические поверхности физически неразличимы. При угле падения $\psi=1^\circ$, $kR=200$ сумма ширин каустических зон оценивается как $\Delta=5$ см, в то время как $L=1$ см. Следовательно, имеет место неравенство $L<\Delta$, и каустические поверхности неразличимы.

При угле падения $\psi=5^\circ$, $kR=200$ имеем $\Delta=5$ см, а $L=10$ см. И поэтому имеет место неравенство $L>\Delta$. Иначе говоря, каустические поверхности различимы.

Перейдем теперь к расчету интенсивности поля в окрестности каустических поверхностей. Следуя выражению (12), масловскую асимптотику поля к окрестности фокальных поверхностей можно представить в виде

$$U = \frac{ik}{\pi} \iint_S \frac{(\cos\varphi - \xi \sin\varphi) \exp(ikR\psi)}{1 + \xi^2 + \eta^2} d\xi d\eta, \quad (16)$$

где через ψ обозначена величина

$$\psi = -\xi \sin \varphi - (\xi^2 - \eta^2) \cos \varphi / 2 + (X - \xi) p^x + (Y - \eta) p^y + \left(Z - \frac{\xi^2 - \eta^2}{2} \right) p^z,$$

$$p^x = \frac{-2\xi \cos \varphi - \sin \varphi + (\xi^2 - \eta^2) \sin \varphi}{1 + \xi^2 + \eta^2},$$

$$p^y = \frac{-2\eta \cos \varphi + 2\xi \eta \sin \varphi}{1 + \xi^2 + \eta^2},$$

$$p^z = \frac{\cos \varphi - 2\xi \sin \varphi - (\xi^2 + \eta^2) \cos \varphi}{1 + \xi^2 + \eta^2},$$
(17)

а S — полураскрыв зеркала.

Интегрирование в выражении (16) идет по поверхности зеркала. Сделав замену переменной $\xi = \rho \cos \Theta$, $\eta = \rho \sin \Theta$, выражение (16) приводится к виду

$$U = \frac{ikR}{\pi} \int_0^{S/R} \int_0^{2\pi} \frac{(\cos \varphi - \rho \cos \Theta \sin \varphi) \exp\{ikR\psi\} \rho d\rho d\Theta}{1 + \rho^2}. \quad (18)$$

На рис. 3а, б приведены графики зависимости интенсивности волны на оси зеркала $X=0$, $Y=0$. Расчеты проведены при следующих значениях параметров волны и зеркала: $kR=200$, $S/R=0,8$. Рис. 3а со-

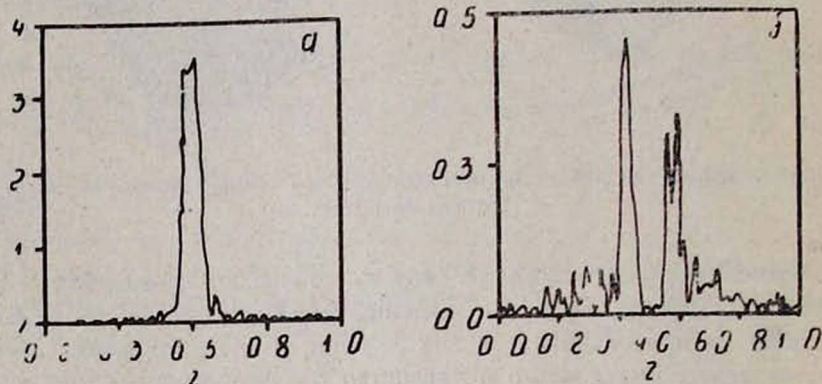


Рис. 3. Распределение интенсивности волны на оси зеркала при отражении плоской волны под углом: а) $\varphi=1^\circ$, б) $\varphi=5^\circ$.

ответствует углу $\varphi=1^\circ$, рис. 3б — $\varphi=5^\circ$. Как показывают эти зависимости, при отличии падения волны от осевой имеются два максимума интенсивности поля. Эти максимумы имеют простое физическое объяснение. Им соответствуют две каустические поверхности, на которых в приближении геометрической оптики поля расходятся. Данный расчет (рис. 3б) подтверждает ранее высказанное утверждение о различимости каустических поверхностей при угле падения $\varphi=5^\circ$, в то время как при угле падения $\varphi=1^\circ$ (рис. 3а) каустические поверхности физически неразличимы (максимумы интенсивности совпадают), что соответствует условию $L < \Delta$.

Приведем также график зависимости интенсивности волны на оси зеркала при осевом падении (рис. 4). Как показывают расчеты,

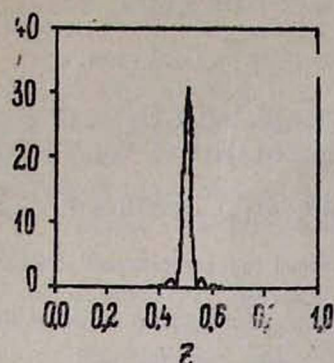


Рис. 4. Распределение интенсивности волны на оси зеркала при осевом падении $\varphi=0^\circ$.

интенсивность волнового поля в фокусе параболоида при осевом падении ($\varphi=0^\circ$) в 10 раз больше интенсивности поля при угле падения $\varphi=1^\circ$.

В заключение отметим, что полученную в работе масловскую асимптотику (12) можно применить и при рассмотрении отражения волны от неидеальной поверхности. В этом случае наряду с амплитудой падающего поля A в выражении (12) должен стоять соответствующий френелевский коэффициент отражения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Фок. Проблемы дифракции и распространение электромагнитных волн. М., Наука, 1970.
2. В. П. Маслов, В. М. Федорюк. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. М., Наука, 1976.
3. Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. Геометрическая оптика неоднородных сред. М., Наука, 1980.
4. Ю. А. Кравцов, Ю. И. Орлов. УФН, 139, 585 (1983).
5. Ю. А. Кравцов. Акуст. журн., 25, 1 (1968).

REFLECTION OF WAVE FROM ARBITRARY SURFACE

A. A. ASATRYAN, G. Kh. GRIGORIAN-KHAKTSYAN

The local asymptotics of wave field for the reflection of arbitrary wave from arbitrary surface were calculated. The equations of caustic surfaces of wave field were found. Obtained results are illustrated by the example of reflection of the plane wave from the parabolic surface.

ԱՎԻՔԻ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ԿԱՄԱՅԱԿԱՆ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻՑ

Ա. Ա. ԱՍԱՏՐՅԱՆ, Գ. Խ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ-ԽԱԿՑՅԱՆ

Ուսումնասիրված է կամայական ալիքի անդրադարձումը կամայական մակերևույթից: Ստացվել է անդրադարձված ալիքի կառուցիկ մակերևույթի հավասարումը և ալիքային դաշտի ինտենսիվության բաշխումը: Ստացված արդյունքները կիրառվել են պարաբոլիկ հալու մակերևույթից հարթ ալիքի անդրադարձման խնդրում:

УДК 537.638.214

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРОВ МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА СМЕШАННЫХ ФЕРРИТОВ-ГРАНАТОВ

В. П. КАЛАНТАРЯН, Ю. О. АВЕТИСЯН, С. А. МНАЦАКАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 1993 г.)

Проведено экспериментальное исследование температурных зависимостей спектров магнитного резонанса двух систем смешанных ферритов-гранатов с возможной угловой спиновой конфигурацией в a - и в d -подрешетках. В некотором температурном интервале обнаружено искажение кривой магнитного резонанса, которое приписывается возникновению дополнительной резонансной линии, обусловленной неколлинеарностью спиновой системы. Проведена оценка температурной зависимости среднего угла между соседними спинами.

Смешанные ферриты-гранаты иттрия, в которых часть магнитных ионов Fe^{3+} , находящихся в октаэдрических междуузлиях (a -места) или в тетраэдрических междуузлиях (d -места), замещаются какими-либо диамагнитными ионами, оказались удобным объектом для изучения различных взаимодействий в этих ферритах. В работе [1] для объяснения статических параметров замещенных ферритов-гранатов было сделано предположение о неколлинеарном расположении спинов в той или другой подрешетке феррита-граната.

В настоящей работе проведено исследование формы линии магнитного резонанса в двух системах замещенных ферритов-гранатов иттрия и сделана попытка наблюдения магнитного резонанса, вызванного неколлинеарностью спинов в той или другой подрешетке. В качестве объектов исследования были взяты ферриты следующих составов:

$$\{Y_{3-x}Ca_x\}[Fe_{2-x}Sn_x](Fe_3)O_{12}, \quad (1)$$

где $x=0; 0,1; 0,3; 0,5; 0,7$ и $0,9$,

и

$$\{Y_{3-x}Ca_x\}[Fe_3](Fe_{3-x}Si_x)O_{12}, \quad (2)$$

где $x=0,45; 0,75; 1,05$ и $1,35$.

В этих формулах использованы принятые обозначения—фигурными скобками выделены ионы, находящиеся в додекаэдрических междуузлиях (или в c -подрешетке), квадратными скобками—ионы в a -подрешетке и круглыми—в d -подрешетке.

В ферритах (1) при $0 < x \leq 1,5$ ионы Sn^{4+} замещают ионы Fe^{3+} , занимающие исключительно октаэдрические междуузлия [2], а в

ферритах (2) ионы Si^{4+} занимают тетраэдрические междоузлия [1]. Ионы Y^{3+} и Ca^{2+} , занимающие c -подрешетки феррита-граната, являются диамагнитными и не принимают участия в создании магнитных свойств. Замещение ионов Y^{3+} ионами Ca^{2+} производится для сохранения электрической нейтральности молекулы. В соответствии с предположениями, сделанными в работе [1], в ферритах-гранатах (1) возможна угловая спиновая конфигурация в d -подрешетке, а в ферритах-гранатах (2) угловая конфигурация спинов возможна в a -подрешетке.

На рисунке приведены спектры электронного магнитного резонанса, которые наблюдались в феррите-гранате системы (1) с $x=0,9$. Похожие кривые, полученные для образца с $x=0,7$, приведены в работе [3]. При комнатной температуре (верхняя кривая на

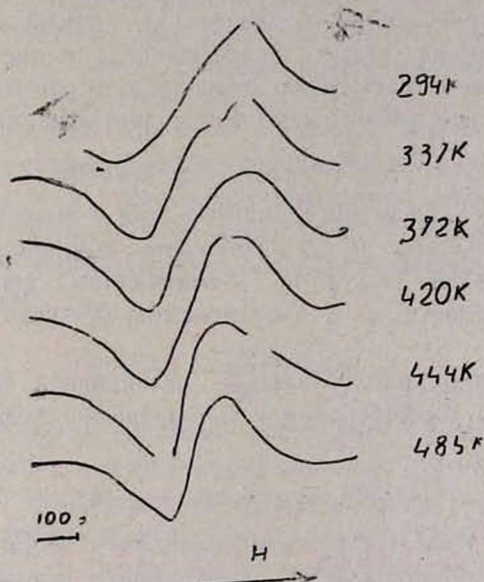


Рис. Искажение формы линии магнитного резонанса феррита-граната $Y_{2,1}Ca_{0,9}Fe_{4,1}Sn_{0,9}O_{12}$.

рисунке) линия магнитного резонанса имеет вид, типичный для поликристаллического ферромагнетика с кубической магнитной кристаллографической анизотропией. По мере возрастания температуры, начиная примерно с 330 K и до температур ~ 420 K, происходит заметное искажение кривой магнитного резонанса. Анализ формы резонансных линий показывает, что линию магнитного резонанса в области искажений можно представить в виде суммы линий основного ферромагнитного резонанса и некоторой другой резонансной линии, которая начинает проявляться в области температур 330 K и по мере роста температуры удаляется в область более высоких магнитных полей. Подобные кривые были получены для ферритов-гранатов состава (1) с $x=0,5$; $x=0,9$ и $x=0,7$. Резонансные кривые

ферритов-гранатов (1) с $x=0$; 0,1 и 0,3 и всех исследованных ферритов-гранатов состава (2) подобных искажений не имеют. Ниже приводятся области температур, в которых наблюдается искажение кривой магнитного резонанса, в зависимости от состава:

x	Область т-р, К
0,5	440—470,
0,7	400—430,
0,9	330—420.

Как видно отсюда, по мере возрастания величины замещения в ферритах-гранатах искажения линии магнитного резонанса смещаются в область более низких температур.

Расчет резонансных частот в ферритах-гранатах с угловой спиновой конфигурацией, проведенный в работе [4], показывает, что кроме обычных резонансных частот, отвечающих коллинеарной спиновой структуре, в спектре магнитного резонанса ферритов с угловой спиновой конфигурацией в d -подрешетке появляется частота

$$\omega = \gamma_d(H_0 - \lambda_{ad}M_a + \lambda_{dd}M_d \cos\psi), \quad (3)$$

где γ_d —магнетомеханическое отношение для d -подрешетки, H_0 —внешнее магнитное поле, λ_{ad} и λ_{dd} —константы обменных взаимодействий между подрешетками и внутри d -подрешетки соответственно, M_a и M_d —намагниченности a - и d -подрешеток, ψ —угол между спинами в d -подрешетке.

Выражение для дополнительной резонансной частоты в случае угловой спиновой конфигурации в a -подрешетке будет иметь следующий вид:

$$\omega = \gamma_a(H_0 - \lambda_{aa}M_a \cos\varphi + \lambda_{ad}M_d), \quad (4)$$

где обозначения соответствуют обозначениям формулы (3).

Формула (3) описывает дополнительные резонансные частоты, которые могут появиться в ферритах-гранатах системы (1), а формула (4)—в ферритах-гранатах системы (2). Для ферритов системы (1) имеем

$$M_a \sim 2-x, \quad M_d \sim 3,$$

а для ферритов системы (2)

$$M_a \sim 2, \quad M_d \sim 3-x.$$

Перепишем выражение (3) в виде

$$\omega = \gamma_d H_0 - \gamma_d \lambda_{ad} \left(M_a - \frac{\lambda_{dd}}{\lambda_{ad}} M_d \cos\psi \right). \quad (5)$$

Для того, чтобы резонансная частота ω попадала в область частот ларморовской прецессии, второй член в первой части (5) должен быть примерно равен нулю, т. е. должно иметь место соотношение

$$2-x \approx 3 \frac{\lambda_{dd}}{\lambda_{ad}} \cos \psi.$$

Поскольку можно принять, что $\psi < \frac{\pi}{2}$, для величины x в ферритах-гранатах системы (1) получаем

$$2 > x \geq 2 - 3 \frac{\lambda_{dd}}{\lambda_{ad}}. \quad (6)$$

Аналогично, для ферритов-гранатов системы (2)

$$3 > x \geq 3 - 2 \frac{\lambda_{aa}}{\lambda_{ad}}. \quad (7)$$

Формулы (6) и (7) показывают величины замещения магнитных ионов Fe^{3+} немагнитными, при которых частота магнитного резонанса, связанного с угловым расположением соседних спинов, оказывается близкой к ларморовской частоте. Для определения величин x , удовлетворяющих (6) и (7), большое значение приобретает знание отношений коэффициентов молекулярных полей или обменных интегралов. Эти же отношения оказываются очень важными при определении статических свойств смешанных ферритов-гранатов [1]. По данным теории молекулярного поля, приведенным в работе [5], эти отношения равны

$$\frac{\lambda_{aa}}{\lambda_{ad}} = 0,3 \text{ и } \frac{\lambda_{dd}}{\lambda_{ad}} = 0,43.$$

Как видим, имеет место хорошее совпадение результатов наших экспериментов с приведенными оценочными данными.

Если принять, что параметры молекулярного поля и магнито-механическое отношение не зависят от температуры, а в области температур, далеких от точки Кюри, пренебречь температурной зависимостью намагниченностей отдельных подрешеток, то единственным параметром, входящим в формулу (5), который может зависеть от температуры, остается угол ψ . Исходя из факта, что с увеличением температуры резонансные поля возрастают, можно сделать вывод, что с увеличением температуры происходит незначительное увеличение угла скоса между соседними спинами.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Rosencwaig. Canadian Journal of Physics, 48, 2857 (1970).
2. S. Galler, et al. Phys. Chem. Solids, 12, 111 (1960).
3. С. А. Мнацаканян, А. М. Майсурян. Изв. АН АрмССР, Физика, 23, вып. 3, 164 (1988).
4. С. А. Мнацаканян, В. П. Калантарян. Изв. НАН Армении, Физика, 28, № 4—6, 163 (1993).
5. E. E. Anderson, Phys. Rev., 134, 1581 (1964).

**ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՖԵՐԻՏ-ՆՈՆԱՔԱՐԵՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՌԵԶՈՆԱՆՍԻ
ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԱՅԻՆ ԿԱԽՈՒՄԸ**

Վ. Պ. ԲԱԼԱՆԹԱՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ս. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ

Կատարված է խառնուրդային ֆերիտ-նոնաքարերի՝ a - և d - ենթալattice-ներում հնարավոր առկայությունը սպինային կառուցվածքով երկու համակարգերի մագնիսական ռեզոնանսային հերմաստիճանային կախման փորձնական հետազոտությունը: Հաշվարկված է մագնիսական ռեզոնանսի կորի աղավաղումը չեղման հերմաստիճանային որոշակի արտաքին ազդեցության դեպքում: Համակարգի ուղիղ-կորի հարաբերությամբ պայմանավորված լրացուցիչ ռեզոնանսային գծի առաջացմանը: Տրված է հարևան սպինների միջև միջին անկյան չեղման հերմաստիճանային կախման պնդառականը:

**TEMPERATURE DEPENDENCE OF MAGNETIC RESONANCE
IN MIXED FERRITE-GARNETS**

V. P. KALANTARIAN, Y. H. AVETISSIAN, S. A. MNATSAKIAN

Temperature dependence of magnetic resonance spectra in two systems of mixed ferrite-garnets with the possible canted spin configuration in the a - and d -sublattices has been investigated.

ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ПРИ РАССЕЯНИИ
ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА КРАЕВЫХ
ДИСЛОКАЦИЯХ

В. Я. КРАВЧЕНКО, Г. Г. КИРАКОСЯН, Г. А. МАКАРЯН

НПП «Транзистор»

(Поступила в редакцию 12 августа 1993 г.)

Теоретически исследовано рассеяние электронов на деформационном потенциале системы параллельных дислокаций. Установлено, что антисимметричный дислокационный деформационный потенциал обуславливает возможность реализации фотогальванического эффекта, заключающегося в генерации в однородных кристаллах постоянного электрического тока при однородном их освещении. Показано, что данный ток направлен по нормали к плоскости скольжения и может быть возбужден лишь линейно поляризованным светом с вектором поляризации, имеющим проекцию, перпендикулярную оси дислокаций.

Известно, что фотогальванический эффект наблюдается в средах без центра симметрии и в сегнетоэлектриках [1,2]. Так как дислокационный деформационный потенциал антисимметричен, то интересно рассмотреть возможности появления фотогальванического эффекта в кристаллах с дислокациями. В настоящей статье исследуется фотогальванический эффект, связанный с рассеянием фотовозбужденных электронов на краевых дислокациях.

Рассеяние носителей на деформационном потенциале, обусловленном упругим полем краевых и смешанных дислокаций, обладает важным свойством, присущим анизотропным рассеивателям: для него не выполняется принцип детального равновесия

$$W_{\vec{k}'\vec{k}} \neq W_{\vec{k}\vec{k}'}, \quad (1)$$

где $W_{\vec{k}'\vec{k}}$ — вероятность перехода из состояния с импульсом $\vec{k}$ в состояние $\vec{k}'$. Дислокационный деформационный потенциал для чисто краевой дислокации, параллельной оси z , имеет вид;

$$V_{\text{деф}} = \lambda \operatorname{div} u = -\Lambda b \frac{\mathbf{r} \cdot \mathbf{c}}{r^2}, \quad (2)$$

где $\Lambda = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{1-2\nu}{1-\nu}$; $\mathbf{c}$ — единичный вектор нормали к плоскости скольжения (содержащей линию дислокации и вектор Бюргерса $\mathbf{b}$), $\mathbf{r}$ — двумерный радиус-вектор, отмеряемый от оси z . Согласно (2), $V_{\text{деф}}$ антисимметричен относительно отражения в плоскости скольжения, так что для рассеяния на нем должно быть справедливо неравенство (1). В таком случае $W_{\vec{k}'\vec{k}}$ можно представить в виде суммы симметричной антисимметричной частей

$$W_{k'k} = W_{k'k}^s + W_{k'k}^{as}. \quad (3)$$

Наличие W^{as} обуславливает возможность реализации очень интересного физического явления фотогальванического эффекта [1], заключающегося в генерации в кристаллах постоянного электрического тока при однородном их освещении. Для определения этого тока в простейшем случае примесного возбуждения применяется метод, используемый в работе [2].

Рассматривается диэлектрик (или полупроводник) с примесным уровнем глубиной E_I в запрещенной зоне, с которого происходит фотовозбуждение электронов в зону проводимости. Кинетическое уравнение для функции распределения электронов f_k имеет вид

$$\frac{\partial f_k}{\partial t} = I_k^u - I_k^p + I_k^*. \quad (4)$$

Здесь I_k^u и I_k^p — скорость возбуждения и рекомбинации электронов, I_k^* — интеграл столкновений с рассеивателями (примесями, фононами, дислокациями и т. д.). Линеаризованный столкновительный член I_k^* записывается следующим образом

$$I_k^* = \int d\tau' (W_{kk'} f_{k'} - W_{k'k} f_k), \quad (5)$$

$$\left(d\tau' = \frac{2}{(2\pi)^3} d^3k' \cdot V, V - \text{объем кристалла} \right).$$

Используя (3), перепишем (5) в виде

$$I_k^* = \int d\tau' W_{kk'}^s (f_{k'} - f_k) + \int d\tau' W_{kk'}^{as} (f_{k'} + f_k) = I_k^s + I_k^{as}. \quad (6)$$

В стационарном случае функция распределения находится из уравнения

$$I_k^* = I_k^p - I_k^u, \quad (7)$$

правая часть которого является четной функцией импульса k . Поэтому и I_k^* должно быть четной функцией k .

Представив f_k в виде суммы четной и нечетной по k частей

$$f_k = f_k^s + f_k^{as}; \quad f_k^s = f_{-k}^s; \quad f_k^{as} = -f_{-k}^{as} \quad (8)$$

и используя (8) в (6), с учетом равенства $I_k^s = I_{-k}^s$ получим

$$\int d\tau' W_{kk'}^s (f_k^{as} - f_{k'}^{as}) + \int d\tau' W_{kk'}^{as} (f_k^s + f_{k'}^s) = 0, \quad (9)$$

т. е. при наличии асимметрии рассеяния ($W_{kk'}^{as} \neq 0$) стационарное решение должно содержать как четную, так и нечетную часть f_k^{as} ; наличие последней приводит к появлению постоянного тока

$$J = \frac{2e\hbar}{\mu} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} k f_k = \frac{2e\hbar}{\mu} \int \frac{d^3k}{(2\pi)^3} k f_k^{as}. \quad (10)$$

Как показано выше, асимметрия дислокационного деформационного потенциала (2) должна обусловить наличие асимметричной части в вероятности рассеяния $W_{k'k}$. Проведем расчет этой вероятности в борновском приближении. Матричный элемент потенциала $V_{\text{деф}}$ (2), рассчитанный на волновых функциях в виде плоских волн, нормированных на объем кристалла V , имеет вид

$$V_{k'k} = \int \frac{d^3r}{V} e^{i(\vec{k}-\vec{k}')\cdot\vec{r}} V_{\text{деф}} = \frac{(2\pi)^3}{V} \Delta b \delta(k_z - k'_z) \frac{c \cdot q}{q^2}. \quad (11)$$

Здесь $q = k_z - k'_z$ — перпендикулярное оси дислокации z изменение волнового вектора. Борновская амплитуда с учетом 2-го приближения определяется следующей суммой:

$$V_{k'k}^{II} = V_{k'k} + \frac{2V}{(2\pi)^3} \int d^3k'' \frac{V_{k'k''} V_{k''k}}{E_k - E_{k''} - i\varepsilon}. \quad (12)$$

($E_k = \hbar^2 k^2 / 2\mu$, $\varepsilon \rightarrow 0$). Для интересующего нас эффекта асимметрии во 2-ом члене (12) следует учесть лишь полюсный вклад [3].

Вычисление дает

$$V_{k'k}^{II} = i \frac{(2\pi)^3 \Delta b}{V} \delta(k_z - k'_z) \cdot \left[\frac{(c, k - k')}{|k - k'|_z^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \Delta b \cdot \int d^3k'' \delta(k_z - k''_z) \frac{(k'' - k', c)(k - k'', c)}{|k'' - k'|_z^2 |k'' - k|_z^2} \right]. \quad (13)$$

Вероятность рассеяния $k \rightarrow k'$ во II борновском приближении

$$W_{k'k} = (2\pi/\hbar) |V_{k'k}^{II}|^2 \delta(E_k - E_{k'}) = \left(\frac{4\pi^2 \Delta b}{V} \right)^2 \frac{2\mu}{\hbar^3} L \delta(k_z - k'_z) \delta(k_z^2 - k'^2) \left[\frac{(c, k - k')^2}{|k - k'|_z^4} - \frac{4\mu}{\hbar^2} \Delta b \int d^3k'' \delta(k_z - k''_z) \frac{(k'' - k', c)(k - k'', c)(k - k', c)}{|k'' - k'|_z^2 |k - k''|_z^2 |k - k'|_z^2} \right]. \quad (14)$$

Здесь L — длина дислокационной линии (появилась из-за $\delta^2(k_z - k'_z) = (L/2\pi) \delta(k_z - k'_z)$). В (14) оставлен I борновский вклад и комбинация I амплитуды со II (2-ой член), которая и ответственна за анизотропию $W_{k'k}$. Действительно, 1-ый член (14) симметричен, а 2-ой — антисимметричен при перестановке $k \leftrightarrow k'$. Первый член в (14) дает объемное дислокационное рассеяние W^{Ds} (см., например, [3]). Присоединим его к прочим процессам рассеяния (примесному, фононному), включив в полное W^s .

Для упрощения дальнейшего анализа будем использовать для записи части интеграла столкновений с W^s из (5.6) приближение времени релаксации

$$f_k^s = -\frac{1}{\tau_k} (f_k - f_k^0), \quad (15)$$

где τ_k —импульсное время релаксации, определяющее подвижность электронов, f_k^0 —равновесная функция распределения. Применение τ -приближения (15), не искажая качественную, физическую сторону дела, существенно облегчает количественную оценку фотогальванического эффекта.

Итак, необходимо решить кинетическое уравнение

$$\frac{f_k - f_k^0}{\tau_k} = I_k^u - I_k^p + I_k^{as}(f_k), \quad (16)$$

где асимметричная часть интеграла столкновений, согласно (14) и (5,6), равна

$$I_k^{as}(f_k) = (32\pi L/V)(\mu^2 \Lambda^3 b^3 / \hbar^5) \int d^3 k' d^3 k'' \delta(k_1^2 - k'^2) \cdot \quad (17)$$

$$\cdot \delta(k_1^2 - k''^2) \frac{(k'' - k', c)(k'' - k, c)(k - k', c)}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} f_{k'}.$$

(член с f_k из I_k^{as} (5,6) равен нулю из-за равенства $\int d\tau' W_{kh}^{as} = 0$, что строго выполняется вследствие оптической теоремы [1,6]). Так как процесс импульсной релаксации идет наиболее быстро (τ_k гораздо меньше эффективного времени рассеяния, характеризующего I_k^{as} (17)), то решать (16) можно последовательными приближениями:

$$f_k = f_k^0 + f_k^{(1)} + f_k^{(2)} + \dots, \quad (18)$$

$$f_k^{(1)}/\tau_k = I_k^u - I_k^p, \quad f_k^{(2)}/\tau_k = I_k^{as}(f_k^{(1)}),$$

т. е.

$$f_k^{(1)} = \tau_k (I_k^u - I_k^p),$$

$$f_k^{(2)} = \Lambda \tau_k^2 \int d^3 k' d^3 k'' \delta(k_1^2 - k'^2) \delta(k_1^2 - k''^2) \cdot \quad (19)$$

$$\cdot \frac{(k'' - k', c)((k'' - k, c)(k - k', c))}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} I_{k_1, k_2}^u.$$

Здесь

$$\Lambda = 32\pi(L/V)(\mu^2 \Lambda^3 b^3 / \hbar^5).$$

В (19) под интегралом остается только темп ионизации, зависящий от направления k ; согласно [3],

$$I_k^u = \frac{3\nu F}{2\pi \hbar \Omega} \frac{|k \cdot e|^2}{k^3} \delta(k^2 - k_0^2), \quad (20)$$

где ν —коэффициент поглощения света, F —его интенсивность, Ω —частота, e —вектор поляризации, $k_0^2 = (2\mu/\hbar^2)(\hbar\Omega - E_1)$, E_1 —глубина примесного уровня, с которого возбуждаются электроны. Темп реком-

бинации f_k^p содержит усреднение по поляризациям и не зависит от направления k , поэтому его вклад в $f_k^{(2)}$ зануляется.

Асимметричная часть функции распределения $f_k^{(2)}$ определяет ток J , выражение для которого, согласно (10), (19) и (20), имеет вид:

$$J_i = B \int dk_z d^2 k_1 d^2 k'_1 d^2 k''_1 (\tau^2 k_i / k_0^3) [(k'_1 e)^2 + k_z^2 |e_z|^2 + \\ + k_z' e_z^* (k'_1 e) + e_z (k'_1 e^*)] \delta(k^2 - k_0^2) \delta(k_1^2 - k'^2) \delta(k_1^2 - k''^2) \cdot \\ \cdot \frac{(k'' - k', c)(k'' - k, c)(k - k', c)}{|k'' - k'|^2 |k'' - k|^2 |k - k'|^2} \quad (21)$$

где

$$B = \frac{12}{\pi^3} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3}{\hbar^4} \frac{L}{V} \frac{\nu F}{\hbar \Omega}.$$

Из (21) следует, что из членов в квадратной скобке, связанных с вектором поляризации, вклад дает лишь 1-й — $(k'_1 e)$; 2-й дает нуль (из-за перемены знака интеграла при взаимной замене $k'_1 \leftrightarrow k''_1$), 3-й аннулируется тоже — для $i=z$ из-за антисимметрии при замене $k'_1 \leftrightarrow k''_1$, для i в перпендикулярном z направлении — вследствие нечетности по k_z . Кроме того, видно, что $J_z = 0$ — как и следовало ожидать, ток возбуждается в перпендикулярном оси дислокации направлению:

$$J_1 = B' \int d\varphi d\varphi' d\varphi'' \frac{(\cos\varphi'' - \cos\varphi')(\cos\varphi'' - \cos\varphi)}{[1 - \cos(\varphi'' - \varphi')][1 - \cos(\varphi'' - \varphi)]} \cdot \\ \cdot \frac{(\cos\varphi - \cos\varphi')}{[1 - \cos(\varphi - \varphi')]} (e_1 \cos\varphi' + e_2 \sin\varphi') \begin{cases} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{cases} \quad (22)$$

где $B' = \frac{3}{8\pi^3} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3 \tau_0^2}{\hbar^4 k_0^2} \cdot \frac{L}{V} \frac{\nu F}{\hbar \Omega}$; φ ; φ' и φ'' — углы между векторами k_1 ,

k'_1 , k''_1 и направлением c , выбранным за ось 1 (направление вектора Бюргерса b , перпендикулярного c и оси z , выбрано за ось 2), e_1 и e_2 — проекции вектора поляризации на направления c и b ; верх и низ за фигурной скобкой в (22) отвечают проекциям J_1 на направления c и b . Интегралы в (22) берутся в пределах полного изменения полярных углов (2π), начала отсчета углов произвольны. Опуская выкладки при трехкратном интегрировании в (22) (при этом выбиралось удобное начало отсчета для углов и использовалась периодичность подынтегральных функций), приведем ответ:

$$J_1 = \frac{3}{8} \frac{e \mu \Lambda^3 b^3 \tau_0^2}{\hbar^4 k_0^2} \cdot \frac{\nu F}{\hbar \Omega} \cdot \frac{L}{V} [|e_2|^2 - |e_1|^2]; \quad J_2 = 0. \quad (23)$$

Расчет проведен нами для одиночной дислокации. Если имеется распределение независимых дислокаций (со слабо перекрывающимися упругими полями, так что расчет для каждой из них может быть проведен по использованной выше схеме), то результат (23) надо про-

суммировать по их распределению. Если оси дислокаций расположены хаотически, то суммирование приводит к общему нулевому эффекту. В случае наличия в распределении преимущественно дислокаций одной ориентации, лежащих в параллельных плоскостях скольжения, общий фотогальванический ток может быть оценен формулой (23), где L/V следует заменить на плотность эквивалентных дислокаций N_D .

Согласно (23), ток направлен по нормали к плоскости скольжения и может быть возбужден лишь линейно поляризованным светом с вектором поляризации, имеющим проекцию, перпендикулярную оси z . При этом знак тока меняется при переходе от поляризации вдоль $s(e_1=1)$ к поляризации вдоль b .

Проведем оценку величины эффекта. Прежде всего заметим, что расходимость в (23) при точном резонансе $\hbar\Omega=E_1$, т. е. $k_0=0$, фиктивна: она должна быть либо компенсирована поведением τ_{k_0} (так, для рассеяния на ионизированных примесях $\tau_k \propto (E_k)^{3/2} \propto k^3 [4]$), либо при доминировании фононного рассеяния (для которого $\tau_k \propto 1/k [4]$) устранена обрезанием на ширине резонансного поглощения света.

Для оценки положим $\hbar\Omega \sim 1$ эВ и $k_0 b \sim 1$. Используем следующие достаточно типичные значения параметров: $\mu=10^{-27}$ г, $\Lambda \sim 1$ эВ, $b=3 \cdot 10^{-8}$ см, $\tau=10^{-13}$ сек, $v=1$ см $^{-1}$. Тогда для J_1 имеем

$$J_1(a/\text{см}^2) \sim 10^{-2} (N_D b^2) F (\text{Вт/см}^2). \quad (24)$$

Для $N_D \sim 10^8 \div 10^7$ см $^{-2}$ имеем $J_1 \sim 10^{-11} \div 10^{-10}$ F, что близко к численным оценкам для эффекта в сегнетоэлектриках для рассеяния на примесях с дипольным потенциалом [2]. Запирающее ток поле, определяемое условием

$$J_1 = \sigma_{\phi} E_0, \quad (25)$$

где σ_{ϕ} — фотопроводимость, имеет при $\sigma_{\phi} (\text{ом}^{-1} \cdot \text{см}) \sim 10^{-12} F (\text{Вт/см}^2)$ величину

$$E_0 \sim 10^{10} N_D b^2 (\text{В/см}),$$

т. е. при $N_D \sim 10^8 \div 10^7$ см $^{-2}$ имеем $E_0 \sim 10 \div 100$ В/см.

Необходимо отметить, что возникающий из-за фотогальванического эффекта постоянный электрический ток J_1 компенсируется дрейфовым током, который пропорционален полю E_0 . Здесь детально не исследуется резонансное поглощение света, ибо для этого требуется дальнейшая конкретизация модели для специальных случаев рассеяния; наша цель — дать приблизительную оценку эффекта и привлечь внимание экспериментаторов.

Приведенные оценки дают основание ожидать, что фотогальванический эффект за счет рассеяния на системе параллельных дислокаций может быть наблюден экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Белиничер, Б. И. Стурман, УФН, 130, вып. 3, 415 (1980).
2. В. И. Белиничер и др. ЖЭТФ, 73, 692 (1977).

3. Дж. Займан. Электроны и фононы. М., ИЛ, 1962.
4. Ф. Дж. Блатт. Теория подвижности электронов в твердых телах. М., ГИФМЛ, 1963.
5. В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., Наука, 1984.
6. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, М., Наука, 1974.

ՖՈՏՈԳԱԼՎԱՆԱԿԱՆ ԷՖԵԿՏԸ ԵԶՐԱՅԻՆ ԴԻՍԼՈԿԱՑԻԱՆԵՐԻ ՎՐԱ ԼՈՒՍԱԳՐԳՈՎԱԾ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Յ. ԿՐԱՎՉԵՆԿՈ, Գ. Զ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Գ. Ա. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է էլեկտրոնների ցրումը զուգահեռ դիսլոկացիաների համակարգի զեֆորմացիոն պոտենցիալի վրա: Ապացուցված է, որ դիսլոկացիայի անտիսիմետրիկ զեֆորմացիոն պոտենցիալը պայմանավորում է ֆոտոգալվանական էֆեկտի ծագման հնարավորությունը, որը համասեռ բյուրեղներում դրսևորվում է հաստատուն հոսանքի գեներացիայով նրանց համասեռ լուսավորման դեպքում: Ցույց է տրված, որ հոսանքը ուղղված է սահքի հարթության նորմալով և կարող է առաջանալ միայն գծային բեկոացված լուսի առկայության դեպքում, որի բեկոացման վեկտորը ուղղահայաց է դիսլոկացիայի առանցքին:

PHOTO GALVANIC EFFECT IN SCATTERING OF PHOTO-EXCITED ELECTRONS ON THE EDGE DISLOCATIONS

V. Ya. KRAVCHENKO, G. G. KIRAKOSYAN, G. A. MAKARYAN

The scattering of electrons on the deformation potential of the system of parallel dislocations is investigated theoretically. It has been established, that antisymmetric deformation potential of dislocation provides a possibility of photogalvanic effect. This means, that constant current in homogeneous crystals is generated during homogeneous illumination. It is shown, that the current is directed normally to the slip plane and can be activated only by linearly polarized light with polarization vector perpendicular to the dislocation axis.

УДК 535.375

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАССЕЯНИИ ФОТОНОВ
ДВУХУРОВНЕВЫМ АТОМОМ С ПЕРЕХОДОМ $1/2-1/2$ В
РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ

В. Е. МКРТЧЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 30 августа 1993 г.)

Рассмотрено рассеяние фотонов атомом в поле сильного резонансного излучения. Приводятся выражения параметров Стокса рассеянного фотона в зависимости от поляризации падающего фотона, атома и излучения накачки.

Поляризационные явления в основных квантово-электродинамических процессах интенсивно исследовались в пятидесятых годах в связи с развитием техники соответствующего эксперимента; были измерены, в частности, ядерные и атомные константы.

В связи с появлением лазеров возникла необходимость изучения эффектов поляризации в различных процессах во внешних, сильных полях.

На отдельном атоме во внешнем поле излучения поляризационные эффекты хорошо исследованы в случае однофотонного испускания системы (см., например, [1, 2]), а также в случае резонансной флуоресценции с точки зрения статистики фотонов [3]. Однако с точки зрения получаемой информации более богаты процессы второго порядка. Поляризационные эффекты при двухфотонном испускании во внешнем поле были рассмотрены в [4], где была обрисована пестрая картина эволюции всевозможных поляризационных состояний системы двух фотонов в зависимости от поляризации самой накачки и импульсов излученных фотонов.

В настоящей работе приводится аналогичная картина для процесса рассеяния фотона атомом во внешнем поле и при решении задачи сохранены все обозначения и метод вычислений [4].

Задача решается следующим образом: двухуровневый атом с полными моментами верхнего и нижнего состояния, равными $1/2$, находится в поле интенсивного излучения и в слабом квантованном поле. До включения взаимодействия с полями атом находится в основном состоянии с весами p и $1-p$ на подуровнях $m=\pm 1/2$ соответственно. Вычисляется матрица плотности $\rho(t)$ системы атом в сильном поле во втором порядке теории возмущений по взаимодействию с полем квантованного излучения при условии, что до включения взаимодействия с атомом квантованное поле излучения находится в состоянии $|k_a\rangle$, т. е. имеется один фотон с импульсом k_a , состояние поляризации которого описывается матрицей Стокса.

$$\hat{\rho}^{(a)} = \frac{1}{2} (\hat{I}^{(a)} + \hat{\sigma}^{(a)} \hat{\sigma}^{(a)}).$$

Поляризационная матрица $\hat{\rho}^{(b)}$ получается из матрицы $\hat{\rho}^{(t)}$ по формуле

$$\rho_{\alpha\beta}^{(b)} = \frac{1}{w(t)} \langle e_{\alpha}^{(b)} | S \rho_{at} \hat{\rho}^{(t)} | e_{\beta}^{(b)} \rangle,$$

где $w(t)$ есть полная вероятность перехода с рассеянием.

Приведем основные результаты вычислений в различных случаях поляризации накачки.

1. Циркулярно поляризованная накачка

В этом случае $V^{(-)} = 0$ (см. [4]). Тогда частота рассеянного фотона связана с частотой падающего следующим образом:

$$\omega_b - \omega_a = \{0, \lambda_{12}, -\lambda_{11}, -\lambda_{21}\}. \quad (1)$$

Рассмотрим переход, в котором частоты фотонов связаны соотношением $\omega_b - \omega_a = \lambda_{12}$. Параметры Стокса фотона b $\zeta_j^{(b)}$ выражаются через параметры фотона a $\zeta_j^{(a)}$ следующим образом:

$$\begin{aligned} \zeta_1^{(b)} &= \frac{2F_a}{w_{ab}} \sin\theta_a \sin\theta_b \{ \zeta_1^{(a)} \cos(\varphi_b - \varphi_a) - [\zeta_2^{(a)} + (1 + \zeta_3^{(a)}) \cos\theta_a] \sin(\varphi_b - \varphi_a) \}, \\ \zeta_2^{(b)} &= \frac{2F_a}{w_{ab}} \{ F_a \cos\theta_b [1 + \cos^2\theta_a - \zeta_3^{(a)} \sin^2\theta_a + 2\cos\theta_a \zeta_2^{(a)}] + \\ &+ \sin\theta_a \sin\theta_b \{ \zeta_1^{(a)} \sin(\varphi_b - \varphi_a) + [\zeta_2^{(a)} + (1 + \zeta_3^{(a)}) \cos\theta_a] \cos(\varphi_b - \varphi_a) \}, \\ \zeta_3^{(b)} &= 1 - \frac{2F_a^2}{w_{ab}} [1 + \cos^2\theta_a - \zeta_3^{(a)} \sin^2\theta_a + 2\zeta_2^{(a)} \cos\theta_a], \end{aligned} \quad (2)$$

где

$$F_a = \frac{\omega_a - \omega - \lambda_{12}}{2} \left\{ \frac{1 + \Delta/\Omega}{\omega_a - \omega - \lambda_{21}} + \frac{1 - \Delta/\Omega}{\omega_a - \omega} \right\}, \quad (3)$$

а w_{ab} определяется выражением

$$\begin{aligned} w_{ab} &= (1 + \cos^2\theta_b) [1 + \cos^2\theta_a + 2\zeta_2^{(a)} \cos\theta_a - \zeta_3^{(a)} \sin^2\theta_a] F_a^2 + \\ &+ F_a \sin\theta_a \sin 2\theta_b \{ [\zeta_2^{(a)} + (1 + \zeta_3^{(a)}) \cos\theta_a] \cos(\varphi_b - \varphi_a) + \zeta_1^{(a)} \sin(\varphi_b - \varphi_a) \} + \\ &+ (1 + \zeta_3^{(a)}) \sin^2\theta_a \sin^2\theta_b. \end{aligned} \quad (4)$$

Функция w_{ab} описывает угловую зависимость вероятности рассеяния.

Полученные формулы показывают, что даже если падающий фотон не поляризован ($\zeta_i^{(a)} = 0$), то рассеянный фотон в общем случае частично поляризован. Например, при $\theta_a = \theta_b = \pi/2$ параметры Стокса фотона b равны $\zeta_1^{(b)} = \zeta_2^{(b)} = 0$,

$$\zeta_3^{(b)} = \frac{1 - F_a^2}{1 + F_a^2}.$$

Если же неполяризованный фотон падает на систему под углом $\theta_a=0; \pi$, т.е. вдоль направления распространения накачки, то рассеянный фотон полностью поляризован при любом θ_b . При полностью поляризованном фотоне a вычисления показывают, что таким же является и фотон b .

Интересна также частотная зависимость формул (1-4). Например, если частота фотона a равна $\omega_a=\omega-\lambda_1$, то функция F_a и вместе с нею параметры $\zeta_1^{(b)}$, $\zeta_2^{(b)}$ обращаются в ноль, а параметр $\zeta_3^{(b)}=1$. Это означает, что фотоны с частотой $\omega_b=\omega-\lambda_2$ независимо от поляризационного состояния фотона a всегда линейно поляризованы (в плоскости, содержащей k_b и ось z).

Рассмотрим теперь рассеяние фотонов, частоты которых удовлетворяют соотношению $\omega_b-\omega_a=-\lambda_2$. Как показывают вычисления, и в этом случае $\zeta_j^{(b)}$ не зависят от поляризационного состояния атома:

$$\begin{aligned}\zeta_1^{(b)} &= \frac{2F_a}{\omega_{ab}} \sin\theta_a \sin\theta_b \{ [(1+\zeta_3^{(a)})\cos\theta_a - \zeta_2^{(a)}] \sin(\varphi_b - \varphi_a) - \zeta_1^{(a)} \cos(\varphi_b - \varphi_a) \}, \\ \zeta_2^{(b)} &= \frac{2F_a}{\omega_{ab}} \sin\theta_a \sin\theta_b \{ [\zeta_2^{(a)} - (1+\zeta_3^{(a)})\cos\theta_a] \cos(\varphi_b - \varphi_a) - \zeta_1^{(a)} \sin(\varphi_b - \varphi_a) \} + \\ &\quad + \frac{2F_a}{\omega_{ab}} (1+\zeta_3^{(a)}) \cos\theta_b \sin^2\theta_a, \\ \zeta_3^{(b)} &= 1 - \frac{2F_a^2}{\omega_{ab}} (1+\zeta_3^{(a)}) \sin^2\theta_a,\end{aligned}\quad (5)$$

где

$$F_a = \frac{\omega_a - \omega}{2} \left\{ \frac{1 - \Delta/\Omega}{\omega + \lambda_1 - \omega_a} + \frac{1 + \Delta/\Omega}{\omega + \lambda_2 - \omega_a} \right\}, \quad (6)$$

а угловое распределение определяется выражением

$$\begin{aligned}\omega_{ab} &= F_a^2 (1 + \zeta_3^{(a)}) \sin^2\theta_a (1 + \cos^2\theta_b) + \sin^2\theta_b [1 + \cos^2\theta_b - \zeta_3^{(a)} \sin^2\theta_a - 2\zeta_2^{(a)} \cos\theta_a] - \\ &\quad - F_a \sin\theta_a \sin 2\theta_b \{ \zeta_1^{(a)} \sin(\varphi_b - \varphi_a) - [\zeta_2^{(a)} - (1 + \zeta_3^{(a)}) \cos\theta_a] \cos(\varphi_b - \varphi_a) \}.\end{aligned}\quad (7)$$

В отличие от случая (2), здесь при $\theta_a=0$ фотон a с произвольной поляризацией преобразуется в фотон b с $\zeta_3^{(b)}=1$, а при рассеянии неполяризованных фотонов ($\zeta_i^{(a)}=0$), падающих под произвольным углом, при $\theta_b=0$ рождаются циркулярно поляризованные фотоны.

Анализ частотной зависимости в (5-7) показывает, что при рассеянии фотонов с частотой накачки ($\omega_a=\omega$) фотоны b ($\omega_b=\omega-\lambda_2$) линейно поляризованы ($\zeta_3^{(b)}=1$) независимо от поляризации фотона a и от углов $\theta_{a,b}$.

Зависимость от поляризационного состояния атома появляется в случае когерентного рассеяния, т.е. когда $\omega_a=\omega_b$. В этом случае параметры Стокса имеют громоздкий вид. Рассмотрим некоторые частные случаи.

Если падающий фотон a является неполяризованным и падает на систему под углом $\theta_a = \pi/2$, то $\zeta^{(b)}$ определяется формулами:

$$\zeta_1^{(b)} = 0,$$

$$\zeta_2^{(b)} = \frac{2 \cos \theta_b}{w_{ab}} [(1+p)F_a^{(1)*} - pF_a^{(2)*}],$$

$$\zeta_3^{(b)} = 1 - \frac{2}{w_{ab}} [(1-p)F_a^{(1)*} + pF_a^{(2)*}], \quad (8)$$

$$w_{ab} = \sin^2 \theta_b + (1 + \cos^2 \theta_b) [(1-p)F_a^{(1)*} + pF_a^{(2)*}],$$

$$F_a^{(1)} = \frac{1}{2} \left[\frac{(1 - \Delta/\Omega)^2}{\omega_a - \omega + \Omega} + \frac{(1 + \Delta/\Omega)^2}{\omega + \Omega - \omega_a} \right] \left/ \left[\frac{1 - \Delta/\Omega}{\omega_a - \omega - \lambda_1} + \frac{1 + \Delta/\Omega}{\omega + \lambda_2 - \omega_a} \right] \right.,$$

$$F_a^{(2)} = \frac{2}{\omega + \Omega - \omega} \left/ \left[\frac{1 - \Delta/\Omega}{\omega_a - \omega - \lambda_1} + \frac{1 + \Delta/\Omega}{\omega + \lambda_2 - \omega_a} \right] \right.$$

2. Неполяризованная накачка

В поле неполяризованной накачки штарковские сдвиги разных подуровней одного и того же уровня равны $\lambda_1 = \lambda_2$, $\lambda_3 = \lambda_4$, поэтому частоты поглощенного и рассеянного фотонов связаны соотношениями

$$\omega_b - \omega_a = \{\lambda_{11}, 0\}. \quad (9)$$

Вычисления показывают, что в этом случае параметры Стокса рассеянного фотона имеют громоздкий вид. Поэтому рассмотрим эти параметры для направлений $\theta_a = \theta_b = \pi/2$, $\varphi_b - \varphi_a = \pi$.

В случае некогерентного рассеяния, т. е. когда выполняется первое из выражений (9), имеем формулы

$$\zeta_1^{(b)} = -\frac{1}{3} \zeta_1^{(a)},$$

$$\zeta_2^{(b)} = -\zeta_2^{(a)}, \quad (10)$$

$$\zeta_3^{(b)} = \frac{1}{3} \zeta_3^{(a)}.$$

Из этих выражений видно, что при рассеянии в поле неполяризованной накачки степень поляризации уменьшается и лишь при рассеянии циркулярно поляризованного фотона она не меняется.

3. Линейно поляризованная накачка.

В поле линейно поляризованной накачки также имеем соотношения для частот (9). В случае для углов $\theta_a = \theta_b = \pi/2$, $\varphi_b - \varphi_a = \pi$ параметры поляризации некогерентно рассеянного фотона даются формулами

$$\zeta_1^{(b)} = \frac{2(2p-1)\zeta_3^{(a)} \sin \varphi_a - \zeta_1^{(a)} \cos^2 \varphi_a}{1 + \sin^2 \varphi_a},$$

$$\zeta_2^{(b)} = -\zeta_2^{(a)}, \quad (11)$$

$$\zeta_s^{(a)} = \frac{2(2\rho-1)\zeta_s^{(a)}\sin\varphi_a + \zeta_s^{(a)}\cos^2\varphi_a}{1 + \sin^2\varphi_a}$$

Выражения (11) показывают, что при рассеянии в поле линейно поляризованной накачки круговая поляризация меняет знак и происходит поворот плоскости линейной поляризации, угол которого определяется положением плоскости рассеяния (φ_a) и поляризационным состоянием атома (ρ). В частности, если плоскость рассеяния фотонов перпендикулярна к направлению поляризации накачки (т. е. $\varphi_a = \pi/2$), то при $\rho=0;1$ происходит поворот эллипса поляризации фотона на $\pm\pi/4$.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Э. Г. Канесян, В. О. Чалтыкян. Оптика и спектр., 35, 320 (1973).
2. Б. А. Глушко, В. О. Чалтыкян. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 260 (1978).
3. G. Cohen-Tannoudji, Phil. Trans. Roy. Soc., 293A, 223 (1979).
4. В. Е. Мкртчян, В. О. Чалтыкян. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 297 (1987).

ԲԵՎԵՌԱՅՄԱՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ԻՆԶՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԴՏՆՎՈՂ 1/2—1/2 ԱՆՅՈՒՄՈՎ ԱՏՈՄԻ ԿՈՂՄԻՑ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՑՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Վ. Ե. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Օ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Դիտարկվում է ֆոտոնների ցրումը ուղղանոսային դաշտում գտնվող, 1/2—1/2 անցումով ատոմի վրա: Բերվում են ցրված ֆոտոնի Ստոքսի պարամետրերի արտահայտությունները՝ կախված ընկնող ֆոտոնի, ատոմի և մղման դաշտի բևեռացումներից:

POLARISATION EFFECTS IN THE SCATTERING OF PHOTONS BY A TWO—LEVEL ATOM WITH 1/2—1/2 TRANSITION IN RESONANT FIELD

V. E. MKRTCHIAN, V. O. CHALTYKYAN

Scattering of photons by an atom with 1/2—1/2 transition in the field of strong resonant radiation is considered. The formulas of Stokes parameters of the scattered photon depending on the polarization of the incident photon, of the atom and of the pumping radiation are presented.

ПРОЦЕССЫ ОБРАЗОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ФАЗ В СИСТЕМЕ $Bi-Sr-Ca-Cu-O$

Т. М. ПАРОНЯН

Институт физических исследований НАН Армении

(Поступила в редакцию 15 ноября 1993 г.)

Исследовано влияние примеси гафния на кинетику образования фаз в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ при твердофазном синтезе. Установлено, что фаза $Bi_2Sr_2Ca_3Cu_3O_y$ (2223) в образцах, содержащих Hf , образуется уже при 30-часовом отжиге. Определены концентрации примеси Hf , стимулирующие образование 2223 и фазы $Bi_2Sr_2Ca_3Cu_3O_y$ (2212). Кроме изменения кинетики фазообразования, примесь Hf приводит также к сдвигу начала сверхпроводящего перехода в область более высоких температур— T_{CH} (2212) = 93K, T_{CH} (2223) = 127K.

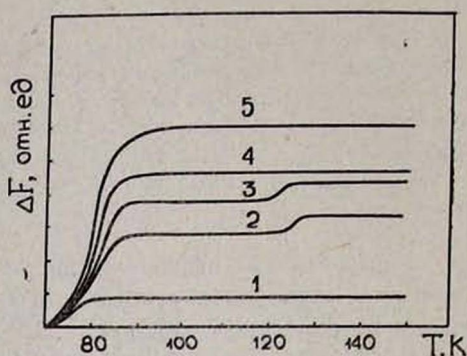
Исследования закономерностей фазообразования в оксидных многокомпонентных системах приобрели особый интерес в связи с открытием высокотемпературной сверхпроводимости. Одним из основных методов получения ВТСП—материалов является метод твердофазного синтеза, который широко используется и при синтезе сверхпроводящих соединений в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$. Установлено, что в данной системе образование сверхпроводящих фаз протекает постадийно через двойные и тройные соединения и сопровождается конкурирующими процессами [1, 2]. В связи с этим относительно сложной является задача получения однофазных образцов, для решения которой необходимы продолжительные термообработки в достаточно узких областях температуры [3, 4]. Установлено также, что примесь Pb стабилизирует высокотемпературную фазу 2223 [5]. Интересные результаты получены и с рядом других примесей [6—8]. Поэтому, наряду с поиском альтернативных методов синтеза, актуальными являются исследования особенностей фазообразования в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$ при введении различных примесей.

Настоящее сообщение посвящено подробному исследованию влияния примеси Hf на кинетику образования фаз в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$. Выбор Hf основывался на том, что, как ранее нами было установлено [9], данная примесь до значительных концентраций не ухудшает сверхпроводящие свойства Bi -содержащей керамики и даже повышает температуру начала сверхпроводящего перехода фазы 2223. Исследования проводились на образцах, содержащих, наряду с основными элементами, или только Hf или Hf и Pb одновременно. Образцы синтезировались с использованием оксидов и карбонатов чистотой не хуже ЧДА на воздухе при различных температурно-временных условиях. Фазовый состав образцов определялся по данным рент-

геновского анализа и методом выталкивания радиочастотного поля из объема сверхпроводника с регистрацией сдвига частоты генератора ΔF , работающего на частоте $F=1,5$ МГц при азотной температуре со стабильностью не хуже $\pm 0,2$ Гц [10].

Установлено, что фаза 2223 в образцах, содержащих только Hf , образуется уже при 30-часовом отжиге. Причем, с повышением концентрации Hf увеличивается содержание фазы 2212 в образцах. Начало сверхпроводящего перехода у фаз 2212 и 2223 сдвигается в область более высоких температур, достигая соответственно 93 К и 127 К.

Определены концентрации примеси Hf , стимулирующие образование фазы 2223. Так, на рисунке приводится температурная зависи-



Зависимость $\Delta F(T)$ образцов $Bi_{2-x}Hf_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$
 1— $x=0$; 2— $x=0,01 \cdot 0,05$; 3— $x=0,1$; 4— $x=0,2$; 5— $x=0,3$.

мость измерения сдвига частоты генератора $\Delta F(T)$ образцов номинального состава $Bi_{2-x}Hf_xSr_2Ca_2Cu_3O_y$, синтезированных при 850°C в течение 70 часов. Следует отметить, что, как и в Pb -содержащих образцах, увеличение продолжительности синтеза приводит к возрастанию содержания фазы 2223.

При совместном введении примесей Hf и Pb наблюдаются идентичные закономерности влияния Hf на фазообразование и сверхпроводящие свойства образцов. Можно утверждать, что в данном случае происходит суммирование стимулирующего действия примесей гафния и свинца на образование сверхпроводящих фаз.

Из приведенных данных можно сделать вывод, что примесь Hf , изменяя кинетику фазообразования в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$, способствует увеличению содержания сверхпроводящих фаз в образцах по сравнению с номинально чистыми образцами. Причинами такого действия примеси гафния, по аналогии с действием примеси свинца [11], может являться то, что введение Hf облегчает образование и рост зародышей фазы 2212 и, вследствие этого, фазы 2223, а также увеличение коэффициента диффузии ионов Ca и Cu , встраивание дополнительных слоев которых в кристаллическую решетку и приводит к образованию высокотемпературных сверхпроводящих фаз в системе

Bi—Sr—Ca—Cu—O. Отметим также, что учет обнаруженных закономерностей может быть полезен при синтезе монокристаллов *Bi*-содержащих сверхпроводников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Sun, J. Jiang, F. Zeng et al. Phys. Stat. Sol. (a), 119, 555 (1990).
2. K. Fukushima. Jap. J. Appl. Phys., 29, N12, L2195 (1990).
3. G. Jakob, M. Huth, T. Becherer et al. Physica B. 165—166, N2, 1677 (1990).
4. K. Yamaguchi, H. Susami, K. Ishizaka et al. J. Jap. Soc. Powder and Powder Met., 37, 820 (1990).
5. M. Takano, J. Takada, K. Oda, et al. Jap. J. Appl. Phys., 27, L1041 (1988).
6. F. H. Chen, H. S. Koo, T. Y. Tseng. Appl. Phys. Lett., 58, N6, 637 (1991).
7. X. Cao, X. Wu, H. Yan et al. Chin. J. Low Temp. Phys., 12, №3, 213 (1990).
8. Mao Zhiqiang, Wang Haiqian, Dong Yi et al. Physica C., 170, N1/2, 35 (1990).
9. П. Б. Абрамян, А. А. Авагян, С. Г. Геворгян и др. СФХТ, 3, №4, 698 (1990).
10. С. Г. Геворгян. В кн. Материалы I Всесоюзного совещания по диагностике ВТСП материалов, Черногловка, 1989, с. 131.
11. Shi Donglu, S. Mark Boley, J. G. Chen et al. Appl. Phys. Lett., 55, №7, 699 (1989).

Bi—Sr—Ca—Cu—O ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ ՖԱԶԵՐԻ ԿԱԶՄԱՎՈՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ

Բ. Մ. ՊԱՐՈՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է *Bi—Sr—Ca—Cu—O* համակարգում *Hf*-ի խառնուրդի ազդեցությունը ֆազառաջացման կինետիկայի վրա: Հաստատվել է, որ *Hf* պարունակող նմուշներում *Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_y* ֆազը կազմավորվում է արդեն 30-ժամյա թրծաթողման զեպրում: *Hf*-ի քանակության մեծացումը բերում է *Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_y* ֆազի ավելացմանը: Գերհաղորդիչ անցման սկիզբը աչգ. երկու ֆազերի համար տեղաշարժվում է ավելի բարձր ջերմաստիճանների տիրույթը և հասնում է համապատասխանաբար 127K և 93K:

PROCESSES OF SUPERCONDUCTING PHASE FORMATION IN THE *Bi—Sr—Ca—Cu—O* SYSTEM

T. M. PARONYAN

The influence of substitution of *Hf* impurity on the kinetic of phaseformation in *Bi—Sr—Ca—Cu—O* system in solid state synthesis is investigated. It was established that *Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_y* (2223) phase in samples containing *Hf* is formed in 30 hours annealing. The *Hf* impurity concentration, stimulated the formation of 2223 and *Bi₂Sr₂Ca₂Cu₃O_y* (2212) phases, is determined. Except of the changing of phase formation kinetic, the *Hf* impurity brings to the shift of the beginning of the superconducting transition in a region of the higher temperature: $T_{CH}(2212)=93K$, $T_{CH}(2223)=127K$.

Մ. Բ. Մովսեսյան, [Ռ. Բ. Մովսեսյան], Ա. Մ. Խանբեկյան. Կալիումի զուրչիների մագնիսացման փոփոխությունը ռեզոնանսային լազերային ճառագայթման ազդեցությամբ	3
Ա. Մ. Բադալյան, Մ. Բ. Մովսեսյան, Վ. Հ. Չալիկյան. Նատրիումի և արգոնի ատոմների փոխազդեցության պոտենցիալների տարրերության պարամետրերի որոշումը նատրիումի D-զուրկտի շրջակայքում կլանողա-բևեռացմային մեթոդի օգնությամբ կլանման զործակցի շափման արդյունքներով	8
Ա. Դ. Լուկասյան, Ի. Ս. Սարգսյան. Բուֆերային զազերի ազդեցությունը կալիումի ատոմների ուլտրամանուշակագույն ճառագայթման ինտենսիվության վրա	14
Ա. Ա. Ասատրյան, Դ. Խ. Գրիգորյան-Խակցյան. Ալիբի անդրադարձումը կամայական մակերևույթից	17
Վ. Պ. Փալանքարյան, Յու. Հ. Ավետիսյան, Ս. Ա. Մնացականյան. Խառնուրդային ֆերիտ-նոնաբարների մագնիսական ռեզոնանսի սպեկտրների շերտաստիճանային կախումը	24
Վ. Յ. Կրավչենկո, Գ. Հ. Կիրակոսյան, Գ. Ա. Մակարյան. Ֆոտոազդանական էֆեկտը հզորային դիսլոկացիաների վրա լուսազրգոված էլեկտրոնների ցրման ղեկավարում	29
Վ. Ն. Մկրտչյան, Վ. Հ. Չալիկյան. Բևեռացման էֆեկտներ ռեզոնանսային դաշտում գտնվող $1/2-1/2$ անցումով ատոմի կողմից ֆոտոնների ցրման ընթացքում	35
Թ. Մ. Պարոնյան. Bi—Sr—Ca—Cu—O համակարգում գերհաղորդիչ ֆազերի կազմավորման պրոցեսները	41

CONTENTS

M. E. Movsessian, [R. E. Movsessian], A. M. Khanbekian. Change of magnetization of potassium vapor under the action of resonant laser radiation	3
A. M. Badalian, M. E. Movsessian, V. O. Chaltykian. Determination of parameters of Na-Ar interaction difference potential from sodium D-doublet profile measurements by absorption-polarization technique	8
A. D. Ghukasyan, G. S. Sarkisyan. Investigation of buffer gas influence on the intensity of ultraviolet emission from potassium atoms	14
A. A. Asatryan, G. Kh. Grigorian-Khaktayan. Reflection of wave from arbitrary surface	17
V. P. Kalantarian, Y. H. Avetissian, S. A. Mnatsakanian. Temperature dependence of the magnetic resonance in mixed ferrite-garnets	24
V. Ya. Kravchenko, G. G. Kirakosyan, G. A. Makaryan. Photogalvanic effect in scattering of photo-excited electrons on the edge dislocations	29
V. E. Mkrtchian, V. O. Chaltykian. Polarization effects in the scattering of photons by a two-level atom with $1/2-1/2$ transition in resonant field	36
T. M. Paronyan. Processes of superconducting phase formation in the Bi—Sr—Ca—Cu—O system	41

СОДЕРЖАНИЕ

М. Е. Мовсесян, <u>Р. Е. Мовсесян</u> , А. М. Ханбекия. Изменение намагниченности паров калия под действием резонансного лазерного излучения	3
А. М. Бадалян, М. Е. Мовсесян, В. О. Чалтыкян. Определение параметров разностного потенциала взаимодействия атомов натрия и аргона по результатам измерения коэффициента поглощения вблизи D -дублета Na абсорбционно-поляризационным методом	8
А. Д. Гукасян, Г. С. Саркисян. Исследование влияния буферных газов на интенсивность ультрафиолетового излучения атома калия	14
А. А. Асатрян, Г. Х. Григорян-Хакцян. Отражение волны от произвольной поверхности	17
В. П. Калантарян, Ю. О. Аветисян, С. А. Мнацаканян. Температурная зависимость спектров магнитного резонанса смешанных ферритов-гранатов	24
В. Я. Кравченко, Г. Г. Киракосян, Г. А. Макарян. Фотогальванический эффект при рассеянии фотовозбужденных электронов на краевых дислокациях	29
В. Е. Мкртчян, В. О. Чалтыкян. Поляризационные эффекты при рассеянии фотонов двухуровневым атомом с переходом $1/2-1/2$ в резонансном поле	36
Т. М. Паронян. Процессы образования сверхпроводящих фаз в системе $Bi-Sr-Ca-Cu-O$	41