

ՀԽՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1990

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՐԴԱԿԱՆ ԿՈՆԳՐԱ

Ա. Յ. Ամառյան, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագիր տեղակալ), Հ. Հ. Վաղանյան, Գ. Բ. Ղաթարյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մանուկյան, Է. Գ. Շահյան (պատասխանատու խմբագիր տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Հ. Մխիթարյան (պատասխանատու խմբագիր)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагюни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саякян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

Изд. АН АрмССР, Физика

© Издательство АН Армянской ССР

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ КУМУЛЯТИВНЫХ ПРОТОНОВ В РЕАКЦИИ $\gamma A \rightarrow pX$

Р. О. АВАКЯН, И. Х. КОСАКОВ, Г. О. МАРУКЯН, А. А. ОГАНЕСЯН,
Ж. В. ПЕТРОСЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1990 г.)

Представлены результаты измерений асимметрии сечения образования кумулятивных протонов и их поляризации, проведенных на выведенном лучке фотонов Ереванского синхротрона.

Исследование спиновых эффектов в инклюзивных реакциях с испусканием кумулятивных частиц из ядра-мишени представляет большой интерес с точки зрения понимания механизма образования кумулятивных частиц [1—4].

Нами были проведены экспериментальные исследования поляризационных явлений кумулятивных протонов в реакции



в двух направлениях: измерение асимметрии сечения (Σ) рождения кумулятивных протонов и измерение их поляризации (P).

В поляризационном эксперименте первого направления была измерена зависимость асимметрии Σ от энергии фотонов (E). Возможность измерения асимметрии при определенной энергии фотонов основывалась на использовании метода вычитания когерентного пика [5] в спектре квазимонохроматических поляризованных фотонов, излучаемых электронами при прохождении через алмазную мишень [6]. Наличие значительной степени поляризации фотонов в когерентном пике позволило нам измерить величину асимметрии сечения реакции (1). Измерения проводились для трех значений энергии фотонов $E_\gamma = 0,68; 1,40$ и $1,95$ ГэВ с шириной $\Delta E_\gamma \sim \pm 0,24$ ГэВ. Асимметрия определялась из соотношения

$$\Sigma = \frac{1}{P_\gamma} \frac{N_\perp - N_\parallel}{N_\perp + N_\parallel - 2N_0},$$

где $N_\perp$, $N_\parallel$, N_0 — выходы реакции (1) в случае перпендикулярной, параллельной ориентаций вектора поляризации фотонов относительно плоскости реакции и при дезориентированном кристалле соответственно; P_γ — средняя величина поляризации фотонов в вычтенном когерентном пике. Измерение зависимости $\Sigma(E_\gamma)$ проведено на ядрах Be, C, Si, Pb для кумулятивных протонов, вылетевших под углом 100° в л. с. к. с энергиями (160—180) МэВ [7, 8].

Экспериментальная установка, методики измерения и обработки экспериментальных данных описаны в [9].

Значения асимметрии Σ со своими среднеквадратичными ошибками $\sigma(\Sigma)$ приведены в табл. 1 и на рис. 1, 2. В $\sigma(\Sigma)$ содержится как статистическая ошибка, так и ошибка в определении величины $\bar{P}_T$.

Таблица 1

Ядро $\bar{E}_\gamma$, ГэВ	$\Sigma \pm \sigma(\Sigma)$			
	Be	C	Ca	Pb
0,69	$-0,0078 \pm 0,0377$	$-0,0764 \pm 0,0233$	$-0,1539 \pm 0,0351$	$-0,1192 \pm 0,0323$
1,40	$0,0176 \pm 0,0416$	$0,0402 \pm 0,0386$	$0,0831 \pm 0,0369$	$-0,0096 \pm 0,0385$
1,95	$0,2677 \pm 0,1498$	$0,0580 \pm 0,0936$	$0,1858 \pm 0,1031$	$0,2961 \pm 0,1633$

Экспериментальные данные показывают, что в пределах ошибок асимметрия Σ не зависит ни от атомного номера ядра (A), ни от энергии фотонов и близка к нулю в области $A = 9 - 207$ и $E_\gamma = (0,7 - 2,0)$ ГэВ.

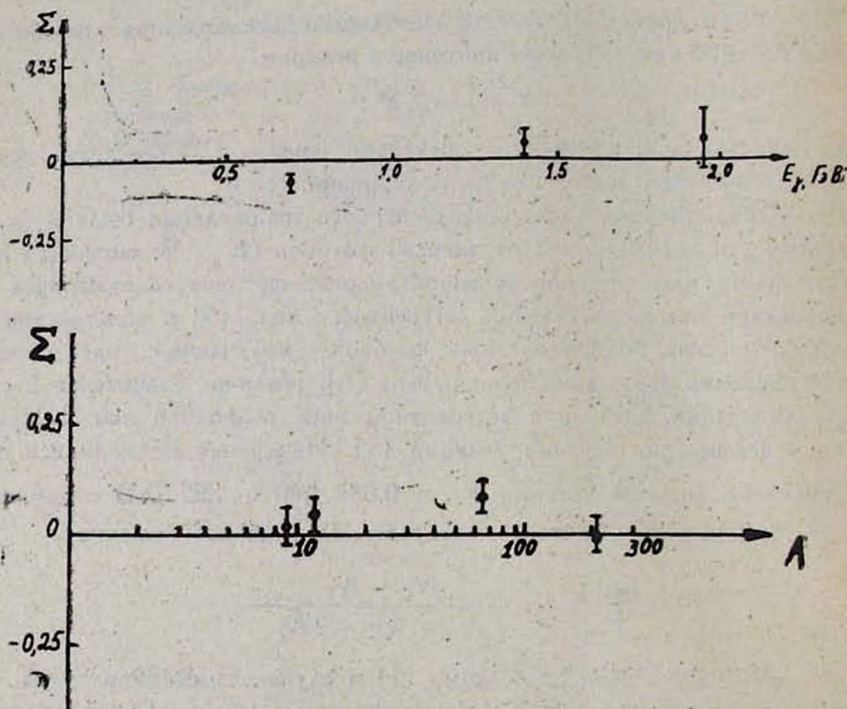


Рис. 1. Зависимость асимметрии сечения образования кумулятивных протонов от энергии фотонов для ядра C.

Рис. 2. Зависимость асимметрии сечения образования кумулятивных протонов от атомного номера ядра A для энергии фотонов $\bar{E}_\gamma = 1,40$ ГэВ.

Аналогичный результат — близкое к нулю значение асимметрии сечения образования кумулятивных протонов, был получен в реакции $pA \rightarrow pX$ для поперечно-поляризованных протонов с начальными энергиями 0,5 и 0,8 ГэВ и ряда ядер [10, 11].

В поляризационном эксперименте второго направления нами была исследована зависимость поляризации кумулятивных протонов в реакции (1) от максимальной энергии тормозного спектра фотонов, энергии кумулятивных протонов и атомного номера ядра. Определение поляризации протонов проводилось с помощью светосильного и универсального поляриметра, представляющего собой распределенную систему рассеивателей и непосредственно за ними расположенных координатных детекторов (КД). В качестве рассеивателей использовались углеродные пластинки суммарной толщиной 70 мм, а в качестве КД-многопроволочные пропорциональные камеры. Поляриметр охватывал область полярных углов рассеянных протонов $\Delta\theta_{pp'} = 0-25^\circ$ и азимутальных углов $\varphi_{pp'} = 0-360^\circ$. Описание поляриметра, а также всей экспериментальной установки дано в [12]. Разделение кумулятивных протонов от сопутствующих $\pi^\pm$ -мезонов выполнялось с высокой точностью. Методика разделения описана в [13]. Ложная асимметрия экспериментальной установки определялась с помощью $\pi^\pm$ -мезонов. Величина ложной асимметрии составляла $\sim 0,070 \pm 0,003$. Энергетические спектры протонов, рассеянных в углеродных пластинках и остановившихся в счетчиках пробежного спектрометра, вычислялись методом Монте-Карло [14]. Поляризация кумулятивных протонов определялась по формуле

$$P_y = \frac{\sum_{\text{лп}}}{\langle P_c(T_p, \theta_{pp'}) \cdot \cos \varphi_{pp'} \rangle},$$

где $P_c(T_p, \theta_{pp'})$ — эффективная анализирующая способность углерода, взятая из работы [15], $\sum_{\text{лп}}$ — лево — правая асимметрия рассеяния протонов.

Измерение поляризации кумулятивных протонов выполнено при двух значениях максимальной энергии тормозного спектра фотонов 4,5 и 1,5 ГэВ для ядер D, C, Al, Sn, Pb и области энергии протонов (180—256) МэВ [16, 17]. Измерения проводились под углом 95° в л.с. Экспериментальные результаты представлены в табл. 2 и на рис. 3, 4. Приведенные значения поляризации протонов включают как статистическую ошибку, так и ошибку, обусловленную определением величины $P_c \cdot \cos \varphi_{pp'}$.

Из экспериментальных данных следует, что в рассматриваемой области кинетической энергии кумулятивных протонов значения поляризации протонов, в пределах ошибок, близки к нулю при $E_T^{\text{max}} = 1,5, 4,5$ ГэВ и для ядер с атомными номерами в области $A = 12-207$. В случае дейтериевой мишени наблюдаемое большое значение поляризации, как и следовало ожидать, должно быть близко к поляризации протонов в реакции фоторасщепления дейтрона $\gamma d \rightarrow pn$ при энергиях фотонов (500—600) МэВ под углом $\theta_p^* \sim 120^\circ$ в с.ц.м. [18—20], поскольку в этом случае эффекты перерасеяния и вклады других реакций малы.

Близкое к нулю значение поляризации кумулятивных протонов в реакции (1) было получено в работе [21] для максимальной энергии фотонов 1,6 ГэВ и энергии протонов 227 МэВ.

Измерения поляризации кумулятивных протонов в реакциях

Таблица 2

		$P \pm \sigma(P)$				
$E_{\gamma}^{\max}$		4.5 ГэВ				1,5 ГэВ
Δp_0	D	C	Al	Sn	Pb	C
$T_p, M_{\Theta B}$						
180	$-0,467 \pm 0,084$	$-0,056 \pm 0,136$	$-0,009 \pm 0,075$	$-0,146 \pm 0,160$	$0,009 \pm 0,083$	$-0,111 \pm 0,124$
196	$-0,571 \pm 0,104$	$0,024 \pm 0,141$	$0,073 \pm 0,180$	$0,074 \pm 0,148$	$-0,045 \pm 0,115$	$-0,045 \pm 0,110$
206	---	$-0,135 \pm 0,120$	---	$-0,054 \pm 0,163$	---	$-0,141 \pm 0,116$
212	$-0,437 \pm 0,133$	$0,088 \pm 0,141$	$-0,117 \pm 0,125$	$0,005 \pm 0,146$	$-0,100 \pm 0,140$	$0,170 \pm 0,153$
221	---	$0,006 \pm 0,122$	---	$0,146 \pm 0,181$	---	$-0,091 \pm 0,127$
236	---	$0,185 \pm 0,197$	---	$,267 \pm 0,217$	---	$-0,006 \pm 0,143$
250	---	---	---	---	---	$-0,175 \pm 0,20,34$
256	---	$-0,056 \pm 0,198$	---	$-0,310 \pm 0,260$	---	---

$$p A \rightarrow p X$$

и

$$\pi^+ A \rightarrow p X$$

для $\theta_p > 90^\circ$, представленные в работах [22] и [23] соответственно, также дают значения поляризации, близкие к нулю.

Таким образом, результаты экспериментальных исследований поляризационных явлений при образовании кумулятивных протонов фотона-

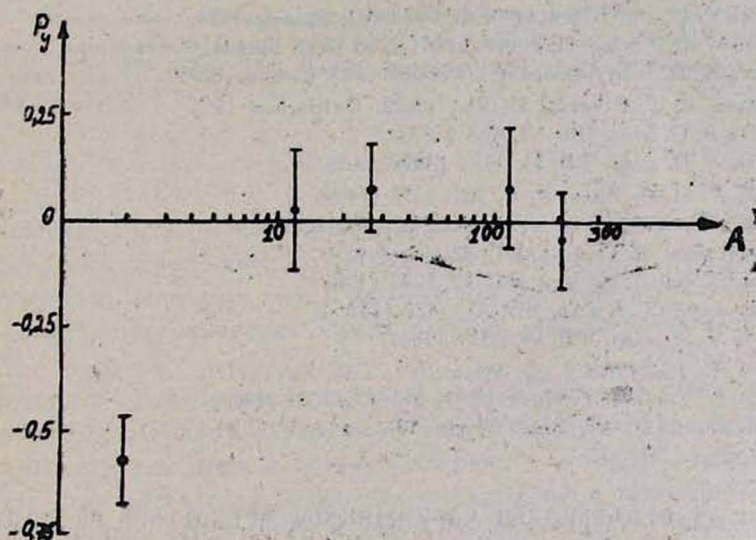
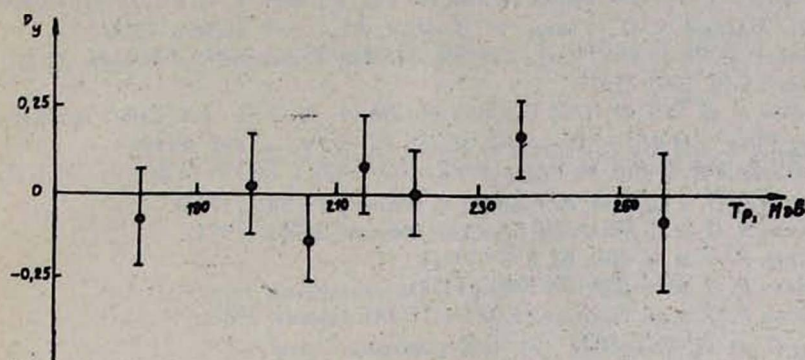


Рис. 3. Зависимость поляризации кумулятивных протонов от энергии для ядра C при $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ ГэВ.

Рис. 4. Зависимость поляризации от атомного номера ядра A для энергии протонов 196 МэВ и $E_{\gamma}^{\max} = 4,5$ ГэВ.

ми, пионами и протонами указывают на малую, незначительную роль спин-овых эффектов в этих процессах. Это обстоятельство исключает из дальнейшего рассмотрения теоретические модели, предсказывающие значительные поляризационные эффекты [1—4]. На наш взгляд, имеющиеся результаты поляризационных исследований проще понять в рамках моделей, в которых кумулятивный протон является «спектатором» [24—26]

и, в связи с таким представлением механизма образования кумулятивных протонов, необходимо интенсивнее проводить корреляционные эксперименты инклюзивных реакций на ядрах с регистрацией кумулятивных протонов совместно со второй частицей в конечном состоянии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лексин Г. А. Третья школа физики ИТЭФ, М., вып. 2, с. 16 (1975); *Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D.* JINR, E2-11307. Dubna, 1978.
2. *Frankel S.* Phys. Rev. Lett., 38 1338 (1977); *Frankel S., Woloshyn R. M.* Phys. Rev., C16, 1680 (1977).
3. *Ефремов А. В.* ЯФ, 24, 1208 (1976); *Baldin A. M.* Proc. Int. Conf. on High Energy Phys. and Nucl. Structure, Santa Fe, N. Y., p. 621 (1975).
4. *Копелиович В. Б.* ЯФ, 28, 166 (1977).
5. *Авакян Р. О.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 343 (1978).
6. *Авакян Р. О.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 252 (1974).
7. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 33, 858 (1984).
8. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 35, 1089 (1982).
9. *Авакян Р. О.* и др. Препринт ЕФИ-417 (24). Ереван, 1980.
10. *Roy G.* et al. Phys. Rev., 23, 1671 (1981).
11. *Brody H.* et al. Phys. Rev., 24, 2157 (1981).
12. *Авакян Р. О.* и др. Препринт ЕФИ-954 (4). Ереван, 1987.
13. *Григорян А. Э.* и др. Препринт ЕФИ-1208 (85). Ереван, 1989.
14. *Акопов Н. Э.* и др. Препринт ЕФИ-507 (50). Ереван, 1985.
15. *Petersom V. Z.* Preprint UCRL-10622. California, 1963
16. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 49, 468 (1989).
17. *Авакян Р. О.* и др. ЯФ, 51, 1585 (1990).
18. *Liu F. F.* et al. Phys. Rev., 165, 1478 (1968).
19. *Katae T.* et al. Phys. Rev. Lett., 38, 468 (1977).
20. *Браташевский А. С.* и др. ЯФ, 32, 418 (1980).
21. *Браташевский А. С.* и др. ЯФ, 45, 1972 (1987).
22. *Белостоцкий С. Л.* и др. ЯФ, 42, 1427 (1985).
23. *Бурлов Н. А.* и др. ЯФ, 39, 801 (1984).
24. *Weber H. J., Miller L. D.* Phys. Rev., C16, 726 (1977).
25. *Fujita T., Hufner T.* Nucl. Phys., A314, p. 317 (1977).
26. *Frankfurt L. L., Strikman M. J.* Phys. Lett., 69B, 93 (1977).

$\gamma A \rightarrow pX$ ՌԵԱԿՑԻԱՅՈՒՄ ԿՈՒՄՈՒԼՅԱՏԻՎ ՊՐՈՏՈՆՆԵՐԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ռ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ի. Խ. ԿՈՍԱԿՈՎ, Հ. Հ. ՄԱՐՈՒՔՅԱՆ,
Ա. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ժ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

Ներկայացված են Երևանի սինխրոտրոնի դուրս բերված ֆոտոնների փնջի վրա կատարված կոմպլյատիվ պրոտոնների կտրվածքի առիմետրիայի և նրանց բեկոացման չափումների արդյունքները:

INVESTIGATION OF POLARIZATION EFFECTS OF CUMULATIVE PROTONS IN $\gamma A \rightarrow p X$ REACTION

R. H. AVAKYAN, I. KH. KOSAKOV, H. H. MARUKYAN, A. A. HOVHANNISYAN,
ZH. V. PETROSYAN

Measurement data on cross-section asymmetry and polarization of cumulative protons produced with the photon beam of the Erevan Synchrotron are given.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 253—260 (1990)

УДК 535.41

СПЕКТРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДЛЯ СЖАТОГО СВЕТА

Г. Ю. КРЮЧКЯН, К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 20 марта 1990 г.)

Исследованы спектры второй гармоники поля излучения вырожденного параметрического осциллятора для двух типов (ооо) и (оое) синхронизма мод. Получены условия идентификации сжатых состояний света по этим спектрам.

1. Введение

Настоящая работа посвящена вопросам взаимодействия света в сжатом состоянии с веществом. Сжатый свет характеризуется квантовыми флуктуациями, меньшими, чем в когерентном состоянии (см. обзорные работы [1, 2]), а его генерация осуществлена в ряде оптических экспериментов [3].

В работе рассмотрены проявления свойств сжатого света, не связанные непосредственно с квантовыми флуктуациями. Исследован спектр второй гармоники для света в сжатом состоянии, который генерируется в процессе вырожденного параметрического деления в нелинейном кристалле в присутствии оптического резонатора. Этот процесс обусловлен рождением пары фотонов, вследствие чего в нелинейной среде под действием лазерного поля с частотой ω генерируются два поля с одинаковыми частотами $\omega/2$. Неклассические свойства поля излучения параметрического осциллятора широко обсуждаются в связи с различными приложениями [4—7].

2. Связь интенсивности с корреляционной функцией

Рассматриваемая система схематически изображена на рис. 1, где: ПО — вырожденный параметрический осциллятор; $M_{1,2}$ — зеркала резонатора с ширинами пропускания соответственно $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$; ГВГ — нелинейный элемент генерации второй гармоники; Ф — спектральный фильтр; Д — фотодетектор.

INVESTIGATION OF POLARIZATION EFFECTS OF CUMULATIVE PROTONS IN $\gamma A \rightarrow p X$ REACTION

R. H. AVAKYAN, I. KH. KOSAKOV, H. H. MARUKYAN, A. A. HOVHANNISYAN,
ZH. V. PETROSYAN

Measurement data on cross-section asymmetry and polarization of cumulative protons produced with the photon beam of the Erevan Synchrotron are given.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 253—260 (1990)

УДК 535.41

СПЕКТРЫ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ДЛЯ СЖАТОГО СВЕТА

Г. Ю. КРЮЧКЯН, К. В. ХЕРУНЦЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 20 марта 1990 г.)

Исследованы спектры второй гармоники поля излучения вырожденного параметрического осциллятора для двух типов (ооо) и (оое) синхронизма мод. Получены условия идентификации сжатых состояний света по этим спектрам.

1. Введение

Настоящая работа посвящена вопросам взаимодействия света в сжатом состоянии с веществом. Сжатый свет характеризуется квантовыми флуктуациями, меньшими, чем в когерентном состоянии (см. обзорные работы [1, 2]), а его генерация осуществлена в ряде оптических экспериментов [3].

В работе рассмотрены проявления свойств сжатого света, не связанные непосредственно с квантовыми флуктуациями. Исследован спектр второй гармоники для света в сжатом состоянии, который генерируется в процессе вырожденного параметрического деления в нелинейном кристалле в присутствии оптического резонатора. Этот процесс обусловлен рождением пары фотонов, вследствие чего в нелинейной среде под действием лазерного поля с частотой ω генерируются два поля с одинаковыми частотами $\omega/2$. Неклассические свойства поля излучения параметрического осциллятора широко обсуждаются в связи с различными приложениями [4—7].

2. Связь интенсивности с корреляционной функцией

Рассматриваемая система схематически изображена на рис. 1, где: ПО — вырожденный параметрический осциллятор; $M_{1,2}$ — зеркала резонатора с ширинами пропускания соответственно $\gamma_1 = 0$, $\gamma_2 = \gamma$; ГВГ — нелинейный элемент генерации второй гармоники; Ф — спектральный фильтр; Д — фотодетектор.

куумном состоянии, с учетом результатов (1), (2), (3), получаем выражение

$$N_1(\nu) = \frac{\Gamma}{\pi} \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^t dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times \sum_{jklm} \lambda_{ljk}^* \lambda_{llm} \langle a_k^+(t_1) a_j^+(t_1) a_e(t_2) a_m(t_2) \rangle, \quad (4)$$

которое устанавливает связь спектра второй гармоники с корреляционной функцией поля излучения параметрического осциллятора. Усреднение в (4) идет по начальному состоянию моды с частотой $\omega/2$.

3. Эффект корреляции мод в спектре излучения

Рассмотрим случай полного вырождения, т. е. параметрической генерации двух мод с одинаковыми поляризациями. В этом случае генерация второй гармоники эффективна при условии синхронизма мод первого типа, при котором две (о) моды поляризованные для определенности по оси x приводят к возникновению (е) моды, поляризованной по оси y . При этом отличным от нуля является лишь коэффициент $\lambda_{yx} \equiv \lambda_1$ в общей формуле (4).

Исследуется случай спонтанной параметрической генерации в режиме ниже порога, когда на входе в резонатор мода $\omega/2$ отсутствует. Поле излучения имеет гауссовскую статистику и высшие корреляционные функции факторизуются. В итоге, опуская индексы поляризаций, получаем:

$$N(\nu) = N_{(1)}(\nu) + N_{(2)}(\nu),$$

$$N_{(1)}(\nu) = \frac{\Gamma |\lambda_1|^2}{\pi} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t dt_1 dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times \langle a^+(t_1)^2 \rangle \langle a(t_2)^2 \rangle, \quad (5)$$

$$N_{(2)}(\nu) = \frac{\Gamma |\lambda_1|^2}{\pi} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^t dt_1 dt_2 e^{(\Gamma - i\nu)(t_1 - t)} e^{(\Gamma + i\nu)(t_2 - t)} \times$$

$$\times 2 \langle a^+(t_1) a(t_2) \rangle^2. \quad (6)$$

Таким образом, спектр второй гармоники представляется в виде суммы двух компонент. Как следует из дальнейших вычислений, такое разделение оправдано, т. к. при определенных условиях спектральная компонента $N_{(1)}(\nu)$ уже, чем $N_{(2)}(\nu)$. Такая ситуация наблюдалась в двух экспериментах [10, 11] по схеме рис. 1, однако, для пикосекундной импульсной накачки и с общей точки зрения, рассматривалась в работе [12].

Приведем результаты вычислений двухвременных средних для полей излучения параметрического осциллятора на выходе из резонатора, основанных на результатах работ [13, 14]:

$$\langle a^+(t_1) a(t_2) \rangle = (n e^{-\frac{\Gamma}{2}|t_1|} \operatorname{ch} e|t_1| + |g| e^{-\frac{\Gamma}{2}|t_2|} \operatorname{sh} e|t_2|) e^{-\frac{i\omega}{2}t}$$

$$\langle a(t)^2 \rangle = g e^{-i\omega t}; \quad g = -\frac{\gamma}{2\varepsilon} n e^{i\theta}, \quad (7)$$

$$n = \langle a^+ a \rangle = -\frac{\varepsilon^2 \gamma}{2 \left(\frac{\gamma^2}{4} - \varepsilon^2 \right)}, \quad (8)$$

n — среднее число фотонов в единицу времени, $\tau = t_1 - t_2$, γ — скорость затухания моды в резонаторе. Параметрическое взаимодействие описывается следующим гамильтонианом

$$H = -i\hbar \frac{\varepsilon}{2} c^2 e^{-i\theta + i\omega t} + \text{с. с.},$$

где c — оператор уничтожения моды $\omega/2$ внутри резонатора; ε — коэффициент связи, пропорциональный амплитуде поля накачки; θ — фаза накачки. Эти результаты справедливы в режиме ниже порога $\varepsilon < \frac{\gamma}{2}$.

Вычисления с помощью выражений (5), (6) дают:

$$N_{(1)}(\nu) = \frac{|\lambda_1|^2}{\pi} \cdot \frac{\Gamma}{(\nu - \omega)^2 + \Gamma^2} \cdot |g|^2, \quad (9)$$

$$N_{(2)}(\nu) = \frac{|\lambda_1|^2}{\pi} \left[\frac{1}{2} (n + |g|)^2 \frac{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma - 2\varepsilon)^2} + \right. \\ \left. + \frac{1}{2} (n - |g|)^2 \frac{\Gamma + \gamma + 2\varepsilon}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma + 2\varepsilon)^2} - (|g|^2 - n^2) \frac{\Gamma + \gamma}{(\nu - \omega)^2 + (\Gamma + \gamma)^2} \right]. \quad (10)$$

Компонента спектра $N_{(1)}(\nu)$ определяется коррелятором $\langle a(t)^2 \rangle$, который описывает эффект корреляции мод и, при $\Gamma \rightarrow 0$, имеет δ -образную форму. Другая компонента характеризуется спектром параметрического осциллятора.

На рис. 2 приведены результаты численных вычислений величин $N(\nu)$ — кривые (1), $N_{(1)}(\nu)$ — кривые (2), $N_{(2)}(\nu)$ — кривые (3) в зависимости от $(\nu - \omega)/\gamma$. При заданном параметре γ/Γ пиковые высоты компонент спектра зависят от отношения $2\varepsilon/\gamma$. Отношения этих высот равны

$$\frac{N_{(2)}}{N_{(1)}} \Big|_{\nu=\omega} = \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma} \left(\frac{n}{|g|} \right)^2 = \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma} \left(\frac{2\varepsilon}{\gamma} \right)^2, \quad \varepsilon \ll \frac{\gamma}{2}, \\ \frac{N_{(1)}}{N_{(2)}} \Big|_{\nu=\omega} = \frac{\Gamma}{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon} \frac{1}{2} \left(1 + \frac{n}{|g|} \right)^2, \quad \varepsilon \lesssim \frac{\gamma}{2}.$$

Как известно, поле излучения вырожденного параметрического осциллятора находится в сжатом состоянии. Это означает, что при специальном выборе фазы $\varphi = \varphi_0$ дисперсия квадратурной амплитуды $X_\varphi = \frac{1}{2} \times (a e^{-i\varphi} + a^+ e^{i\varphi})$, в форме нормального упорядочения операторов, отрицательна

$$\langle : (\Delta X_{\varphi 0})^2 : \rangle = \frac{1}{2} (n - |g|) < 0.$$

Следовательно, отношение высот вблизи порога, когда сжатие велико, удовлетворяет следующему неравенству:

$$\frac{N_{(2)}|}{N_{(1)}|_{v=\omega}} < \frac{2\Gamma}{\Gamma + \gamma - 2\varepsilon}.$$

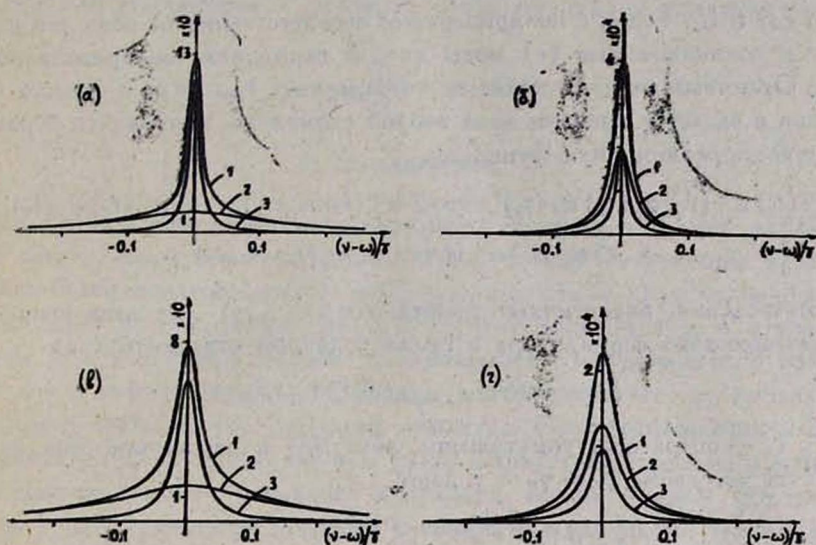


Рис. 2. Зависимость величины $N(v)/(\gamma|g|^2)$ от переменной $(v-\omega)/\gamma$ для следующих значений параметров: (а) $\gamma/\Gamma=100$, $2\varepsilon/\gamma=0,88$; (б) $\gamma/\Gamma=100$, $2\varepsilon/\gamma=0,99$; (в) $\gamma/\Gamma=50$, $2\varepsilon/\gamma=0,88$; (г) $\gamma/\Gamma=50$, $2\varepsilon/\gamma=0,99$. Для фиксированного отношения γ/Γ с приближением к порогу высота $N_{(2)}(v)$ становится больше $N_{(1)}(v)$.

Для отношения интегральных величин

$$N_{(\alpha)} = \int_{-\infty}^{+\infty} N_{(\alpha)}(v) dv,$$

где $\alpha = 1, 2$, выполняется следующее соотношение:

$$\frac{N_{(2)}}{N_{(1)}} = \frac{2n^2}{|g|^2} < 2.$$

Отметим, что выделение из спектра $N(v)$ «широкой» компоненты $N_{(2)}(v)$ можно осуществить дополнительным измерением спектра излучения параметрического осциллятора $n(v)$. При $\Gamma \rightarrow 0$

$$n(v) = \frac{1}{\pi} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} d\tau e^{i v \tau} \langle a^+(t) a(t+\tau) \rangle$$

и компонента $N_{(2)}(v)$ выразится через $n(v)$ как

$$N_{(2)}(\nu) = 2|\lambda_1|^2 \int_{-\infty}^{+\infty} d\nu' n(\nu') n(\nu - \nu').$$

4. Случай синхронизма второго типа

Рассмотрим параметрическое излучение двух мод со взаимноперпендикулярными поляризациями. Генерация суммарной частоты в этом случае возможна при выполнении условия синхронизма второго типа, при котором (о) и (е) моды, с поляризациями соответственно по осям x и y , приводят к возникновению (е) моды второй гармоники, поляризованной по оси y . Отличным от нуля является коэффициент $\lambda_{yyx} \equiv \lambda_2$ и среднее число фотонов в единицу времени поля второй гармоники выражается через следующую корреляционную функцию:

$$\begin{aligned} \langle a_x^+(t_1) a_y^+(t_1) a_y(t_2) a_x(t_2) \rangle &= \langle a_x^+(t_1) a_x(t_2) \rangle \langle a_y^+(t_1) a_y(t_2) \rangle + \\ &+ \langle a_x^+(t_1) a_y^+(t_1) \rangle \langle a_y(t_2) a_x(t_2) \rangle. \end{aligned}$$

Вычисления, аналогичные приведенным в [14] для невырожденного параметрического осциллятора с гамильтонианом взаимодействия

$$H = -i\hbar \varepsilon' c_x c_y e^{-i\theta' + i\omega t} + \text{с. с.},$$

где c_x, c_y — операторы уничтожения двух мод в резонаторе, при равных скоростях затухания $\gamma_x = \gamma_y = \gamma$, дают

$$\begin{aligned} \langle a_x^+(t_1) a_x(t_2) \rangle &= \langle a_y^+(t_1) a_y(t_2) \rangle = \\ &= (n e^{-\frac{\gamma}{2}|t|} \text{ch } \varepsilon' |t| + |g| e^{-\frac{\gamma}{2}|t|} \text{sh } \varepsilon' |t|) e^{i\frac{\omega}{2}t}, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\langle a_x(t)^2 \rangle = \langle a_y(t)^2 \rangle = 0, \quad (12)$$

$$\langle a_x(t) a_y(t) \rangle = g e^{-i\omega t}, \quad (13)$$

где выражения для n и g совпадают с (7), (8), в которых ε, θ заменены на ε', θ' .

Как и в предыдущем случае, спектр представляется в виде суммы двух компонент $N'_{(1)}(\nu) + N'_{(2)}(\nu)$, причем, для отношения их интегральных значений имеем

$$\frac{N'_{(2)}}{N'_{(1)}} = \frac{n^2}{|g|^2} = \left(\frac{2\varepsilon'}{\gamma} \right)^2.$$

Выражения для $N'_{(1),(2)}(\nu)$ получаются из (9), (10) заменой $\varepsilon \rightarrow \varepsilon'$ и $|\lambda_1|^2 \rightarrow |\lambda_2|^2$ для компоненты $N'_{(1)}(\nu)$ и $|\lambda_1|^2 \rightarrow \frac{1}{2} |\lambda_2|^2$ для $N'_{(2)}(\nu)$.

Отметим, что в рассматриваемом случае, из-за ортогональности векторов поляризаций двух мод a_x, a_y и равенств (11)–(13), сжатие соответствующей квадратурной амплитуды не осуществляется. Поэтому наличие «узкой» компоненты в спектре второй гармоники не всегда однознач-

но указывает на сжатие квадратурных амплитуд даже при $n < |g|$. В рассматриваемом случае ее наличие может отражать эффект подавления флуктуаций («сжатия»), другой величины — разности интенсивностей двух мод [15]. Качественно это можно проиллюстрировать следующим образом. Флуктуация величины $m = a_x^+ a_x - a_y^+ a_y$ равна

$$\langle :(\Delta m)^2: \rangle = \frac{1}{2} (n^2 - |g|^2)$$

и условие ее подавления $\langle :(\Delta m)^2: \rangle < 0$ отразится неравенством

$$\frac{N'_{(2)}}{N'_{(1)}} < 1.$$

5. Заключение

Полученные результаты подтверждают точку зрения, что появление узкой спектральной компоненты излучения второй гармоники является свидетельством неклассического характера статистики поля основного излучения. Для вырожденного параметрического осциллятора, в случае генерации двух мод с одинаковыми поляризациями, в подпороговой области узкий пик в спектре второй гармоники свидетельствует о подавлении флуктуаций одной из квадратурных амплитуд. При приближении к порогу параметрической генерации, при учете ширины спектрального прибора (либо ширины спектра основного излучения, теряет смысл разделение спектра второй гармоники на узкую и широкую компоненты, тем не менее, как известно [13], сжатие в этом случае максимально. В случае излучения двух мод со взаимно перпендикулярными поляризациями сжатие квадратурной амплитуды не осуществляется и появление узкого пика может отражать эффект подавления флуктуаций разности интенсивности двух сопряженных мод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walls D. F., Nature, 306, 141 (1983).
2. Loudon R., Knight P. L., J. Mod. Opt., 34, 709 (1987).
3. J. Opt. Soc. Am B4, (1987)—Special issue on squeezed light.
4. Wu L. A., Kimble H. J., Hall J. L., Wu H., Phys. Rev. Lett., 57, 2520 (1986).
5. Milburn G. J., Walls D. F., Phys. Rev., A27, 392 (1983).
6. Lane A. S., Reid M. D., Walls D. F., Phys. Rev., A38, 788 (1988).
7. Голубев Ю. М., Горбачев В. Н., ЖЭТФ, 95, 475 (1989).
8. Ktelich S., Tanas R., Zawodny R., J. Mod. Opt., 34, 979 (1987).
9. Eberly J., Wodkiewicz K., J. Opt. Soc. Am., 67, 1252 (1977).
10. Abram I., Raj R. K., Oudar J. L., Dolique G., Phys. Rev. Lett., 57, 2516 (1986).
11. Пискарский А., Стабинис А., Янкаускас А., Опт. и спектр., 66, 742 (1989).
12. Кулин С. Я., Опт. и спектр., 66, 733 (1989).
13. Collet M. J., Gardiner C. W., Phys. Rev., A30, 1386 (1984).
14. Collet M. J., Loudon R., Gardiner C. W., J. Mod. Opt., 34, 881 (1987).
15. Heidmann A. et al. Phys. Rev. Lett., 59, 2555 (1987).

Հետազոտված են այլասեղմած պարամետրիկ օսցիլատորի երկրորդ հարմոնիկայի սպեկտրները մոդաների համաձայնության երկու (օօօ) և (օօե) պայմաններում: Ստացված են լույսի սեղմված վիճակների հայտնաբերման պայմանները այդ սպեկտրների միջոցով:

SPECTRA OF THE SECOND HARMONICS OF SQUEEZED LIGHT

G. YU. KRYUCHKYAN, K. V. KHERUNTSYAN

The spectra of the second harmonics of degenerate parametric oscillator radiation field were studied for (ooo) (oee) types of phase-matching conditions. The conditions for the identification of squeezed light on the basis of these spectra were obtained.

Изв. АН Армения, Физика, т. 25, вып. 5, 260—264 (1990)

УДК 531

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ НА ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Р. МКՐՏՉԻԱՆ, А. Р. АРАМЯՆ, Г. А. ГАЛЕЧԻԱՆ

Институт прикладных проблем физики АН Армения:

(Поступила в редакцию 23 января 1990 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования распространения импульса звуковой волны при разных частотах вдоль положительного столба газового разряда. Показано, что при частотах звука ниже резонансной частоты разрядной камеры амплитуда звуковой волны возрастает.

В работе [1] показано, что акустическая волна, распространяясь вдоль положительного столба тлеющего разряда, может вызвать его расслоение и глубина модуляции плазмы пропорциональна интенсивности звука.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния плазмы на параметры импульса звуковой волны при ее распространении вдоль плазменного столба разряда.

Измерения были выполнены в кварцевой разрядной трубке с внутренним диаметром 60 мм и длиной 100 см. Электроды припаяны к боковым стенкам в виде боковых отростков. Расстояние между электродами 85 см. К электродам подводилось высокое электрическое напряжение, благодаря которому в трубке создавался разряд постоянного тока. Величина тока менялась в пределах от 5 до 50 мА. К одному из торцов трубки был при-

Հետազոտված են այլասեղմված պարամետրիկ օսցիլլատորի երկրորդ հարմոնիկայի սպեկտրները մոդաների համաձայնության երկու (օօօ) և (օօե) պայմաններում: Ստացված են լույսի սեղմված վիճակների հայտնաբերման պայմանները այդ սպեկտրների միջոցով:

SPECTRA OF THE SECOND HARMONICS OF SQUEEZED LIGHT

G. YU. KRYUCHKYAN, K. V. KHERUNTSYAN

The spectra of the second harmonics of degenerate parametric oscillator radiation field were studied for (ooo) (oee) types of phase-matching conditions. The conditions for the identification of squeezed light on the basis of these spectra were obtained.

Изв. АН Армения, Физика, т. 25, вып. 5, 260—264 (1990)

УДК 531

ВЛИЯНИЕ ПЛАЗМЫ НА ПАРАМЕТРЫ ИМПУЛЬСА ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ

А. Р. МКՐՏՉԻԱՆ, А. Р. АРАМЯՆ, Г. А. ГАЛЕՇԻԱՆ

Институт прикладных проблем физики АН Армении:

(Поступила в редакцию 23 января 1990 г.)

Приведены результаты экспериментального исследования распространения импульса звуковой волны при разных частотах вдоль положительного столба газового разряда. Показано, что при частотах звука ниже резонансной частоты разрядной камеры амплитуда звуковой волны возрастает.

В работе [1] показано, что акустическая волна, распространяясь вдоль положительного столба тлеющего разряда, может вызвать его расслоение и глубина модуляции плазмы пропорциональна интенсивности звука.

В данной работе приведены результаты экспериментального исследования влияния плазмы на параметры импульса звуковой волны при ее распространении вдоль плазменного столба разряда.

Измерения были выполнены в кварцевой разрядной трубке с внутренним диаметром 60 мм и длиной 100 см. Электроды припаяны к боковым стенкам в виде боковых отростков. Расстояние между электродами 85 см. К электродам подводилось высокое электрическое напряжение, благодаря которому в трубке создавался разряд постоянного тока. Величина тока менялась в пределах от 5 до 50 мА. К одному из торцов трубки был при-

креплен электродинамический излучатель. К другому торцу, к фланцу был прикреплен микрофон, который детектировал звуковые колебания поступающие от излучателя. Электрический сигнал от микрофона через усилитель поступал на вход осциллографа. В разрядной трубке мог быть получен вакуум до 10^{-2} мм рт. ст. и заполнен любым газом до необходимого давления.

На рис. 1 представлена амплитудно-частотная характеристика акустического резонатора—разрядная трубка с разрядом в аргоне при давлении 120 мм рт. ст. и током 50 мА. АЧХ была получена при постоянной интенсивности звуковой волны, поступающей от излучателя в трубку во всем диапазоне частот, приведенных на рисунке. Величина этой интенсивности

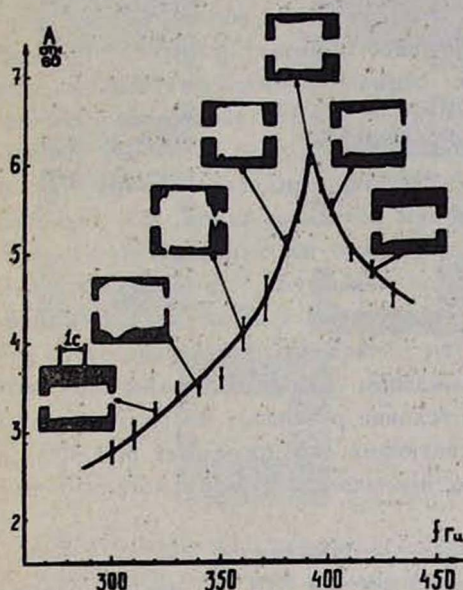


Рис. 1. Амплитудно частотная характеристика акустического резонатора, состоящего из разрядной трубки диаметром 6 см и длиной 100 см при давлении аргона 120 мм. рт. ст. и разрядном токе 50 мА, с осциллограммами импульса звуковой волны.

была низкой, т. е. такой величины, чтобы при построении АЧХ взаимодействия волны с плазмой не происходило. Максимум интенсивности звука на АЧХ соответствует резонансу при 390 Гц, при котором длина волны равна длине разрядной трубки. На рис. 1 приведены осциллограммы импульса звуковой волны, проходящие через положительный столб разряда и поступающие на микрофон. Интенсивность волны, которая излучается излучателем в разряд, на всех осциллограммах является постоянной. На осциллограмме при частоте 320 Гц видно: амплитуда импульса на ее длине остается неизменно, т. е. никаких плазменных воздействий на амплитуду волны нет. Длительность импульса равна 2,5 с. Интенсивность звуковой волны соответствовала 84 дБ. На осциллограмме при частоте 340 Гц видно, что амплитуда в трубке возрасла, хотя интенсивность волны, поступающей от излучателя, является такой же как и при 320 Гц. Кроме того, и пожалуй это является основным, амплитуда волны со временем от начала импульса начинает возрастать, примерно, через 0,7 с достигает максимального значения, а затем начинает убывать. Интенсивность волны при этих условиях 86 дБ. Увеличение амплитуды волны, по мере ее распространения вдоль разряда, по-видимому, происходит вследствие то-

го, что при постоянной частоте длина волны уменьшается и условия в трубке приближаются к резонансу. Уменьшение длины волны вызвано тем обстоятельством, что звуковая волна в разряде приводит газ в колебательное состояние, вследствие этого повышается теплоотвод от разряда к стенке трубки, происходит понижение температуры газа и уменьшение скорости звука. На третьей осциллограмме, полученной при 360 Гц, возрастание амплитуды звука до наибольшей величины происходит через 0,35 с. т. к. частота 360 Гц ближе к резонансной частоте 390 Гц и поэтому время достижения ее, вследствие уменьшения длины волны, меньше. Следует отметить, что на осциллограмме при 360 Гц амплитуда звуковой волны, примерно в 1,3 раза превышает амплитуду при 340 Гц и это приводит к тому, что газ поглощает такую величину энергии, которая после выключения звука релаксируется с частотой 2 Гц. Эти колебания обозначились в конце осциллограммы. Величина интенсивности звука при этих условиях соответствовала 88 дБ. На четвертой осциллограмме, полученной при 390 Гц, амплитуда звуковой волны достигает максимального значения через 0,1 с после начала импульса и затем происходит ее убывание. Амплитуда волны при 380 Гц меньше чем на третьей осциллограмме при 360 Гц и соответствует 87 дБ. Это связано с тем обстоятельством, что звуковая волна при взаимодействии с плазмой настолько перестраивается, что оказывается далеко от резонанса справа от максимума. На осциллограмме, полученной при резонансной частоте, практически, с самого начала амплитуда импульса волны уменьшается. Это происходит вследствие того, что при незначительном акустическом охлаждении газа длина волны становится меньше длины трубки, нарушается условие резонанса и амплитуда звука уменьшается. Процессы на двух следующих осциллограммах при 400 Гц объясняется аналогично тому, как это происходит на осциллограмме при 390 Гц.

На рис. 2 представлены 7 осциллограмм, полученных при распространении импульса звуковой волны на одной частоте 350 Гц, но при разных интенсивностях. Первые шесть осциллограмм получены при тех же разрядных условиях, что и осциллограммы, приведенные на рис. 1. Интенсивность возрастает с повышением номера осциллограммы. Влияние плазмы на амплитуду импульса звуковой волны начинает проявляться с четвертой и по мере увеличения амплитуды звука это воздействие становится более выпуклым.

При этом наибольшее значение амплитуды, вызванное плазмой, смещается к началу импульса. Следовательно, с возрастанием интенсивности импульса, эффективное взаимодействие звуковой волны с плазмой наступает на более ранних стадиях импульса и соответственно быстрее происходит увеличение длины волны звука.

Интенсивность звуковой волны на осциллограмме 5 соответствовала 86 дБ, на 6—88 дБ. Осциллограмма 7 получена при том же давлении газа в разрядной трубке, что и предыдущие шесть осциллограмм, но в отсутствии разрядного тока. Интенсивность звука в этом эксперименте 86 дБ. На осциллограмме нет никаких особенностей следовательно, особенности на осциллограммах 4, 5, 6 вызваны влиянием плазмы на импульс звуковой волны.

Из приведенных результатов следует, что при увеличении интенсивности звуковой волны в плазме больше некоторой критической величины, в данном случае $I_{кр} > 85$ дБ, начинает проявляться влияние плазмы на параметры импульса звука. При дальнейшем повышении силы звука, т. е.

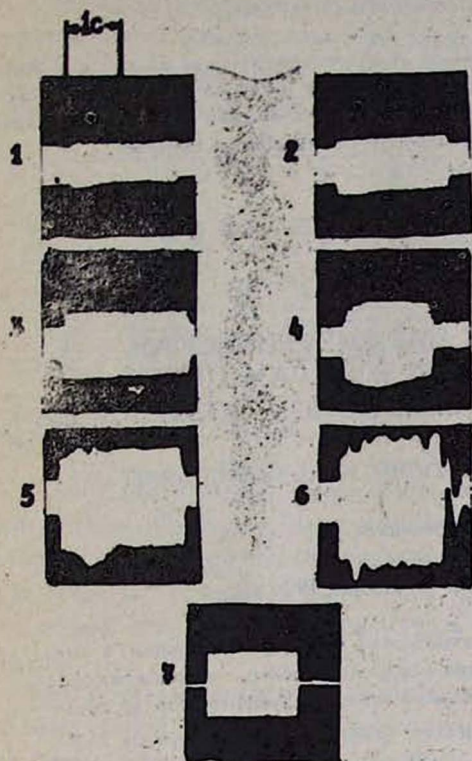


Рис. 2. Осциллограмма (1—6) импульса звуковой волны при одной частоте равной 350 Гц и разных интенсивностях, полученных в трубке диаметром 6 см и длиной 100 см при давлении аргона 120 мм рт. ст. и разрядном токе 50 мА. Осциллограмма 7 получена при той же частоте, но в отсутствии разряда.

при 88 дБ, настолько повышается колебательная энергия плазмы, что после окончания импульса звуковой волны происходит быстрое затухание накопленной энергии с частотой 2 Гц.

Колебровка интенсивности звуковой волны в разрядной трубке была выполнена точным импульсным шумомером robotron 00023.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мкртчян А. Р., Галечян Г. А., Диванян Э. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 231 (1987).

ՊԼԱԶՄԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԶԱՅՆԱՅԻՆ ԱՆԻՔԻ ԻՄՊՈՒՆՏԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Ռ. ՄԿՐՏՅԱՆ, Ա. Ռ. ԱՐԱՄՅԱՆ, Գ. Ա. ԳԱԼԵՅԱՆ

Քերված են՝ զաղային պարզման դրական սյան երկայնքով, տարբեր հաճախություններով ձայնային ալիքի իմպուլսի տարածման փորձնական հետազոտությունների արդյունքները: Ցույց է տրված, որ երբ ձայնային ալիքի հաճախությունը փոքր է ռեզոնանսային հաճախությունից, ձայնային ալիքի ամպլիտուդան մեծանում է:



ON THE INFLUENCE OF PLASMA ON ACOUSTIC WAVE PULSE PARAMETERS

A. R. MKRTCHYAN, A. R. ARAMYAN, G. A. GALECHYAN

Results of an experimental investigation of the propagation of an acoustic wave pulse along the positive column of the gas discharge are given for different acoustic wave frequencies. The wave amplitude is shown to increase when the acoustic wave frequency is lower than the resonance frequency of the discharge chamber.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 264—267 (1990)

УДК 621.373.826

ЧЕТЫРЕХФОТОННАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ПИКОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

С. А. МИКАЕЛЯН, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 января 1990 г.)

Процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции в парах цезия использован для генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона. При квазирезонансном двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ излучением пикосекундного лазера на алюминате иттрия получена генерация широкополосных импульсов с центрами на длинах волн 855, 897, 1352 и 1442 нм со спектральной шириной до 115 см^{-1} .

Для решения целого ряда задач нелинейной спектроскопии требуются широкополосные лазерные импульсы пикосекундной длительности, локализованные в различных областях спектрального диапазона. Генерацию таких импульсов можно осуществить используя процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции (ЧПСЛ) в парах щелочных металлов [1, 2] при соответствующем подборе частоты пикосекундного лазерного источника. Так, в парах натрия [3, 4] и бария [5, 6] при пикосекундном двухфотонном возбуждении реализован процесс ЧПСЛ и исследованы его характеристики.

В настоящей работе сообщается о генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона при квазирезонансном возбуждении ЧПСЛ в парах цезия.

В качестве источника накачки использовался пикосекундный лазер на алюминате иттрия (АИ: Nd^{3+}), генерирующий излучение на длине волны $\lambda_n = 1079,6 \text{ нм}$. Применение АИ: Nd^{3+} позволяет осуществить квазирезонансные условия двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ атома цезия, поскольку величина частотной расстройки в этом случае составляет всего $15,2 \text{ см}^{-1}$.

ON THE INFLUENCE OF PLASMA ON ACOUSTIC WAVE PULSE PARAMETERS

A. R. MKRTCHYAN, A. R. ARAMYAN, G. A. GALECHYAN

Results of an experimental investigation of the propagation of an acoustic wave pulse along the positive column of the gas discharge are given for different acoustic wave frequencies. The wave amplitude is shown to increase when the acoustic wave frequency is lower than the resonance frequency of the discharge chamber.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 264—267 (1990)

УДК 621.373.826

ЧЕТЫРЕХФОТОННАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ СВЕРХЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ПАРАХ ЦЕЗИЯ ПРИ ДВУХФОТОННОМ ПИКОСЕКУНДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

С. А. МИКАЕЛЯН, К. Б. ПЕТРОСЯН, К. М. ПОХСРАЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 15 января 1990 г.)

Процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции в парах цезия использован для генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона. При квазирезонансном двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ излучением пикосекундного лазера на алюминате иттрия получена генерация широкополосных импульсов с центрами на длинах волн 855, 897, 1352 и 1442 нм со спектральной шириной до 115 см^{-1} .

Для решения целого ряда задач нелинейной спектроскопии требуются широкополосные лазерные импульсы пикосекундной длительности, локализованные в различных областях спектрального диапазона. Генерацию таких импульсов можно осуществить используя процесс четырехфотонной параметрической сверхлюминесценции (ЧПСЛ) в парах щелочных металлов [1, 2] при соответствующем подборе частоты пикосекундного лазерного источника. Так, в парах натрия [3, 4] и бария [5, 6] при пикосекундном двухфотонном возбуждении реализован процесс ЧПСЛ и исследованы его характеристики.

В настоящей работе сообщается о генерации широкополосных пикосекундных импульсов ИК диапазона при квазирезонансном возбуждении ЧПСЛ в парах цезия.

В качестве источника накачки использовался пикосекундный лазер на алюминате иттрия (АИ: Nd^{3+}), генерирующий излучение на длине волны $\lambda_n = 1079,6 \text{ нм}$. Применение АИ: Nd^{3+} позволяет осуществить квазирезонансные условия двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ атома цезия, поскольку величина частотной расстройки в этом случае составляет всего $15,2 \text{ см}^{-1}$.

Пары цезия создавались в стеклянной кювете с сапфировыми окнами длиной 15 см. Кювета помещалась между двумя линзами с совмещенными фокусами (фокусное расстояние линз — 20 см). Энергия лазерных импульсов на входе в кювету составляла 40 мДж, длительность — 40 пс. В реализованных условиях двухфотонного квазирезонансного возбуждения мощной пикосекундной накачкой, при температуре паров цезия выше 200°С наблюдались два параллельных процесса ЧПСЛ через промежуточные уровни $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$ (см. рис. 1).

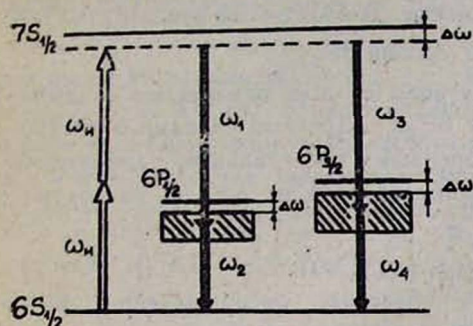


Рис. 1. Схема ЧПСЛ в парах цезия при двухфотонном возбуждении перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$: $\Delta\omega = \omega(6S_{1/2} - 7S_{1/2}) - 2\omega_n = 15,2\text{см}^{-1}$.

Для удобства регистрации частоты генерируемых импульсов ЧПСЛ в эксперименте осуществлялась ап-конверсия излучения в кристалле йодата лития, т. е. регистрировалось излучение на суммарной частоте $\omega_c = \omega_n + \omega_i$ (где ω_n — частота накачки, а ω_i — частота одной из параметрических волн), что позволило проводить измерения в видимой области спектра.

Как показали экспериментальные исследования, спектры ЧПСЛ представляют собой широкие полосы, группирующиеся вблизи соответствующих промежуточных уровней, при этом каждое значение частоты в полосе ω_i ($i = 1, 2, 3, 4$) удовлетворяет условиям $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega_n$ и $\omega_3 + \omega_4 = 2\omega_n$ (рис. 1).

В прилагаемой таблице даны длины волн однофотонных переходов λ_n , диапазоны генерируемых длин волн $\Delta\lambda_i$, а также диапазоны длин волн $\Delta\lambda_c$ суммарного излучения.

переход	$7S_{1/2} - 6P_{1/2}$	$6P_{1/2} - 6S_{1/2}$	$7S_{1/2} - 6P_{3/2}$	$6P_{3/2} - 6S_{1/2}$
λ_n , нм	1358,83	894,36	1469,49	852,11
$\Delta\lambda_i$, нм	1348,1—1358,7	895,6—900,3	1445,1—1468,6	853,5—861,7
$\Delta\lambda_c$, нм	599,5—601,6	489,5—490,9	617,9—622,2	476,6—479,2

Спектрально-угловые характеристики ЧПСЛ определяются условиями фазового синхронизма $k_n + k_n = k_1 + k_2$ и $k_n + k_n = k_3 + k_4$, где k_n — волновой вектор накачки, а k_i — волновой вектор параметрической волны с частотой ω_i . На рис. 2 представлены расчетные пространственно-частотные спектры ЧПСЛ (зависимости угла распространения параметрической волны θ относительно оси пучка накачки от ее длины вол-

ны λ) вблизи уровня $6P_{3/2}$, рассчитанные для разных значений углов φ между волнами накачки (расчеты проводились для плотности атомов цезия $N = 2,2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, значения сил осцилляторов были взяты из [7]). На том же рисунке приведен спектральный диапазон генерируемых длин волн вблизи уровня $6P_{3/2}$. Из рисунка видно, что увеличение угла между волнами накачки приводит к уширению спектра ЧПСЛ. В реализованных условиях эксперимента возбуждение ЧПСЛ происходит, по-видимому, под воздействием приосевых компонент накачки. Аналогичные результаты были получены также для ЧПСЛ вблизи уровня $6P_{1/2}$.

Энергия фотонов параметрических волн во всех измерениях оказывалась меньше энергии уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$. Другими словами энергетические области, соответствующие измеренным спектральным диапазонам генерируемых излучений (заштрихованные области на рис. 1) расположены ниже уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$, т. е. $\omega_1 > \omega(7S_{1/2} - 6P_{1/2})$, $\omega_2 < \omega(6P_{1/2} - 6S_{1/2})$, $\omega_3 > \omega(7S_{1/2} - 6P_{3/2})$ и $\omega_4 < \omega(6P_{3/2} - 6S_{1/2})$. Отсутствие излучения в энергетических областях, расположенных выше уровней $6P_{1/2}$ и $6P_{3/2}$, связано с нарушением условий фазового синхронизма для этих областей при коллинеарной накачке. Аналогичное явление наблюдалось в [5].

Границы спектральных диапазонов генерируемого излучения определяются двумя факторами: сильным однофотонным поглощением холостых волн ω_1 и ω_3 на переходах $7S_{1/2} - 6P_{1/2}$ и $7S_{1/2} - 6P_{3/2}$ (что определяет верхние границы заштрихованных энергетических областей на рис. 1) и уровнем накачки (что определяет нижние пределы соответствующих областей).

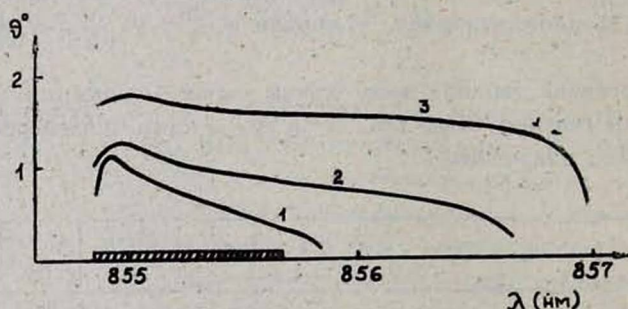


Рис. 2. Расчетные спектрально-угловые распределения ЧПСЛ в парах цезия при углах между волнами накачки $\varphi = 0$ (1), $\varphi = 2^\circ$ (2) и $\varphi = 4^\circ$ (3). Штриховкой указан спектральный диапазон генерируемого излучения, зарегистрированного в эксперименте.

Общая энергетическая эффективность ЧПСЛ (в четыре параметрические волны) составила в эксперименте величину $\sim 1\%$.

Самая широкая полоса ЧПСЛ ($\sim 115 \text{ см}^{-1}$) возбуждается вблизи уровня $6P_{3/2}$ (спектральная ширина ЧПСЛ вблизи $6P_{1/2}$ составляет $\sim 58 \text{ см}^{-1}$). Это связано с более широким спектральным диапазоном длин волн, для которых выполняется условие синхронизма $2k_n = k_3 + k_4$, а также большой силой осциллятора перехода $6P_{3/2} - 6S_{1/2}$.

Полученные результаты показывают, что возможность осуществления квазирезонансного двухфотонного возбуждения перехода $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ атома цезия излучением пикосекундного лазера на АИ: Nd^{3+} позволяет получить в процессе ЧПСЛ интенсивное излучение в четырех различных спектральных полосах с центрами на длинах волн 855, 897, 1352 и 1442 нм.

Для получения более богатого спектра ЧПСЛ можно использовать высоколежащие уровни атома цезия. Известно, например, что при возбуждении двухфотонного перехода $6S_{1/2} - 9D_{3/2}$ излучением перестраиваемого рубинового лазера наблюдаются множество четырехфотонных параметрических взаимодействий с участием промежуточных уровней nP ($n = 6, 7, 8, 9, 10$) [8]. Можно предположить, что используя в качестве накачки излучение мощного пикосекундного лазера на рубине в парах цезия возможна генерация широкополосных импульсов пикосекундной длительности от ближнего УФ до дальнего ИК диапазонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бахрамов С. А., Тартаковский Г. Х., Хабибулаев П. К. Нелинейные резонансные процессы преобразования частоты в газах. Фан, Ташкент, 1981.
2. Архипкин В. Г., Попов А. К. Нелинейное преобразование света в газах. Изд. Наука, М., 1987.
3. Вайчайтис В. и др. Письма в ЖТФ, 41, 66 (1985).
4. Вайчайтис В. и др. Квантовая электроника, 14, 762 (1987).
5. Сапонджян С. О. и др. Квантовая электроника, 12, 963 (1985).
6. Бадалян Р. Р. и др. Квантовая электроника, 15, 2352 (1988).
7. Stone P. M. Phys. Rev., 127, 1151 (1962).
8. Smith A. V., Vard J. F. IEEE Journal of Quant Electron., QE-17, 525 (1981).

ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ ԱՆՆԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ՔԱՌՈՑՈՑՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ԼՅՈՒՄԻՆԵՍԵՆՑԻԱՆ ՑԵՆՏՐՈՒՄԻ ԳՈՂՈՐԾԻՆԵՐՈՒՄ

Ս. Ա. ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, Կ. Բ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Կ. Մ. ՓՈԽՏՐԱՐՅԱՆ

Քառաֆոտոն պարամետրիկ լյումինեսցենցիան ցեզիումի գոլորշիներու օգտագործված է ինֆրակարմիր տիրույթում լայնաշերտ պիկովայրկյանային իմպուլսների ստանալու համար: Պիկովայրկյանային $Nd: YAlO_3$ լազերի ճառագայթումով $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ անցումը երկֆոտոն զրգուման զեպքում ստացվել է լայնաշերտ իմպուլսների զենեքացիա 855, 897, 1352 և 1442 նմ ալիքների երկարության վրա, մինչև 115 սմ^{-1} սպեկտրալ լայնությամբ:

FOUR-PHOTON PARAMETRIC SUPERLUMINESCENCE IN CAESIUM VAPOUR AT TWO-PHOTON EXCITATION

S. A. MIKAELYAN, K. B. PETROSYAN, K. M. POKHSRARYAN

The process of four-photon parametric luminescence in caesium vapour was used for wideband picosecond pulse generation in the infrared. At quasi-resonance two-photon excitation of $6S_{1/2} - 7S_{1/2}$ transition by picosecond $YAlO_3: Nd$ laser radiation, the wideband pulses with centres at wavelengths 855, 897, 1352 and 1442 nm with linewidth of more than 115 cm^{-1} were obtained.

К ТЕОРИИ РАССЕЯНИЯ РЕШЕТОЧНЫХ КВАЗИЧАСТИЦ

М. Э. АРУТЮНЯН, Г. А. ВАРДАНЯН, А. С. СААКЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 21 марта 1990 г.)

Построена теория взаимного рассеяния двух паулиевских квазичастиц на кинематическом потенциале. Амплитуда рассеяния совпадает с амплитудой рассеяния двух бозевских квазичастиц на потенциале непроницаемости.

1. Часто при описании систем квазичастиц в кристалле (экситоны, магноны и др.) пользуются представлением операторов Паули [1]. Согласно определению, Паули-квазичастицы в одном узле решетки являются фермионами, а в разных узлах — бозонами. Таким образом, соответствующие операторы в узельном представлении удовлетворяют следующим коммутационным соотношениям:

$$[b_n, b_n^+] = 1, \quad b_n^2 = (b_n^+)^2 = 0, \\ [b_n, b_{n'}]_- = [b_n^+, b_{n'}^+]_- = [b_n, b_{n'}]_- = 0, \quad n \neq n'. \quad (1)$$

Итак, между паули-квазичастицами существует некоторое специфическое взаимодействие, обусловленное статистикой и называемое обычно кинематическим. Учет кинематического взаимодействия является очень громоздкой задачей. Именно с этим связаны трудности, возникающие, в частности, в квантовой теории магнетизма [2]. Расчет конкретных физических величин так или иначе сводится к расчету амплитуды рассеяния на кинематическом потенциале.

В настоящем сообщении построена точная теория рассеяния паули-квазичастиц на кинематическом потенциале. Амплитуда рассеяния совпадает с амплитудой рассеяния бозевских квазичастиц на потенциале «непроницаемости» [3]

$$V(n-m) = V_0 \delta_{n,m}, \quad V_0 \rightarrow \infty. \quad (2)$$

В соотношениях (1) и (2), n, n', m — номер-векторы квазичастиц, находящихся в узлах решетки.

2. Гамильтониан системы выберем в виде

$$\hat{H} = \epsilon_0 \sum_n b_n^+ b_n + \sum_{n+m} J(n-m) b_n^+ b_m, \quad (3)$$

где операторы b_n, b_n^+ подчиняются соотношениям (1), ϵ_0 — энергия локализации квазичастицы в узле решетки. Его учет приводит лишь к сдвигу энергии, поэтому в дальнейшем его можно опустить. $J(n-m)$

$\bar{m}$) — описываем частоту скачков квазичастицы с узла n на узел m
 $J(n-m) = J(m-n)$.

Волновую функцию двух квазичастиц на решетке представим в виде [1]

$$\Psi(1,2) = \sum_{n,m} \psi(n,m) b_n^+ b_m^+ |0\rangle, \quad (4)$$

где $|0\rangle$ — кет-вектор квазичастичного вакуума, $\psi(n,m)$ — «первичноквантованная» двухквазичастичная волновая функция. Из (1) следует, что $\Psi(1,1) = 0$. Это условие необходимо усилить следующим: $\psi(n,n) = 0$ — это следует непосредственно из определения паули-квазичастиц. Кроме того,

$$\psi(n,m) = \psi(m,n), \quad n \neq m.$$

Уравнение Шредингера для $\psi(n,m)$ получим, если подействуем оператором (3) слева на волновую функцию (4) и результат приравняем $E\Psi(1,2)$

$$\begin{aligned} \sum_k J(1-k) \psi(k,n) + \sum_k J(n-k) \psi(k,1) - \\ - 2 \sum_k J(n-1) \psi(1,1) = E \psi(1,n). \end{aligned} \quad (5)$$

Решение уравнения (5) ищем в виде

$$\psi(n,m) = e^{i \frac{q}{2}(n+m)} \sum_{k,q} e^{ik(n-m)} \psi(k,q), \quad (6)$$

где $\psi(k,q)$ — волновая функция в импульсном представлении. Подстановка (6) в уравнение (5) дает

$$[L(k,q) - E] \psi(k,q) = \tau L(k,q), \quad (7)$$

где $L(k,q) = \varepsilon(k+q/2) + \varepsilon(k-q/2)$, k — квазиимпульс относительного движения, q — квазиимпульс центра масс, $\varepsilon(k)$ — закон дисперсии квазичастицы

$$\varepsilon(k) = \sum_n J(n) e^{ikn},$$

$$\tau = \psi(n=m).$$

Из уравнения (7) следует, что

$$\psi_1(k,q) = \tau - \tau E G_0(k,q),$$

$$G_0(k,q) = [L(k,q) - E - i0]^{-1}. \quad (8)$$

Полная волновая функция получится добавлением к (8) волновой функции свободной квазичастицы с квазиимпульсом k_0

$$\psi(k,q) = \delta(k - k_0) + \tau - \tau E G_0(k,q),$$

или в координатном представлении

$$\psi(n,m) = e^{ik_0(n-m)} + \tau \delta_{n,m} - \tau E \sum_k G_0(k,q) e^{i(n-m)k}. \quad (9)$$

Из условия самосогласованности находим τ

$$\tau = \frac{1}{E \sum_k G^{(0)}(k, q)}.$$

Волновую функцию (9) необходимо привести к соответствию с граничным условием $\Psi(0) = 0$. Для этого достаточно вычесть из $\Psi(n, m)$ постоянную τ

$$\psi_d(n, m, q) = e^{ik_0 R} + \tau(\delta_{n,m} - 1) - \tau E \sum_k e^{ik(n-m)} G^{(0)}(k, q). \quad (1)$$

Амплитуда взаимного рассеяния квазичастиц находится непосредственно из (10) и (1):

$$f_v(q, E) = - \frac{1}{\sum_k G^{(0)}(k, q)} \cdot \frac{1}{|\sqrt{k_0}| \sqrt{L(k, q)}},$$

где k_0 — гауссова кривизна изоэнергетической поверхности $L(k, q) = E$ в точках касания с опорными плоскостями [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Агранович В. М. Теория экситонов. Изд. Наука, М., 1968.
2. Тябликов Ю. В. Методы квантовой теории магнетизма. Изд. Наука, М., 1975.
3. Лифшиц И. М., Варданян Г. А. ДАН АрмССР, 1 VIII, 80 (1973).
4. Лифшиц И. М. Избранные труды. Изд. Наука, М., 1987.

ՑԱՆՑԱՅԻՆ ՔՎԱԶԻՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՅՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Մ. Զ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Գ. Ա. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ա. Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Կառուցված է երկու Պաուլիի քվազիմասնիկների փոխադարձ ջրման տեսությունը կինեմատիկ պոտենցիալի վրա՝ ջրման ամպլիտուդը համընկնում է անթափանց պոտենցիալի վրա երկու Բոզե քվազիմասնիկների ջրման ամպլիտուդի հետ:

TO THE THEORY OF LATTICE SCATTERING OF QUASI-PARTICLES

M. Z. HARUTYUNYAN, G. A. VARDANYAN, A. S. SAHAKYAN

The theory of mutual scattering of two Pauli quasi-particles on the kinematic potential is constructed. The scattering amplitude is the same as that for the scattering of two Bose particles on the potential of impenetrability.

ИССЛЕДОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЕРЕХОДОВ ВИСМУТОВЫХ КЕРАМИК В МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ ДО 80 кЭ

А. Г. САРКИСЯН, В. М. АРУТЮНЯН, Э. В. ПУТНЫНЬ,
В. М. АРАКЕЛЯН, Р. С. АКОПЯН

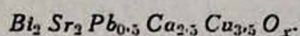
Ереванский государственный университет

Н. М. ДОБРОВОЛЬСКИЙ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 3 марта 1990 г.)

Синтезированы сверхпроводящие однофазные образцы висмутовой керамики с номинальным составом



В магнитных полях до 100 Э наблюдались двухступенчатые сверхпроводящие переходы выше 100 К, трансформирующиеся в одноступенчатые в больших полях. Это связывается с концентрацией магнитного поля в прослойках между зернами из-за эффекта Мейснера в зернах.

На однофазных образцах висмутовой керамики в полях до 100 Э наблюдались двухступенчатые сверхпроводящие переходы, трансформирующиеся в одноступенчатые в больших полях. Это связывается с концентрацией магнитного поля в прослойках между зернами из-за эффекта Мейснера в зернах.

Известно, что в висмутовой керамике в зависимости от номинального состава и условий синтеза наблюдается до трех ступеней на температурной зависимости удельного сопротивления или магнитной восприимчивости. Расстояние между ступенями составляет 20—30 К, они относятся к сверхпроводящим политипоидным фазам с различным числом слоев $Cu-O$, в элементарной ячейке. В настоящее время уже многими авторами получены однофазные образцы с $T_c \sim 110$ К, за счет подбора номинального состава и условий синтеза [1, 2].

При исследовании однофазных образцов с номинальным составом $Bi_2 Sr_2 Pb_{0.5} Ca_{2.5} Cu_{3.5} O_x$ мы наблюдали на кривых перехода (измеренного индуктивным методом) две ступеньки выше 100 К (рис. 1, кр. 1). Расстояние между ступенями составляет лишь единицы градусов. С увеличением длительности отжига (при 845° С) вторая ступень становится менее выраженной и при продолжительности отжига свыше 160 ч. обе ступени сливаются в одну, расположенную между ними (рис. 1, кр. 2). Растирание образцов в порошок приводит к исчезнованию низкотемпературной ступени, повторное прессование и отжиг этого порошка приводит к ее восстановлению. Кривые перехода в сверхпроводящее состояние были исследованы в магнитном поле от 0,2 Э (поле Земли) до 80 кЭ. Для получения полей до 1 кЭ использовался электромагнит в азотном криостате, более сильные поля получались с помощью сверхпроводящего магнита. Измере-

ния проводились с помощью сверхпроводящего магнита. Измерения проводились при фиксированных значениях магнитного поля и развертке температуры от 4,2 до 150 К.

На рис. 2 приведено семейство кривых перехода в сверхпроводящее состояние одного из образцов в полях до 1 кЭ. В полях свыше 200 Э наблюдается одноступенчатая кривая перехода, которая и в дальнейшем, в полях до 80 кЭ, не проявляет никаких следов двухступенчатости. Отметим, что общая амплитуда перехода практически не изменяется вплоть до 80 кЭ.

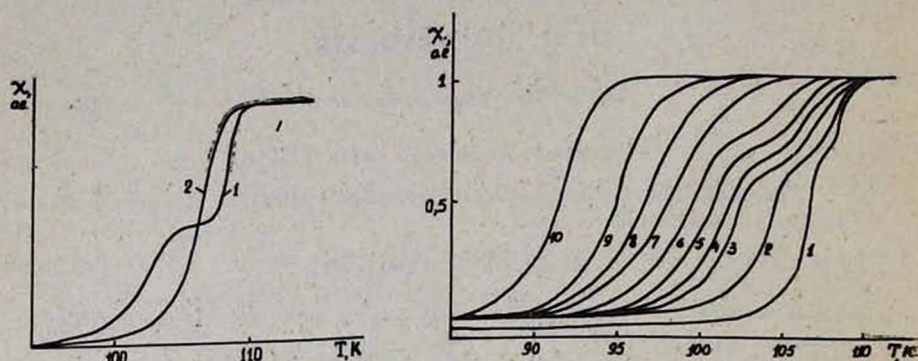


Рис. 1. Кривые перехода висмутового образца в сверхпроводящее состояние после отжига в течение 24 ч. (кривая 1) и 160 ч. (кривая 2).

Рис. 2. Семейство кривых перехода в сверхпроводящее состояние висмутового образца в магнитном поле (1—поле 0,2 Э, 2—6 Э, 3—15 Э, 4—25 Э, 5—50 Э, 6—100 Э, 7—150 Э, 8—250 Э, 9—375 Э, 10—900 Э).

На рис. 3 приведены температурные зависимости критического поля, определенные как начало, середина и конец перехода в сверхпроводящее состояние (на уровне 10, 50 и 90% от полной амплитуды перехода). Зависимости имеют отрицательную кривизну в исследуемом диапазоне температур и магнитных полей.

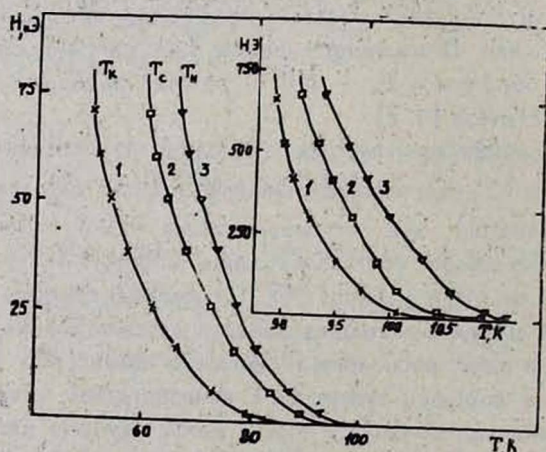


Рис. 3. Температурные зависимости критического поля H_c для образца висмутовой керамики, на уровне 10% (1), 50% (2), 90% (3) от полной амплитуды перехода.

Известная модель, предполагающая наличие в образце двух структурно различных фаз с различными температурами перехода, в данном случае не описывает наблюдаемые факты. Прежде всего, разность T_c поликристаллических фаз с разным количеством слоев $Cu-O$ в ячейке составляет для висмутовой керамики как минимум 20—30 К, а не 3—7 К, как в наших измерениях. Кроме того, измельчение образцов в этом случае не приводило бы к существенному изменению формы двухступенчатой кривой перехода.

Мы предполагаем, что наблюдавшийся двухступенчатый переход связан с тем, что в однофазном образце имеются области, находящиеся в различных физических состояниях. Вторую ступень можно приписать переходу в сверхпроводящее состояние «псевдозерен» — несверхпроводящих объемов, окруженных сверхпроводящими поверхностями зерен и сверхпроводящими контактами между ними. В принципе, для объяснения низкотемпературной ступеньки даже не является необходимым различие в свойствах границы и объема зерен. Поскольку все измерения проводились как минимум в магнитном поле Земли, 0,2 Э, то ее появление можно объяснить неоднородным распределением поля в образце. При приложении слабого магнитного поля оно сначала концентрируется в порах, трещинах, контактах образца и в первую очередь приводит к снижению T_c «псевдозерен». После превышения H_{c1} зерен поле начинает проникать и в зерна, и с некоторого момента устанавливается однородное распределение магнитного поля в зернах и «псевдозернах», а различие в их поведении исчезает.

Таким образом, наблюдаемые двухступенчатые кривые переходов связаны не с наличием структурно различных фаз, а со сверхпроводимостью зерен и их границ, находящихся в различных физических условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Uzumaki T., Yamanaka K., Komahara N. et al. Appl. Phys. Lett., 54, 2253 (1989)*
2. *Maeda A., Noda K., Uchinokura K. et al. J. Journal Phys., 23, 576 (1989).*

ՎԻՍՄՈՒԹԱՅԻՆ ԿԵՐԱՄԻԿԱՆՆԵՐԻ ԳԵՐՀԱՂՈՐԴԻՉ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՄԻՆԶԵՎ 80 ԿԷ ՄԱԳՆԵՏԱԿԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Է. Վ. ՊՈՒՏՆԻՆ,
Ն. Մ. ԴՈՐՐՈՎՈՂՍԿԻ, Վ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Ռ. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Մինչև 100 է դաշտերում վիսմութային կերամիկայի միաֆազ նմուշների վրա նկատվել են երկու գերհաղորդիչ անցումներ, որոնք մեծ դաշտերում փոխարկվում են մեկի: Դա բացատրվում է հատիկներում Միյաների էֆեկտի հետևանքով մազնիսական դաշտի խտացումով միջհատիկային շերտերում:

INVESTIGATION OF SUPERCONDUCTING TRANSITIONS OF BISMUTH CERAMICS IN MAGNETIC FIELDS UP TO 80 kOe

A. G. SARKISYAN, V. M. ARUTYUNYAN, E. V. PUTNYN',
N. M. DOBROVOL'SKY, V. M. ARAKELYAN, R. S. AKOPYAN

Two-step superconducting transitions in magnetic fields up to 10⁵ Oe and their transformation into one-step ones in stronger magnetic fields were observed in single phase samples of bismuth ceramics. This is attributed to the magnetic field concentration in intergrain layers due to the Meissner effect in the grains.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 274—281 (1990)

УДК 535.3.361:621.371:551.576.593

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ФОРМУЛ РЭЛЕЯ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ И РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ ММ И СБММ ВОЛН В ОБЛАКАХ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 21 апреля 1990 г.)

Выполнены расчеты ослабления и радиолокационного отражения ММ и СБММ волн в облаках по точным формулам Ми и приближенным формулам Рэлея. Результаты сравнения позволили определить погрешности и границы применимости приближенных формул Рэлея для расчетов ослабления и радиолокационного отражения ММ и СБММ волн в облаках основных типов.

В в е д е н и е

Известно, что приближенные формулы Рэлея [1—3] можно использовать для расчетов ослабления и радиолокационного отражения электромагнитных волн в облаках при условии малости размеров капель по сравнению с длиной волны падающего излучения. Для случая присутствия в облаке малых капель (радиусами от 1 до 20 мкм) для миллиметрового диапазона (ММ) граница применимости формул Рэлея оценивалась ориентировочно не ниже $\lambda \sim 1\text{—}2\text{ мм}$ (см., например, [4]).

Однако, в последние годы в облаках почти всех типов обнаружены неизвестные до этого крупные и сверхкрупные (см., например, [5—7]) капли размерами от 85 до 1500 и более мкм. Расширился и диапазон мелких капель — до 45 мкм. Несмотря на малую концентрацию сверхкрупных капель, они оказывают существенное влияние на рассеяние и радиолокационное отражение ММ и субмиллиметровых (СБММ) волн в облаках. В этой связи интересно знать, как влияют вышеуказанные капли на расчеты по приближенным формулам Рэлея в коротком ММ и СБММ диапазонах. Для этого нами выполнены расчеты по точным формулам Ми и приближенным формулам Рэлея коэффициентов ослабления и радиолокацион-

INVESTIGATION OF SUPERCONDUCTING TRANSITIONS OF BISMUTH CERAMICS IN MAGNETIC FIELDS UP TO 80 kOe

A. G. SARKISYAN, V. M. ARUTYUNYAN, E. V. PUTNYN',
N. M. DOBROVOL'SKY, V. M. ARAKELYAN, R. S. AKOPYAN

Two-step superconducting transitions in magnetic fields up to 10⁵ Oe and their transformation into one-step ones in stronger magnetic fields were observed in single phase samples of bismuth ceramics. This is attributed to the magnetic field concentration in intergrain layers due to the Meissner effect in the grains.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 274—281 (1990)

УДК 535.3.361:621.371:551.576.593

ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ФОРМУЛ РЭЛЕЯ ДЛЯ РАСЧЕТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ И РАДИОЛОКАЦИОННОГО ОТРАЖЕНИЯ ММ И СБММ ВОЛН В ОБЛАКАХ

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 21 апреля 1990 г.)

Выполнены расчеты ослабления и радиолокационного отражения ММ и СБММ волн в облаках по точным формулам Ми и приближенным формулам Рэлея. Результаты сравнения позволили определить погрешности и границы применимости приближенных формул Рэлея для расчетов ослабления и радиолокационного отражения ММ и СБММ волн в облаках основных типов.

В в е д е н и е

Известно, что приближенные формулы Рэлея [1—3] можно использовать для расчетов ослабления и радиолокационного отражения электромагнитных волн в облаках при условии малости размеров капель по сравнению с длиной волны падающего излучения. Для случая присутствия в облаке малых капель (радиусами от 1 до 20 мкм) для миллиметрового диапазона (ММ) граница применимости формул Рэлея оценивалась ориентировочно не ниже $\lambda \sim 1\text{—}2$ мм (см., например, [4]).

Однако, в последние годы в облаках почти всех типов обнаружены неизвестные до этого крупные и сверхкрупные (см., например, [5—7]) капли размерами от 85 до 1500 и более мкм. Расширился и диапазон мелких капель — до 45 мкм. Несмотря на малую концентрацию сверхкрупных капель, они оказывают существенное влияние на рассеяние и радиолокационное отражение ММ и субмиллиметровых (СБММ) волн в облаках. В этой связи интересно знать, как влияют вышеуказанные капли на расчеты по приближенным формулам Рэлея в коротком ММ и СБММ диапазонах. Для этого нами выполнены расчеты по точным формулам Ми и приближенным формулам Рэлея коэффициентов ослабления и радиолокацион-

ного отражения для облаков основных типов, когда в них присутствуют капли двух фракций размеров капель: от 1 до 45 мкм и от 85 до 1500 и более мкм. Сравнение расчетов по точным и приближенным формулам позволило определить реальные погрешности использования приближенных формул и выяснить возможности использования формул Рэлея для расчетов в реальных облаках.

Оптические характеристики облака

Спектральные коэффициенты ослабления — $\Gamma_0(\lambda)$, рассеяния — $\Gamma_p(\lambda)$, поглощения — $\Gamma_n(\lambda)$ и радиолокационного отражения — $\Gamma_{рл}(\lambda)$, согласно точной теории Ми, вычисляются по формулам [1—3]:

$$\Gamma_i(\lambda) = 1,36439 \cdot 10^{-2} \int_{r_1}^{r_2} r^2 \cdot N \cdot f(r) \cdot K_i(m, \rho) dr, \quad \frac{A}{\text{км}} \cdot \frac{B}{\text{м}}.$$

Здесь r — радиус капель в мкм, N — число капель в единице объема — см^{-3} , $f(r)$ — плотность распределения капель по размерам, $m = \tilde{n} - i\kappa$ — комплексный показатель преломления, $\tilde{n}$ — показатель преломления, κ — показатель поглощения, $\rho = \frac{2\pi r}{\lambda}$ — безразмерный пара-

метр дифракции, λ — длина волны, $K_i(m, \rho)$ — факторы эффективностей (i принимает последовательно значения 0, p , n и $рл$) ослабления, рассеяния, поглощения и радиолокационного отражения. В ММ и СБММ

диапазонах велики $\tilde{n}$ и κ в m . Широкий диапазон изменения ρ — от 0,001 до 400 и более. Поэтому возникла необходимость в разработке универсальной программы «ORION» для расчетов $\Gamma_0(\lambda)$, $\Gamma_p(\lambda)$, $\Gamma_n(\lambda)$ и $\Gamma_{рл}(\lambda)$. Коэффициенты Ми — a_n и b_n в $K_i(m, \rho)$ выбраны таким образом, что

в него входят только три специальные функции: функции Риккати-Бесселя первого и второго рода действительного аргумента и логарифмическая производная функции Риккати-Бесселя первого рода мнимого аргумента [3, 8, 9]. В программе «ORION» специальные функции рассчитываются с точностью 15—20 точных знаков после запятой согласно математическим правилам точного счета: функция Риккати-Бесселя первого рода — обратной рекурсией [10—13], функция Риккати-Бесселя второго рода — прямой рекурсией [8], а логарифмическая производная от функции Риккати-Бесселя первого рода — алгоритмом Ленца [14, 15]. В качестве комплексных показателей преломления воды в ММ и СБММ диапазонах использовались данные, приведенные в таблице 1, где приводятся следующие данные: для всего ММ диапазона и пяти значений температуры значения

$m = \tilde{n} - i\kappa$ взяты из таблиц работы [16]. Для СБММ диапазона и пяти значений температур приводятся наши расчеты согласно [17]. В качестве плотностей распределений капель — по размерам $f(r)$ — для двух фракций размеров от 1 до 45 мкм и от 85 до 1500 и более мкм использовались данные из таблицы работы [18]. Как известно, фракция от 1 до 45 мкм описывается гамма-распределением [19], а фракция сверхжестких капель —

степенным законом [5-7]. В таблицах [18] приводятся параметры распределений двух фракций размеров капель для 12 основных типов облаков.

Спектральные коэффициенты — $\Gamma_0^*(\lambda)$, $\Gamma_p^*(\lambda)$, $\Gamma_n^*(\lambda)$ и $\Gamma_{p,n}^*(\lambda)$ по приближенным формулам Рэлея вычислялись соответственно по формулам [1-3,8]:

Таблица 1

λ мм	$t^{\circ}\text{C}$	20°C	10°C	0°C	-10°C	-20°C
10000		5.60-2.84	5.00-2.80	4.37-2.60	3.75-2.26	3.21-1.82
9000		5.33-2.81	4.76-2.72	4.16-2.50	3.59-2.14	3.10-1.70
8000		5.05-2.76	4.51-2.63	3.95-2.37	3.43-2.01	2.99-1.57
7000		4.74-2.67	4.24-2.50	3.73-2.22	3.26-1.85	2.88-1.43
6000		4.42-2.55	3.96-2.35	3.51-2.05	3.10-1.68	2.77-1.28
5000		4.07-2.38	3.66-2.15	3.28-1.85	2.83-1.44	2.57-0.92
4000		3.70-2.15	3.36-1.91	3.04-1.61	2.77-1.27	2.48-0.72
3000		3.31-1.84	3.04-1.60	2.81-1.31	2.61-1.01	2.41-0.49
2000		2.90-1.42	2.73-1.20	2.59-0.81	2.48-0.71	2.10-0.25
1000		2.56-1.01	2.45-0.89	2.28-0.58	2.26-0.37	2.06-0.30
900		2.47-0.96	2.40-0.83	2.24-0.54	2.20-0.42	2.03-0.28
800		2.45-0.87	2.36-0.74	2.20-0.51	2.15-0.38	1.99-0.26
700		2.39-0.81	2.32-0.75	2.18-0.48	2.09-0.35	1.96-0.24
600		2.34-0.71	2.28-0.70	2.15-0.44	2.04-0.32	1.92-0.22
500		2.29-0.71	2.24-0.65	2.11-0.43	1.99-0.29	1.89-0.21
400		2.22-0.62	2.17-0.58	2.05-0.38	1.91-0.26	1.87-0.21
300		2.13-0.55	2.12-0.53	1.93-0.35	1.91-0.27	1.87-0.24
200		2.05-0.48	2.05-0.51	1.93-0.30	1.83-0.37	1.79-0.35
100		1.98-0.47	1.97-0.47	1.86-0.30		

$$\Gamma_0^* = \left[\frac{3,42905 \cdot 10^1}{\lambda} \operatorname{Im}[\dots] \int_{r_1}^{r_2} N \cdot f(r) r^3 dr + \frac{5,67049 \cdot 10^1}{\lambda} \operatorname{Re} \left[\left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right)^2 \int_{r_1}^{r_2} N \cdot f(r) \cdot r^6 dr \right] \right] \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, \quad (1)$$

$$\operatorname{Im}[\dots] = \operatorname{Im} \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \left[1 + \frac{2}{15} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \frac{m^4 + 27m^2 + 38}{2m^2 + 3} \right] \right\},$$

$$m = \tilde{n} + ix$$

$$\Gamma_p^* = \frac{5,67049 \cdot 10^{-1}}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 \int_{r_1}^{r_2} N \cdot f(r) r^6 dr \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, \quad (2)$$

$$\Gamma_n^* = \frac{3,42905 \cdot 10^{-1}}{\lambda} \operatorname{Im} \left(- \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \int_{r_1}^{r_2} N \cdot f(r) r^3 dr \frac{\text{дБ}}{\text{км}}, \quad (3)$$

$$\Gamma_{p,n}^* = 10^{-6} \frac{\pi^3}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|^2 64 \int_{r_1}^{r_2} N \cdot f(r) r^6 dr. \quad (4)$$

Используя программу "ORION" и приближенные формулы Рэлея (2)–(4), мы рассчитали спектральные коэффициенты $\Gamma_0(\lambda)$, $\Gamma_0^*(\lambda)$, $\Gamma_p(\lambda)$, $\Gamma_p^*(\lambda)$, $\Gamma_n(\lambda)$, $\Gamma_n^*(\lambda)$ и $\Gamma_{рл}(\lambda)$, $\Gamma_{рл}^*(\lambda)$ для 19 значений длин волн из интервала 10–0,1 мм и пяти значений температур 20, 10, 0, –10 и –20°C с точностью пяти знаков после запятой.

Результаты сравнения

Сравним результаты расчетов для каждого из коэффициентов в отдельности.

Коэффициент ослабления $\Gamma_0(\lambda)$ и $\Gamma_0^*(\lambda)$

Для фракции размеров от 1 до 45 мкм в ММ диапазоне погрешность расчетов по приближенным формулам для слоистых облаков составляет доли процента. Для конвективных облаков: $Cu\ cong(\overline{m\lambda x})$ погрешность не превышает 2%, а $Cb(\overline{m\lambda x})$ для положительных температур погрешность порядка 2–8,4%, а для отрицательных температур — 1,5–2,3%. В СБММ диапазоне от 1 до 0,5 мм погрешность расчетов по приближенным формулам для слоистых облаков не превышает 1%. Для длин волн от 0,2 до 0,4 мм погрешность составляет от 1 до 12,5%. Для конвективных облаков $Cu\ cong(\overline{m\lambda x})$ и $Cb(\overline{m\lambda x})$ погрешность велика уже при $\lambda = 1$ мм. Для $\lambda < 1$ мм погрешность постепенно увеличивается и при $\lambda = 0,1$ мм она составляет 45%.

Для фракции размеров капель от 85 до 1500 мкм пользоваться формулой Рэлея вообще невозможно в коротковолновой части ММ и в СБММ диапазонах. Подробности см. в нашей ранней работе [20].

Коэффициент поглощения $\Gamma_n(\lambda)$ и $\Gamma_n^*(\lambda)$

В таблице 2 приводятся результаты наших расчетов отношений Γ_n/Γ_n^* для диапазона СБММ волн и мелких капель от 1 до 45 мм. В числителе — данные для $t = +20^\circ\text{C}$, а в знаменателе при -20°C . Величины Γ_n/Γ_n^* несколько велики по сравнению с Γ_0/Γ_0^* , а, в основном, поведение обеих отношений идентичны, поэтому мы приводим подробную таблицу 2 только для Γ_n/Γ_n^* . Для слоистых облаков погрешность использования Γ_n^* превышает 1% при $\lambda = 1$ мм. Для $\lambda \sim 0,6$ мм погрешность порядка 3%. Для конвективных облаков погрешность одинаково велика и изменяется в пределах от 10 до 80%.

Как показали наши ранние расчеты [20], расчет по приближенным формулам для фракции от 85 до 1500 мкм невозможно проводить для длин волн меньше 8–10 мм, из-за присутствия сверхкрупных капель в конвективных облаках.

Коэффициент рассеяния Γ_p и Γ_p^*

В ММ диапазоне для фракции размеров от 1 до 45 мкм на блюдается удивительно высокая точность совпадения Γ_p и Γ_p^* для слоистых и конвективных облаков (точность совпадения 4–5 знаков после запятой).

Для $\lambda = 2$ мм и отдельных облаков различие составляет 0,1–0,2%. В СБММ диапазоне погрешность расчетов Γ_p^* несколько мала по срав-

нению с погрешностью расчетов Γ_p^* и несколько превосходит погрешность расчетов Γ_o^* . Впервые здесь наблюдается величина отношений Γ_p/Γ_p^* меньшая единицы.

Таблица 2

Значения отношений Γ_p/Γ_p^* в СБММ диапазоне для мелких капель. Числитель — для 20°C , знаменатель — для -20°C .

λ мм Тип облака	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2	0,1
<i>Sc</i>	1,001	1,000	1,000	1,037	1,124	1,388
	1,005	1,008	1,013	1,026	1,099	1,285
<i>St</i>	1,007	1,010	1,015	1,031	1,104	1,335
	1,005	1,006	1,010	1,021	1,084	1,249
<i>Ns</i>	1,012	1,017	1,026	1,053	1,218	1,511
	1,007	1,010	1,018	1,036	1,143	1,372
<i>Ac</i>	1,007	1,010	1,016	1,033	1,112	1,349
	1,005	1,007	1,010	1,023	1,090	1,263
<i>As</i>	1,010	1,013	1,022	1,043	1,143	1,435
	1,006	1,009	1,014	1,029	1,114	1,318
<i>medi</i>	1,007	1,010	1,016	1,032	1,105	1,336
	1,004	1,006	1,010	1,022	1,084	1,248
<i>maxi</i>	1,017	1,023	1,032	1,074	1,244	1,654
	1,010	1,015	1,024	1,051	1,195	1,469
<i>Cu hum</i>	1,003	1,005	1,007	1,015	1,049	1,170
	1,001	1,003	1,005	1,010	1,039	1,130
<i>Cu med</i>	1,006	1,008	1,012	1,025	1,086	1,410
	1,004	1,005	1,009	1,018	1,068	1,210
<i>Cu cong</i>	1,011	1,016	1,024	1,048	1,161	1,608
	1,007	1,009	1,016	1,033	1,127	1,347
<i>Cu cong (max)</i>	1,023	1,033	1,052	1,104	1,333	1,662
	1,014	1,021	1,034	1,071	1,126	1,498
<i>Cb (max)</i>	1,070	1,099	1,157	1,312	1,770	1,400
	1,043	1,062	1,103	1,212	1,706	1,361

Коэффициенты радиолокационного отражения $\Gamma_{рл}(\lambda)$ и $\Gamma_{рл}^*(\lambda)$. Результаты расчетов в СБММ диапазоне и для мелких капель от 1 до 45 мкм приводятся в табл. 3. Погрешность в ММ диапазоне намного мала по сравнению с расчетами Γ_p^* , поэтому мы их здесь не приводим. Можно утверждать, что формула для $\Gamma_{рл}^*$ наиболее точная из всех рассмотренных формул Рэля. Отличительная особенность данных, приведенных в табл. 3 в том, что в большинстве случаев величины $\Gamma_{рл}/\Gamma_{рл}^*$ меньше единицы. Почти для всех типов облаков (кроме *Cb (max)*) и от 1 до 0,4 мм погрешность расчетов по $\Gamma_{рл}^*$ не превышает 1%. Погрешность велика для $\lambda < 0,4$ мм и особенно для *Cb (max)*. В отношениях $\Gamma_{рл}/\Gamma_{рл}^*$ наблюдаются два контрастных случая: очень

малая погрешность в длинноволновой части СБММ диапазона и рекордно большая погрешность в коротковолновой части СБММ диапазона.

Таблица 3

Значения отношений $\Gamma_{\text{рл}} / \Gamma_{\text{рл}}^*$ в СБММ диапазоне для мелких капель. Числитель — для 20°C , знаменатель — для -20°C .

λ мм Тип облака	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2	0,1
<i>Sc</i>	1,000	1,000	1,000	0,996	0,951	0,589
	1,000	0,998	0,996	0,989	0,942	0,592
<i>St</i>	1,000	1,000	1,000	0,996	0,958	0,646
	1,000	0,998	0,996	0,990	0,949	0,645
<i>Ns</i>	1,000	1,000	0,999	0,994	0,935	0,472
	0,999	0,997	0,995	0,986	0,925	0,482
<i>Ac</i>	1,000	1,000	1,000	0,996	0,955	0,622
	0,999	0,998	0,996	0,989	0,946	0,623
<i>As</i>	1,000	1,000	0,999	0,995	0,945	0,541
	0,998	0,998	0,995	0,988	0,936	0,547
<i>Medi</i>	1,000	1,000	1,000	0,996	0,958	0,646
	0,999	1,000	0,996	0,990	0,950	0,645
<i>Maxi</i>	1,000	1,000	1,000	0,992	0,919	0,359
	0,998	0,997	0,994	0,984	0,909	0,376
<i>Cu hum</i>	1,000	1,000	1,000	1,000	0,983	0,857
	1,000	0,999	0,908	0,995	0,976	0,846
<i>Cu med</i>	1,000	1,000	1,000	0,997	0,966	0,714
	1,000	0,999	0,907	0,992	0,958	0,708
<i>Cu cong</i>	1,001	1,000	0,999	0,995	0,940	0,504
	0,999	0,999	0,995	0,987	0,930	0,511
<i>Cu cong (max)</i>	1,001	1,000	1,000	0,982	0,791	0,181
	1,000	0,995	0,988	0,968	0,797	0,188
<i>Cb (max)</i>	1,001	0,997	0,983	0,912	0,315	$0,146 \cdot 10^{-2}$
	0,992	0,985	0,966	0,898	0,338	$0,142 \cdot 10^{-2}$

Завершая рассмотрение сравнения точных и приближенных формул Рэлея следует отметить разнообразие погрешностей для различных коэффициентов, длин волн, температур и типов облаков. Поэтому прежде чем пользоваться приближенными формулами, следует иметь конкретное представление о том, для каких условий они применяются. В таблицах приводятся реальные погрешности для различных типов облаков и длин волн, когда облако состоит из мелких капель размерами в диапазоне от 1 до 45 мкм.

Сверхкрупные капли облаков внесли определенную коррективу в использование приближенных формул Рэлея. Одно ясно, что из-за соизмеримости размеров сверхкрупных капель с длинами волн ММ и СБММ диапазонов во всех случаях пользоваться приближением Рэлея невозможно.

но в вышеуказанных диапазонах. Однако для определенных коэффициентов, а именно Γ_0 и Γ_n , можно просто не учитывать присутствие сверхкрупных капель в облаках и расчеты проводить только для фракции размеров от 1 до 45 мкм. На это указывают наши расчеты [21] для основных типов облаков. Велико влияние сверхкрупных капель на коэффициенты Γ_p и Γ_{p1} (см. также [21]), где пользоваться приближенными формулами невозможно для всех типов облаков, если вопрос касается длин волн меньше 8—10 мм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шифрин К. С. Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, М., 1951.
2. Шифрин К. С. Введение в оптику океана. Гидрометеонаиздат, Л., 1983.
3. Дейрменджан Д. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. Мир, М., 1971.
4. Акваланова А. Б., Кутуза Б. Г. Радиотехника и электроника, 23, 1792 (1978).
5. Радиация в облачной атмосфере. Под редакцией Фейгельсон Е. М. Гидрометеонаиздат, Л., 1981.
6. Мазин И. П., Шметер С. М. Облака, строение и физика образования. Гидрометеонаиздат, Л., 1983.
7. Pruppacher H. R. and Klett J. D. Microphysics of clouds and precipitation D. Reidel Publish Co. 1978.
8. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. Мир, М., 1986.
9. Dave J. V. Applied Optics. v. 8, №1, 155, 1969.
10. British Association for the Advancement of Science, Mathematical Tables. v. 10, Bessel Functions, part 2, Functions of Positive Integer Order, Cambridge (H. P. London), 1952.
11. Hilderbrand F. B. Introduction to Numerical Analysis. New York, 1974.
12. Allen E. E. MTAC. №55, 162, 1956.
13. Goldstein M. and Thaler R. M. MTAC, 13, 102 (1959).
14. Lentz W. J. Applied Optics 15, 668 (1976).
15. Lentz W. J. Rept. no ECOM—5509, AD—767223/1GA, Sep. 73, 160, 1973.
16. Розенберг В. И. Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Гидрометеонаиздат, Л., 1972.
17. Айвазян Г. М. Изв. АН АрмССР, Физика, т. 25, вып. 6 (1990).
18. Айвазян Г. М. Труды ГГО, вып. 538, I, 1990.
19. Левин Л. М. Исследования по физике грубодисперсных аэрозолей. Изд. АН СССР, М., 1961.
20. Айвазян Г. М. Изв. АН АрмССР, Физика, 22, 280 (1987).
21. Айвазян Г. М. Труды ГГО, вып. 538, II, 1990.

ԱՄՊԵՐՈՒՄ ՄԻԼԻՄԵՏՐԱՆՈՑ ԵՎ ՍՈՒՐՄԻԼԻՄԵՏՐԱՆՈՑ ԱՆՔՆԵՐԻ
ՌԱԴԻՈԼՈՎԱՑԻՈՆ ԱՐՏԱՑՈՒՄԱՆ ԵՎ ԹՈՒԼԱՑՄԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿՆԵՐԻ
ՀԱՄԱՐ ՌԵԼԵՅԻ ԲԱՆԱԶԵՎԵՐԻ ԿԻՐԱՌՄԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

2. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Կատարվել են ամպերում միլիմետրանոց և սուբմիլիմետրանոց ալիքների թուլացման և աղիղիղության արտացոլման հաշվարկներ ճշգրիտ տեսությամբ և Ռեյլիի մոտավոր բանաձևերով: Համեմատության արդյունքները թույլ են տալիս որոշել հիմնական տեսակի ամպերում միլիմետրանոց և սուբմիլիմետրանոց ալիքների թուլացման և աղիղիղության արտացոլման հաշվարկներում Ռեյլիի մոտավոր բանաձևերի և սխալների կիրառելիության սահմանները:

ON THE POSSIBILITY OF USING RAYLEIGH FORMULAE FOR CALCULATIONS OF EXTINCTION AND BACKSCATTERING OF MILLIMETRE AND SUBMILLIMETRE WAVES IN CLOUDS

H. M. AJVAZIAN

The calculations of extinction and backscattering of millimetre and submillimetre waves in clouds were made according to the exact Mie theory and approximate Rayleigh formulae. The results of comparison allowed us to determine the limits of applicability of approximate Rayleigh formulae as well as the errors of these calculations for principal types of clouds.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 281—288 (1990)

УДК 536

ПОТОКИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 января 1990 г.)

Рассмотрено распространение монохроматической электромагнитной волны вдоль оси недиспергирующего холестерического жидкого кристалла вне области дифракционного отражения. Определены потоки энергии, создаваемые пространственными фурье-компонентами волнового поля, которых, как известно — восемь: по четыре компоненты с правой и левой круговой поляризациями. Обсуждена постановка граничной задачи в связи с требованием, согласно которому энергия преломленной волны должна оттекать от границы, а не пртекать к ней.

1. Введение. Предварительные соотношения

Волновое поле в холестерическом жидком кристалле (ХЖК), при распространении волны вдоль оси ХЖК, содержит, как известно, четыре пары связанных друг с другом пространственных фурье-компонент: одна из компонент в каждой паре имеет правую круговую поляризацию, другая — левую (см. [1], [2]). Несмотря на то, что оптические исследования ХЖК ведутся давно, вопросам, касающимся энергетических характеристик, не уделяется достаточного внимания. Между тем эти вопросы представляют самостоятельный интерес для электродинамики, так как ХЖК — интересные объекты для этой области. Энергетические соотношения в принципе должны быть вовлечены в рассмотрение также при решении граничных задач. Дело в том, что указание Л. И. Мандельштама о необоснованности производимого обычно отождествления с преломленной той волны, волновой вектор которой направлен в глубь среды, в настоящее время приходится иметь в виду нередко, — и преломленной следует считать ту волну, у которой в глубь среды направлен вектор Пойнтинга, а не волновой вектор. Имеются ситуации ([3], [4]), когда эти два вектора направлены существенно в разные стороны, даже в противоположные, и для любой среды при первом рассмотрении граничных задач, на наш взгляд,

ON THE POSSIBILITY OF USING RAYLEIGH FORMULAE FOR CALCULATIONS OF EXTINCTION AND BACKSCATTERING OF MILLIMETRE AND SUBMILLIMETRE WAVES IN CLOUDS

H. M. AJVAZIAN

The calculations of extinction and backscattering of millimetre and submillimetre waves in clouds were made according to the exact Mie theory and approximate Rayleigh formulae. The results of comparison allowed us to determine the limits of applicability of approximate Rayleigh formulae as well as the errors of these calculations for principal types of clouds.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 281—288 (1990)

УДК 536

ПОТОКИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 января 1990 г.)

Рассмотрено распространение монохроматической электромагнитной волны вдоль оси недиспергирующего холестерического жидкого кристалла вне области дифракционного отражения. Определены потоки энергии, создаваемые пространственными фурье-компонентами волнового поля, которых, как известно — восемь: по четыре компоненты с правой и левой круговой поляризациями. Обсуждена постановка граничной задачи в связи с требованием, согласно которому энергия преломленной волны должна оттекать от границы, а не пртекать к ней.

1. Введение. Предварительные соотношения

Волновое поле в холестерическом жидком кристалле (ХЖК), при распространении волны вдоль оси ХЖК, содержит, как известно, четыре пары связанных друг с другом пространственных фурье-компонент: одна из компонент в каждой паре имеет правую круговую поляризацию, другая — левую (см. [1], [2]). Несмотря на то, что оптические исследования ХЖК ведутся давно, вопросам, касающимся энергетических характеристик, не уделяется достаточного внимания. Между тем эти вопросы представляют самостоятельный интерес для электродинамики, так как ХЖК — интересные объекты для этой области. Энергетические соотношения в принципе должны быть вовлечены в рассмотрение также при решении граничных задач. Дело в том, что указание Л. И. Мандельштама о необоснованности производимого обычно отождествления с преломленной той волны, волновой вектор которой направлен в глубь среды, в настоящее время приходится иметь в виду нередко, — и преломленной следует считать ту волну, у которой в глубь среды направлен вектор Пойнтинга, а не волновой вектор. Имеются ситуации ([3], [4]), когда эти два вектора направлены существенно в разные стороны, даже в противоположные, и для любой среды при первом рассмотрении граничных задач, на наш взгляд,

следует иметь в виду указание Л. И. Мандельштама — проверить направления потоков энергии. В рассматриваемом здесь конкретном случае имеется и другая причина особого анализа: это присутствие многих пространственных компонент поля.

Пусть параметры ХЖК с осью, параллельной оси z , следующие: σ — шаг спирали, ϵ_1, ϵ_2 — главные значения тензора диэлектрической проницаемости в направлении директора и в перпендикулярном ему направлении.

Введем поворачивающиеся оси x', y' так, чтобы ось x' при любом z была параллельна директору, а ось y' была перпендикулярна директору и оси среды [5]. Оси x', y', z составляют правую тройку направлений. Перейдя в волновом уравнении

$$\nabla^2 E(z, t) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D(z, t)}{\partial t^2}$$

к компонентам $E'_x(z, t), E'_y(z, t)$ полей, отнесенным к осям x', y' и представив последние в виде

$$E'_{x,y}(z, t) = \sum_m E'_{m,x,y} \exp i(K_m z - \omega t),$$

получим $\left(a = \frac{2\pi}{\sigma}\right)$:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_1 - K_m^2 - a^2\right) E'_{mx} + 2ia K_m E'_{mz} &= 0, \\ -2ia K_m E'_{mx} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2\right) E'_{mz} &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Из (1) получаем:

$$K_m^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2} + a^2 \pm \sqrt{\left(\frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2}\right)^2 + 4a^2 \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}}. \quad (2)$$

Соотношения (1), (2) содержатся также в [1].

Между компонентами $E'_{mx}, E'_{my}, H'_{mx}, H'_{my}$ имеют место следующие соотношения [6] (H'_{mx}, H'_{my} — компоненты магнитного поля, отнесенные к осям x', y'):

$$E'_{my} = \alpha_m E'_{mx}, \quad H'_{mx} = \delta_m E'_{mx}, \quad H'_{my} = f_m E'_{mx}, \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_m &= 2ia K_m \left(\frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_2 - K_m^2 - a^2\right)^{-1}, \\ \delta_m &= -c \omega^{-1} (i\alpha + \alpha_m K_m), \\ f_m &= c \omega^{-1} (K_m - i\alpha \alpha_m). \end{aligned} \quad (4)$$

В случае нижнего знака в (2) две из величин K_m (K_3, K_4) обращаются в нуль на частотах ω_1, ω_2 , на которых

$$\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 = a^2 \quad \text{и} \quad \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2 = a^2.$$

Поэтому соотношения (4) неприменимы на частоте $\omega = \omega_2$. Вблизи этой частоты следует пользоваться соотношениями, получаемыми из (1):

$$E'_{mx} = a'_m E'_{my}, \quad H'_{mx} = \delta'_m E'_{my}, \quad H'_{my} = f'_m E'_{my},$$

где

$$a'_m = -2iaK_m \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1 - K_m^2 - a^2 \right)^{-1},$$

$$\delta'_m = -c\omega^{-1}(iaa'_m + K_m),$$

$$f'_m = c\omega^{-1}(K_m a'_m - ia).$$

2. Спектр пространственных фурие — компонент

В системе x', y', z имеются четыре пространственных компоненты поля, в соответствии с четырьмя значениями K_m . Перейдя к системе осей x, y, z , будем иметь (для левозакрученного ХЖК):

$$E(z, t) = \sum_{m=1}^4 [x^0 (\cos az + iA_m \sin az) + \\ + y^0 (iA_m \cos az - \sin az)] E'_{mx} \exp i(K_m z - \omega t),$$

где A_m связаны с α_m соотношениями $\alpha_m = iA_m$, x^0, y^0 — орты осей x, y .

Пользуясь соотношениями

$$A_m = \frac{1 + A_m}{2} - \frac{1 - A_m}{2}, \quad \frac{1 + A_m}{2} + \frac{1 - A_m}{2} = 1,$$

получаем

$$E(z, t) = \sum_{m=1}^4 E_m^+(z, t) + \sum_{m=1}^4 E_m^-(z, t),$$

$$E_m^{\pm}(z, t) = (x^0 \pm iy^0) \cdot \frac{1 \pm A_m}{2} E'_{mx} \cdot \exp i((K_m \pm a)z - \omega t). \quad (5)$$

Таким образом, имеем четыре пространственных компоненты с левой круговой поляризацией, амплитуды которых равны $\frac{1 + A_m}{2} E'_{mx}$, а z — компоненты волновых векторов $k_m^+ = K_m + a$, и четыре пространственных компоненты с правой круговой поляризацией, амплитуды которых равны $\frac{1 - A_m}{2} E'_{mx}$, а z — компоненты волновых векторов $k_m^- = K_m - a$.

Магнитное поле также может быть представлено в виде (5). Действительно, с помощью (3), (4) можно написать

$$H'_{mx} = i b_m E'_{mx}, \quad b_m = -c \omega^{-1} (a + A_m K_m), \quad (6)$$

$$H'_{my} = l_m E'_{mx}, \quad l_m = c \omega^{-1} (K_m + a K_m),$$

и для магнитного поля будем иметь:

$$\begin{aligned} H(z, t) &= [x^0 \sum_{m=1}^4 (i b_m E'_{mx} \cos a z + l_m \sin a z) + \\ &+ y^0 \sum_{m=1}^4 (l_m E'_{mx} \cos a z - i b_m E'_{mx} \sin a z)] \exp i(K_m z - \omega t) = \\ &= [x^0 \sum_{m=1}^4 (i \frac{b_m}{l_m} \cos a z + \sin a z) l_m E'_{mx} \exp i(K_m z - \omega t)] + \\ &+ [y^0 \sum_{m=1}^4 (\cos a z - i \frac{b_m}{l_m} \sin a z) l_m E'_{mx} \exp i(K_m z - \omega t)] = \\ &= \sum_{m=1}^4 H_m^+(z, t) + \sum_{m=1}^4 H_m^-(z, t), \quad H_m^\pm(z, t) = \\ &= \mp (x^0 \mp y^0) \frac{1 \mp b_m/l_m}{2} i l_m E'_{mx} \exp i((K_m \pm a)z - \omega t). \end{aligned} \quad (7)$$

Согласно (6) и (7), для любого фиксированного значения z -компоненты волнового вектора поляризация магнитного поля совпадает с поляризацией электрического поля.

Волны с z -компонентой волнового вектора $k_m^+ = K_m + a$ имеют поляризацию

$$E_{my}^+ = i E_{mx}^+, \quad m=1,2,3,4,$$

а волны с z -компонентой волнового вектора $k_m^- = K_m - a$ имеют поляризацию

$$E_{my}^- = -i E_{mx}^-, \quad m=1,2,3,4$$

(см. (5)).

3. Потоки энергии

Электрическое (и магнитное) поле содержит, согласно (5) и (7), четыре пространственных компоненты с правой круговой поляризацией и четыре — с левой круговой поляризацией, как уже сказано выше. Поэтому поток энергии

$$\begin{aligned} S &= \frac{c}{4\pi} [E H] = \frac{c}{4\pi} \left[\left(\sum_{m=1}^4 E_m^+(z, t) + \sum_{m=1}^4 E_m^-(z, t) \right) \times \right. \\ &\quad \left. \times \left(\sum_{m=1}^4 H_m^+(z, t) + \sum_{m=1}^4 H_m^-(z, t) \right) \right] \end{aligned}$$

содержит, вообще говоря, 64 произведения типа

$$[E_{m1}^+ H_{m2}^+], [E_{m1}^+ H_{m2}^-], [E_{m1}^- H_{m2}^+], [E_{m1}^- H_{m2}^-].$$

Можно убедиться, что произведения, в которых поляризации электрического и магнитного полей не совпадают, тождественно равны нулю, как и следовало ожидать на основании взаимной ортогональности правой и левой круговой поляризации. Поэтому остаются только те потоки, которые формируются пространственными компонентами электрического и магнитного полей одинаковой поляризации:

$$[E_{m1}^+ H_{m2}^+], [E_{m1}^- H_{m2}^-].$$

Обозначим через $\bar{S}_{zm1, m2}^+$ сумму z -компонент усредненных по периоду световой волны [3] потоков энергии, созданных: а) полями $E_{m1}^+(z, t)$ и $H_{m2}^+(z, t)$ и б) полями $E_{m2}^+(z, t)$ и $H_{m1}^+(z, t)$, при фиксированных m_1 и m_2 . Будем иметь ($m_1 \neq m_2$):

$$\bar{S}_{zm1, m2}^+ = \frac{c}{16\pi} \operatorname{Re} \{ (1 + A_{m1}) (l_{m2}^* - b_{m2}^*) \exp i(K_{m1} - K_{m2})z \times \\ \times E'_{m1x} E_{m2x}^* + (1 + A_{m2}) (l_{m1}^* - b_{m1}^*) \exp i(K_{m2} - K_{m1})z \cdot E'_{m2x} E_{m1x}^* \}.$$

Сумма z -компонент усредненных по периоду световой волны потоков энергии, один из которых определяется полями $E_{m1}^-(z, t)$ и $H_{m2}^-(z, t)$, а второй — полями $E_{m2}^-(z, t)$ и $H_{m1}^-(z, t)$, равна ($m_1 \neq m_2$):

$$\bar{S}_{zm1, m2}^- = \frac{c}{16\pi} \operatorname{Re} \{ (1 - A_{m1}) (l_{m2}^* + b_{m2}^*) \exp i(K_{m1} - K_{m2})z \times \\ \times E'_{m1x} E_{m2x}^* + (1 - A_{m2}) (l_{m1}^* + b_{m1}^*) \exp i(K_{m2} - K_{m1})z \cdot E'_{m2x} E_{m1x}^* \}.$$

Величины $\bar{S}_{zm1, m2}^\pm$, вообще говоря, зависят от координаты z , и по амплитуде являются величинами, не превышающими по порядку $\frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2}} E'_{m1x} E_{m2x}^*$. Среди них имеются и величины порядка

$$((\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2))^2 \text{ (это } \bar{S}_{2,3}^- \text{ и } \bar{S}_{1,4}^+); \bar{\epsilon} = \frac{\epsilon_1 + \epsilon_2}{2}.$$

Приведенные выше потоки — интерференционные.

Потоки, определяемые полями $E_m^+(z, t)$ и $H_m^+(z, t)$ (неинтерференционные потоки) в нулевом приближении по параметру $\delta = (\epsilon_1 - \epsilon_2) / (\epsilon_1 + \epsilon_2)$ равны

$$\bar{S}_{z2,2}^+ = -\frac{c}{4\pi} \sqrt{\bar{\epsilon}} |E'_{2x}|^2, \\ \bar{S}_{z3,3}^+ = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\bar{\epsilon}} |E'_{3x}|^2, \quad (8)$$

а $\bar{S}_{z1,1}^+$ и $\bar{S}_{z4,4}^+$ — пропорциональны δ^2 .

Потоки, определяемые полями $E_m^-(z, t)$ и $H_m^-(z, t)$ (также неинтерференционные), равны

$$\bar{S}_{z1,1} = \frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}} |E'_{1x}|^2, \quad (9)$$

$$\bar{S}_{z4,4} = -\frac{c}{4\pi} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}} |E'_{4x}|^2,$$

а потоки $\bar{S}_{z2,2}$ и $\bar{S}_{z3,3}$ — пропорциональны δ^2 .

Таким образом, имеются всего четыре потока, которые в данном приближении ($\delta = 0$) отличны от нуля:

$$\bar{S}_1 = \bar{S}_{z1,1}, \quad \bar{S}_2 = \bar{S}_{z2,2}, \quad \bar{S}_3 = \bar{S}_{z3,3}, \quad \bar{S}_4 = \bar{S}_{z4,4}. \quad (10)$$

Для z -компонент волновых векторов имеем:

$$k_1^- = K_1 - a, \quad k_2^+ = K_2 + a, \quad k_3^+ = K_3 + a, \quad k_4^- = K_4 - a. \quad (11)$$

Величины $K_{1,2}$ можно заменить на $\pm \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}} + a \right)$, если пренебречь величинами порядка δ^2 . Вдали от области дифракционного отражения в указанном приближении можно сделать также замену $K_{3,4} \rightarrow \pm \left(\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}} - a \right)$. Тогда будем иметь:

$$k_2^+ = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}}, \quad k_3^+ = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}}, \quad k_1^- = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}}, \quad k_4^- = -\frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\omega}{\epsilon}}. \quad (12)$$

Как следует из (8) - (12), знаки $\bar{S}_1$, $\bar{S}_2^+$, $\bar{S}_3^+$, $\bar{S}_4^-$ совпадают со знаками k_1^- , k_2^+ , k_3^+ , k_4^- , т. е. потоки энергии, не содержащие малого параметра δ как множителя, по направлению совпадают с соответствующими волновыми векторами. В соответствии с этим при нормальном падении света из вакуума на границу ХЖК, занимающего полупространство $z \geq 0$, возбуждаемым в среде волнам соответствуют волновые векторы k_1^- и k_3^+ . В силу соотношения $\text{Im } \epsilon \geq 0$ присутствие истинного поглощения приводит к затуханию указанных волн при удалении от границы в глубь среды ($\text{Im } k_1^- \geq 0$, $\text{Im } k_3^+ \geq 0$), то есть требования, чтобы энергия утекала от границы и чтобы преломленные волны затухали при удалении от границы (а не нарастали), приводят к одному и тому же результату в смысле того — какие волны следует выбрать как преломленные.

4. Геометрическая интерпретация.

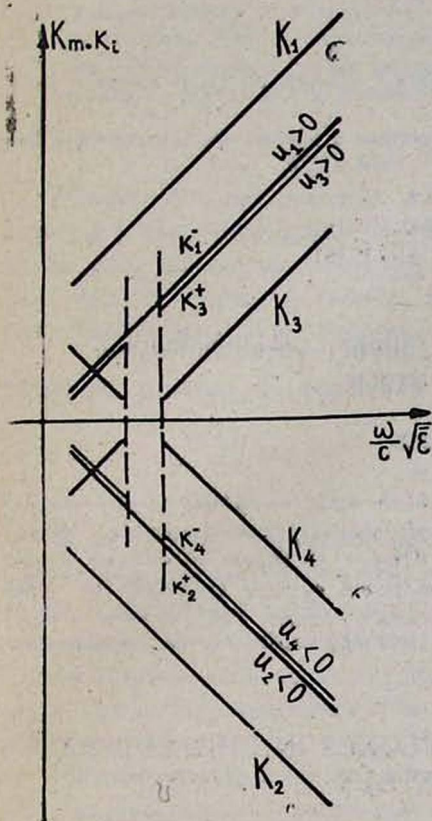
Групповые скорости

Полученные результаты могут быть интерпретированы с помощью известных кривых зависимости K_m от ω . На рисунке показаны эти кривые.

Величины $\partial \omega / \partial k$ имеют разные знаки. У $\frac{\partial \omega}{\partial k_3^+}$ и $\frac{\partial \omega}{\partial k_1^-}$ они поло-

жительны, у $\frac{\partial \omega}{\partial k_2^+}$ и $\frac{\partial \omega}{\partial k_4^-}$ — отрицательны. Таким образом, знаки $\frac{\partial \omega}{\partial k_1^-}$, $\frac{\partial \omega}{\partial k_2^+}$, $\frac{\partial \omega}{\partial k_3^+}$, $\frac{\partial \omega}{\partial k_4^-}$ совпадают со знаками $\bar{S}_1^-$, $\bar{S}_2^+$, $\bar{S}_3^+$, $\bar{S}_4^-$, и имеют место соотношения:

$$\begin{aligned}\bar{S}_1^- &= \frac{\bar{\varepsilon}}{4\pi} |E'_{1x}|^2 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial k_1^-}, & \bar{S}_2^+ &= \frac{\bar{\varepsilon}}{4\pi} |E'_{2x}|^2 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial k_2^+}, \\ \bar{S}_3^+ &= \frac{\bar{\varepsilon}}{4\pi} |E'_{3x}|^2 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial k_3^+}, & \bar{S}_4^- &= \frac{\bar{\varepsilon}}{4\pi} |E'_{4x}|^2 \cdot \frac{\partial \omega}{\partial k_4^-}.\end{aligned}\quad (13)$$



Частотный ход величин K_m , а также k_1^+ , k_2^+ , k_3^+ , k_4^+ , — в принятом в тексте приближении представляется прямыми. Область дифракционного отражения выделена вертикальными пунктирными прямыми.

Прямая k_3^+ (k_4^+) показана смещенной от прямой k_1^- (k_2^-) для наглядности.

С помощью (5) и (6) можно убедиться, что $(\bar{\varepsilon}/4\pi) |E'_{mx}|^2$ — плотности энергии для волн с z — компонентами волновых векторов, равными k_1^- , k_2^+ , k_3^+ , k_4^- при $m=1,2,3,4$ соответственно. Поэтому, согласно (13), величины $\partial \omega / \partial k_i$ ($k_i = k_1^-, k_2^+, k_3^+, k_4^-$) следует отождествлять с групповой скоростью соответствующей волн

$$u_i = \frac{\partial \omega}{\partial k_i}.$$

Согласно (11)

$$\frac{\partial \omega}{\partial K_1^-} = \frac{\partial \omega}{\partial K_1}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial k_2^+} = \frac{\partial \omega}{\partial K_2}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial k_3^+} = \frac{\partial \omega}{\partial K_3}, \quad \frac{\partial \omega}{\partial k_4^-} = \frac{\partial \omega}{\partial K_4}.$$

Полученные соотношения справедливы вне области дифракционного отражения вдали от ее границ, когда в K_m не учитываются величины, пропорциональные δ^2 , а в потоках энергии и в плотности энергии ограничиваются нулевыми по δ членами.

Выражаю свою глубокую благодарность Б. М. Болотовскому за ценную беседу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кац Е. И. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
2. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы: пер. с англ. / под ред. А. А. Веденова и И. Г. Чистякова. Изд. Мир, М., 1980, 344 с.
3. Агранович В. М., Гинзбург В. А. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. Изд. Наука, М., 1979, 432 с.
4. Ерицян О. С. Кристаллография, 33, 461 (1978).
5. Oseen C. W. Trans. Farad. Soc., 1933, 29, 883 (1933).
6. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 83 (1978).

ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՈՍՔԵՐԸ ԽՈԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է մոնոքրոմատիկ էլեկտրամագնիսական ալիքի տարածումը առանց դիսպերսիայի խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի առանցքով, դիֆրակցիոն անդրադարձման տիրույթից դուրս գտնվող հաճախությունների համար: Որոշված են դաշտի տարածական ֆուրյե-կոմպոնենտների ստեղծած հոսքերը: Ինչպես հայտնի է, ութ այդպիսի կոմպոնենտ կա՝ շրջանաչափ բեռնացած, շրջա՝ ձախ: Քննարկված է սահմանային խնդիրն այն պահանջի առնչությամբ, ըստ որի բեկված ալիքի էներգիան պետք է սահմանից հեռանա, ոչ թե դեպի այն հոսի:

ELECTROMAGNETIC ENERGY FLUXES IN CHOLESTERIC LIQUID CRYSTALS

H. S. ERITSYAN

The propagation of monochromatic electromagnetic wave along nondispersive cholesteric liquid crystal axis is considered for frequencies out of diffraction reflection band. Energy fluxes due to spatial Fourier-components of the wave field are determined.

РЕЗОНАНСНАЯ ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ
ТОНКОЙ ПЛЕНКИ ПРИ НАЛИЧИИ ДЕФЕКТА

З. А. КАСАМАНЯН, Д. К. МЕЛИК-ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 3 марта 1990 г.)

Получено точное выражение для туннельного сопротивления полупроводниковой или диэлектрической пленки при учете периодического поля и дополнительного поля локального нарушения внутри нее. При выполнении резонансных условий сопротивление обращается в нуль или имеет минимумы. Прослеживается связь между энергетическими расположениями минимумов сопротивления и максимумов плотности электронных состояний.

Введение

Резонансное прохождение носителей заряда сквозь потенциальные барьеры в настоящее время получило экспериментальное подтверждение в целом ряде конкретных структур. Вычисление туннельной проводимости (или сопротивления) в системе предполагает знание коэффициента прохождения T , поскольку сопротивление вырожденной одномерной системы выражается через T формулой $\left(\frac{e^2}{h} = 1\right)$ [1, 2]

$$\rho = \frac{1 - T}{T}.$$

В модельных структурах при оптимальном выборе соответствующих параметров туннельное сопротивление оказывается не только малым, но может и обратиться точно в нуль. В таких случаях вычисление T с экспоненциальной точностью уже недостаточно, а необходимо точное знание T . С этой точки зрения представляет интерес рассмотрение таких модельных задач, где удастся вычислить T и тем самым вычислить ρ при аномальных малых значениях.

Начнем рассмотрение с простых моделей.

При падении свободного электрона с энергией E на одномерный δ -образный потенциал с амплитудой V , коэффициент прохождения легко вычисляется и имеет вид

$$T = \left| 1 + \left(\frac{V}{2\alpha} \right)^2 \right|^{-1}, \quad \alpha = \sqrt{E}, \quad \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} = 1 \right),$$

что дает для сопротивления

$$\rho = \left(\frac{V}{2\alpha} \right)^2.$$

При рассеянии электрона на конечном числе m одинаковых и равно-

отстоящих друг от друга (a —расстояние между ними) δ —потенциалов, сопротивление имеет вид [3]

$$\rho_m = \left(\frac{P}{a a} \right)^2 \frac{\sin^2 \beta a m}{\sin^2 \beta a}, \quad (1)$$

где

$$P = \frac{a V}{2}, \quad \cos \beta a = \cos \alpha a + \frac{P}{a a} \sin \alpha a.$$

Формулу (1) удается обобщить на случай падения электрона на конечное число одинаковых и равноотстоящих друг от друга потенциальных барьеров произвольной формы. Тогда сопротивление m ячеек имеет вид [3]

$$\rho_m = \rho_1 \frac{\sin^2 k a m}{\sin^2 k a}, \quad (2)$$

где ρ_1 — сопротивление одной ячейки, a — расстояние между центрами соседних потенциалов, k — квазиволновое число электрона в бесконечной периодической системе из таких потенциальных барьеров.

Из (2) мы видим, что ρ_m — обращается точно в нуль при $ka = \frac{\pi n}{m}$ ($n=1, 2, \dots, m-1$) в каждой разрешенной зоне бесконечной периодической системы, а в запрещенной зоне ρ_m экспоненциально возрастает с увеличением $d = ma$, поскольку здесь $k = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Если в такой конечной системе с одинаковыми потенциальными барьерами вводится дефект или нарушение в локальной области, то нули ρ в (2) могут перемещаться по энергии или вообще исчезнуть. Интересно проследить за изменением положений нулей по мере увеличения параметра интенсивности потенциала локального нарушения и выяснить, чем собственно обусловлены те значения энергии, когда $\rho = 0$.

§ 1. Плотность состояний и сопротивление

Допустим, электрон падает на одномерную систему конечной длины, внутри которой имеется периодическое поле и дополнительное поле локального нарушения, расположенного в точке x_0 . Для вычисления сопротивления в такой системе необходимо найти амплитуду прохождения t или функцию $D = t^{-1}$ ($\rho = |D|^2 - 1$).

Вычисление можно провести по формуле

$$t = D^{-1} = \tilde{G}(x_1 x_2) [G_1(x_1 x_1) G_3(x_2 x_2)]^{-\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

где G_1 и G_3 функции Грина (ФГ) электрона вне системы на ее границах x_1 и x_2 соответственно. Для дальнейшего можно считать $G_1 = G_3 = G_0$ (G_0 — ФГ электрона свободного движения). $\tilde{G}(x_1 x_2)$ есть ФГ двухконтактной задачи с учётом как периодического, так и локального поля. Поскольку локальный потенциал аппроксимируется δ — потенциалом, то имеем

$$\tilde{G}(x x') = \tilde{G}_2(x x') - \frac{V \tilde{G}_2(x x_0) \tilde{G}_2(x_0 x')}{1 + V \tilde{G}_2(x_0 x_0)}. \quad (4)$$

Двухконтактная ФГ $\tilde{G}_2(x x')$ выражается через ФГ G_2 в бесконечном периодическом поле [4].

$$\tilde{G}_2(x x) = \frac{G_2(x x)}{1 - \lambda r_{21} r_{23}} [1 + \lambda r_{21} r_{23} - r_{21} e^{2i(\theta(x) - \theta(x_1))} - r_{23} e^{2i(\theta(x_2) - \theta(x))}], \quad (5)$$

где

$$\lambda = e^{2i(\theta(x_2) - \theta(x_1))} = e^{2ikd}, \quad \theta(x) = \int^x \frac{i dx}{2 G_2(x x)}.$$

r_{21} — амплитуда отражения электрона при его падении от второй подсистемы в первую при отсутствии второй границы, которая выражается через ФГ G_1 и G_2 (см. [4]). Аналогичный смысл имеет и амплитуда r_{23} . Итак, общая схема нахождения t имеется. При этом, если подставить (5) в (3), то мы получим амплитуду рассеяния через вторую подсистему при отсутствии нарушения локального поля. Но при подставке (5) в (4), а эта ФГ в (3), мы имеем решение задачи для t уже с учетом локального нарушения. В итоге мы получим

$$t_0 = [1 - \lambda r_{21} r_{23}]^{-1} [(1 - r_{12})(1 - r_{21})(1 - r_{23})(1 - r_{32})]^{-\frac{1}{2}},$$

$$t = t_0 [1 + V \tilde{G}_2(x_0 x_0)]^{-1},$$

где

$$\tilde{G}_2(x_0 x_0) = G_2(x_0 x_0) \frac{(1 - \lambda_1 r_{21})(1 - \lambda_2 r_{23})}{1 - \lambda_1 \lambda_2 r_{21} r_{23}}, \quad \lambda_1 = e^{2ikd_1}, \quad \lambda_2 = e^{2ikd_2},$$

$$d_1 = x_0 - x_1, \quad d_2 = x_2 - x_0, \quad kd_1 = \theta(x_0) - \theta(x_1), \quad kd_2 = \theta(x_2) - \theta(x_0).$$

Для упрощения задачи будем считать

$$G_2(x_1 x_1) = G_2(x_2 x_2) = G_2(x_0 x_0); \quad G'_i = 0 \quad (i = 1, 2, 3).$$

Это равносильно предположению, что контактные точки x_1 и x_2 , а также точка расположения локального поля x_0 , находятся в симметричных условиях и периодическое поле достигает экстремума в этих точках. Тогда имеем $r_{21} = -r_{12}$, $r_{23} = r_{32}$, $r_{21} = (G_2 - G_1) G_2 + G_1)^{-1}$, что позволяет вычислить D :

$$D = \cos kd - \frac{i}{2} \left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right) \sin kd + V G_2 \left| -i \sin kd + \frac{1}{2} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right) \cos kd - \frac{1}{2} \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) \cos k(d_1 - d_2) \right|. \quad (6)$$

Выражение (6) соответствует случаю, когда энергия падающего электрона лежит в разрешенной области энергий бесконечной периодической системы ($k \in \text{Re}$, $G_2 \in \text{Im}$, $G_1 = G_0$ всегда мнима).

Для перехода в область энергий запрещенных зон следует лишь учитывать $G_2 \in \text{Re}$, $k = i\gamma$, $\gamma > 0$.

Примем теперь дополнительное условие $d_1 = d_2 = \frac{1}{2}d$, т. е. локальное поле нарушения расположено в центре пленки. Это условие является резонансным, что приводит к резкому уменьшению сопротивления при определенных значениях энергии. Для сопротивления ρ имеем

$$\rho = \frac{1}{4} \left[i V G_2 \left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right) - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) (\sin kd + i V G_2 \cos kd) \right]^2 \quad (7)$$

в пределах разрешенных зон и

$$\rho = \frac{1}{4} \left[-V G_2 \left(\frac{G_2}{|G_1|} - \frac{|G_1|}{G_2} \right) + \left(\frac{G_2}{|G_1|} + \frac{|G_1|}{G_2} \right) (\text{sh } \gamma d + V G_2 \text{ch } \gamma d) \right]^2 \quad (8)$$

в пределах запрещенных зон.

Как видим, сопротивление образца целиком выражается через модуль функции D (6), которая имеет как действительную, так и мнимую части. С другой стороны через ту же функцию D выражает плотность локальных (в пределах пленки) состояний

$$\nu = -\frac{1}{\pi d} \text{Im} \frac{\partial}{\partial E} [\ln D]_2 = -\frac{1}{\pi d} \frac{\partial}{\partial E} \left[\arctg \frac{\text{Im } D}{\text{Re } D} \right]_2,$$

где индекс «2» означает, что производная берется по энергии только от величин, ответственных за вторую подсистему (G_2 , k или γ). Напомним, что G_1 также зависит от энергии, но производная по G_1 не берется. Поскольку сопротивление и локальная плотность состояний выражаются через одну и ту же функцию D , то ясно, что между названными величинами существует прямая связь. Далее между мнимой и действительной частями ФГ существует дисперсионное соотношение, поэтому знание лишь плотности состояний позволяет вычислить ρ и наоборот.

§2. О корреляции между энергетическими положениями минимумов сопротивления и максимумов плотности состояний

Хотя существует отмеченная выше прямая связь между ρ и ν , но эта связь нелинейная и интегральная, поэтому, по-видимому, трудно извлечь из этой связи полезную информацию. Но из простой связи

$$\nu(E) = -\frac{1}{\pi d} \frac{\text{Re } D \frac{\partial}{\partial E} (\text{Im } D)_2 - \text{Im } D \frac{\partial}{\partial E} (\text{Re } D)_2}{\rho + 1} \quad (9)$$

вытекает, что если числитель (9) слабо зависит от энергии, то максимумам плотности состояний соответствуют минимумы сопротивления или наоборот. Учет энергетической зависимости в числителе (9) несколько нарушает это соответствие. Чтобы выяснить это представим плотность состояний, используя (6) и (9), в виде

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \frac{1}{1 + \rho} \left[\left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right) (1 + (i V G_2)^2) - i V G_2 \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) \right] \times$$

$$(\sin k d + i V G_2 \cos k d) \Big]. \quad (10)$$

Формула (10) справедлива при условии $d \gg a$ и в разрешенной зоне ($G_2 \in \text{Im}$). В запрещенной зоне в (10) необходимо поставить $k = i\gamma$ и учитывать $G_2 \in \text{Re}$.

В предположении $|VG_2| \ll 1$, что в первом приближении соответствует отсутствию нарушения, из (7) и (10) имеем

$$\gamma_0 = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \frac{G_2 + G_1}{1 + \rho_0}, \quad \rho_0 = \frac{1}{4} \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right)^2 \sin^2 k d. \quad (11)$$

В другом предельном случае $|VG_2| \gg 1$ имеем

$$\gamma_\infty = \frac{2}{\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \left[\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) \cos k d \right]^{-1}, \quad (12)$$

$$\rho_\infty = \frac{1}{4} (i V G_2)^2 \left[\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} - \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) \cos k d \right]^2.$$

Выражения (11) и (12) показывают, что максимумам плотности состояний соответствуют минимумы сопротивления и наоборот. Этот вывод справедлив как при отсутствии нарушения или $|VG_2| \ll 1$, так и при больших $|VG_2| \gg 1$, но при достаточно большой толщине пленки $d \gg a$.

Как видим из (11), ρ обращается в нуль при $k = \frac{\pi}{d} n$, $n=1, 2, \dots$

$\frac{d}{a} - 1$. Но при больших V сопротивление больше не обращается в

нуль, но имеет минимум, когда $k d = 2\pi n'$ при $\frac{G_2}{G_1} > 1$ и $k d = \pi(2n'+1)$ при $\frac{G_1}{G_2} > 1$.

Ясно, что существует критическое значение V_k , такое что при $V < V_k$ сопротивление обращается в нуль при определенных значениях энергии, а при $V > V_k$ сопротивление вообще не обращается в нуль. Это V_k , зависящее от энергии, можно найти из (7)

$$V_k = \left| \frac{1}{2 G_2} \left(\frac{G_2}{G_1} - \frac{G_1}{G_2} \right) \right|,$$

С увеличением V от нуля до критического V_k нули ρ и максимумы γ перемещаются по энергии.

Нули ρ , соответствующие $k a = \frac{\pi}{m} (2n' + 1)$ при $V = 0$ поднимаются по энергии, если увеличивать V ($V > 0$), а соседние нули опускаются. Такое же поведение имеет смещение максимумов $\gamma(E)$, но их скорости перемещения по энергии отличаются, так что нарушается корреляция между расположением нулей ρ и максимумами γ .

Дальнейшее увеличение V выше V_k приводит к исчезновению нулей ρ , но оно имеет хорошо выраженные минимумы. Число минимумов ρ и максимумов ν , при $|VG_2| \gg 1$, практически в два раза меньше, чем при $|VG_2| \ll 1$, но максимум ν имеет практически в два раза большее значение амплитуды, т. к.

$$(\nu_0)_{\max} = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \left(\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_1}{G_2} \right), \quad (\nu_-)_{\max} = \frac{1}{\pi} \frac{\partial k}{\partial E} \frac{G_2}{G_1}.$$

Это свидетельствует о слиянии двух максимумов ν и соответствующих минимумов ρ в один и является непосредственным следствием условия сохранения полного числа состояний в пределах одной разрешенной и одной запрещенной зон, независимо от величины V .

Перейдем теперь к рассмотрению области энергии запрещенной зоны. Из формулы (8) следует, что при одном значении энергии, независимо от величины и знака V , ρ обращается точно в нуль. При больших d с точностью до экспоненциальных малых членов, значение энергии, при котором $\rho(E_i) = 0$, определяется уравнением

$$1 + VG_2(E) = 0,$$

совпадающем с уравнением для определения энергетического уровня нарушения в бесконечной периодической системе. В том же приближении при $E = E_i$ располагается максимум ν . Учет экспоненциальных членов дает несколько различные значения энергий E_ρ и E_ν , при которых $\rho(E) = 0$ и $\nu(E) = \max$.

Действительно, при $d \gg a$ имеем

$$E_\rho = E_i - \left[\frac{2}{V \frac{\partial G_2}{\partial E} e^{\gamma d}} \frac{\frac{G_2}{|G_1|} - \frac{|G_1|}{G_2}}{\frac{G_2}{|G_1|} + \frac{|G_1|}{G_2}} \right]_{E=E_i}, \quad E_\nu = E_i - \frac{2}{\left[V \frac{\partial G_2}{\partial E} e^{\gamma d} \right]_{E=E_i}},$$

что свидетельствует об отсутствии точной корреляции между расположением минимума ρ и максимума ν .

ЛИТЕРАТУРА

1. Landauer R. Philos. Mag., 21, 863 (1970).
2. Anderson P. W. et al., Phys. Rev., B22, 3519, (1980).
3. Gasparian V. M. et al., Phys. Lett., 132, 201 (1988).
4. Варданян А. А., Касаманян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 336 (1980).

ՔԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹԻ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՆՆԵՐ ԹՈՒՆԵԼԱՆՆԵՐ ՀԱՂՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԽԱՆԳԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԱՌԿԱՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ջ. Հ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Դ. Կ. ՄԵԼԻՔ-ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Կիսահաղորդային կամ դիէլեկտրիկական թաղանթի թունելային դիմադրության կամ հաղորդականության համար ստացված է ճշգրիտ արտահայտություն, երբ թաղանթի ներսում

հաշվի են առնվում պարբերական դաշտը և խանգարման տեղաին լրացուցիչ դաշտը: Ապացուցվում է, որ սեղոնանալին պայմաններում դիմադրությունը ունենում է միներմոնների կամ դառնում է դրո: Ուսումնասիրվում է դիմադրության միներմոնների և զիճակների խտության մաթեմատիկական հաստատվածությունների միջև կապը:

RESONANCE TUNNEL CONDUCTION OF THIN FILM IN THE PRESENCE OF DEFECT

Z. A. KASAMANYAN, D. K. MELIK-VARDANYAN

An exact expression for the tunnel resistance or conduction of semiconductor or dielectric thin film is obtained taking into account the presence of periodical and additional local defect fields in it. When the resonance conditions are fulfilled, the resistance of the film is zero or is minimum. The relation between energy positions of resistance minima and the maxima of the density of electron states was studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 295—298 (1990)

УДК 548.35;530.145

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МАГНЕТИКЕ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Г. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАБОЯН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 25 марта 1990 г.)

Внешнее постоянное однородное магнитное поле создает в четырехспиновом обменном магнетике периодическую сверхструктуру намагниченности. Показано, что в системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Известно, что магнитные свойства ряда кристаллов не могут быть объяснены в рамках модели Гейзенберга. Это приводит к заключению, что в этих кристаллах кроме двухспинового должен существовать также и обмен более высоких порядков, в частности, четырехспиновый.

Таковыми являются твердый He^3 (атомный туннельный четырехспиновый обмен), а также соединения $(\text{Tb}, \text{Y})\text{Sb}$, $(\text{Ge}, \text{La})\text{Sb}$, $\text{Mn}(\text{CH}_3\text{COO})_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$, CeTi_3 (электронный четырехспиновый обмен) [1,2].

Ниже предлагается феноменологическое описание таких систем на основе уравнений Ландау-Лифшица [3]. Показано, что однородное магнитное поле в изотропном магнетике создает периодическую магнитную структуру. В системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Магнетик с четырехспиновым обменом задается следующим классическим гамильтонианом.

հաշվի են առնվում պարբերական դաշտը և խանգարման տեղադրված լրացուցիչ դաշտը: Ապացուցվում է, որ սեղոնանալի պայմաններում դիմադրությունը ունենում է միևնույն կամ դառնում է դրո: Ուսումնասիրվում է դիմադրության միևնույնների և զիջակների խտության մարիմոնների էներգետիկ դասավորվածությունների միջև կապը:

RESONANCE TUNNEL CONDUCTION OF THIN FILM IN THE PRESENCE OF DEFECT

Z. A. KASAMANYAN, D. K. MELIK-VARDANYAN

An exact expression for the tunnel resistance or conduction of semiconductor or dielectric thin film is obtained taking into account the presence of periodical and additional local defect fields in it. When the resonance conditions are fulfilled, the resistance of the film is zero or is minimum. The relation between energy positions of resistance minima and the maxima of the density of electron states was studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 295—298 (1990)

УДК 548.35;530.145

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД В МАГНЕТИКЕ С ЧЕТЫРЕХСПИНОВЫМ ОБМЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Г. А. ВАРДАНЯН, Г. М. ГАБОЯН

Ереванский государственный университет

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 25 марта 1990 г.)

Внешнее постоянное однородное магнитное поле создает в четырехспиновом обменном магнетике периодическую сверхструктуру намагниченности. Показано, что в системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Известно, что магнитные свойства ряда кристаллов не могут быть объяснены в рамках модели Гейзенберга. Это приводит к заключению, что в этих кристаллах кроме двухспинового должен существовать также и обмен более высоких порядков, в частности, четырехспиновый.

Таковыми являются твердый He^3 (атомный туннельный четырехспиновый обмен), а также соединения $(Tb, Y)Sb$, $(Ge, La)Sb$, $Mn(CH_3COO)_2 \cdot 4H_2O$, $CeTi_3$ (электронный четырехспиновый обмен) [1,2].

Ниже предлагается феноменологическое описание таких систем на основе уравнений Ландау-Лифшица [3]. Показано, что однородное магнитное поле в изотропном магнетике создает периодическую магнитную структуру. В системе возможен фазовый переход по магнитному полю.

Магнетик с четырехспиновым обменом задается следующим классическим гамильтонианом.

$$H = \sum_{1234} J(1,2,3,4) \{M(r_1)M(r_2)\} \{M(r_3)M(r_4)\}, \quad (1)$$

где J — четырехспиновый обменный интеграл. $M(r)$ — вектор намагниченности, соответствующий узлу решетки r , $|M(r)| = M_0 = \text{const}$.

В континуальном приближении разложим $M(r)$ в ряд до членов второго порядка включительно; после подстановки этих разложений в (1) и последующего перехода от суммирования к интегрированию, получим

$$H = \int W(r) d^3 r, \quad (2)$$

$$W(r) = \alpha_{ik} \frac{\partial M}{\partial x_i} \frac{\partial M}{\partial x_k} + \beta_{iklm} \left\{ \frac{\partial M}{\partial x_i} \frac{\partial M}{\partial x_k} \right\} \left\{ \frac{\partial M}{\partial x_l} \frac{\partial M}{\partial x_m} \right\}.$$

Тензоры α_{ik} , β_{iklm} являются функциями давления и температуры. Их структура определяется симметрией кристалла. В частности, для изотропного кристалла $\alpha_{ik} = \alpha \delta_{ik}$; $\beta_{iklm} = \beta \delta_{ik} \delta_{lm}$, так что плотность энергии (2) принимает следующий вид

$$W(x) = \alpha \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^2 + \beta \left(\frac{\partial M}{\partial x_i} \right)^4. \quad (2a)$$

В дальнейшем будет рассмотрен одномерный магнетик, помещенный в постоянное однородное магнитное поле. Тогда в сферической системе координат плотность энергии примет следующий вид

$$W(x) = \frac{1}{4} |\beta| M_0^4 \left\{ - \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^4 + \frac{1}{2 l_0^2} \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 + \frac{1}{l^4} (1 - \cos) \right\}, \quad (3)$$

где $l_0 = |\beta| M_0^4 / 4 \alpha$, $l^4 = |\beta| M_0^3 / 4 \gamma H$; γ — собственный магнитный момент электрона (атома); кроме того, мы полагаем здесь, что $\beta > 0$. Как будет видно из дальнейшего, этот выбор знака не влияет на положительную определенность функционала энергии.

Первый интеграл уравнений Лагранжа-Эйлера для плотности (3) имеет следующий вид

$$- \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^4 + \frac{1}{l_0^2} \left(\frac{d\theta}{dx} \right)^2 - \frac{4}{l^4} \sin^2 \frac{\theta}{2} - C = 0. \quad (4)$$

Описание решений в общем случае чрезвычайно сложно, поэтому мы ограничимся здесь одним частным случаем $C = \frac{1}{4} l_0^{-4}$. Такой выбор соответствует некоторому метастабильному возбужденному состоянию. В этом случае интегрирование уравнения (4) выполняется довольно просто, и в результате получается:

$$\begin{aligned} \theta &= 4 \arctan \left(\sqrt{\frac{\delta+1}{2}} \frac{x}{4 l_0}, \eta \right), \eta \leq 1, \\ \cos \frac{\theta}{2} &= 1 - \frac{\delta+1}{\delta} \operatorname{sn}^2 \left(\sqrt{\frac{\delta}{4 l_0^2}} x, \eta \right), \eta \geq 1, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\eta = \sqrt{\frac{2\delta}{\delta+1}}$ — модуль эллиптической функции $\operatorname{sn}(z)$ и эллиптической амплитуды $\operatorname{am}(z)$, $\delta = 4(l_0/L)^2$.

Таким образом, плотность (4) определяет некоторую периодическую структуру, период которой определяется следующими выражениями:

$$x_0 = 2^{3/2} l_0 \begin{cases} 2(\delta+1)^{-1/2} K\left(\sqrt{\frac{2\delta}{\delta+1}}\right), \delta \leq 1, \\ \delta^{-3/2}(\delta+1)^{1/2} K\left(\sqrt{\frac{\delta+1}{2\delta}}\right), \delta \geq 1, \end{cases} \quad (6)$$

где $K(\eta)$ — полный эллиптический интеграл 1 рода. Из выражений (6) следует, что при $\eta \rightarrow 1 \pm 0$ ($\delta \rightarrow 1 \pm 0$) периоды структур стремятся к бесконечности по логарифмическому закону. Условие $\eta \rightarrow 1 \pm 0$ означает $H \rightarrow H_c \pm 0$, где $H_c = \alpha^2/4|\beta|M_0$. Итак, в системе происходит фазовый переход по магнитному полю. Из (5) следует, что «промежуточная» фаза задается следующим статическим солитоном

$$\sin \frac{\theta}{2} = 2 \frac{\operatorname{sh}(x/4l_0)}{\operatorname{ch}^2(x/4l_0)}.$$

Для энергии системы с учетом (3) и (5) имеем

$$E = \epsilon \begin{cases} (1+\delta)^{1/2}(1-\delta) K\left(\sqrt{\frac{2\delta}{1+\delta}}\right), \delta \leq 1, \\ \frac{\delta-1}{4\sqrt{3\delta}} K\left(\sqrt{\frac{1+\delta}{2\delta}}\right), \delta \geq 1, \end{cases} \quad (8)$$

где $\epsilon = 16 M_0 (3\alpha^3/|\beta|)^{1/2}$.

Из выражений (8) для энергии периодической структуры следует, что $E \rightarrow 0$ при $H \rightarrow H_c \pm 0$, т. е. энергия «промежуточной» фазы равна нулю. Этот же результат можно непосредственно получить из (4) и (7).

Вблизи H_c намагниченность имеет логарифмическую особенность

$$M \sim -\ln|1-h|, \quad h = H/H_c, \quad (9)$$

а восприимчивость системы — степенную

$$\chi \sim |1-h|^{-1}. \quad (10)$$

Итак, фазовый переход по полю проявляется в аномальном поведении как первых, так и вторых производных энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрагам А., Гольдман М. Ядерный магнетизм. Изд. Мир, М., 2, стр. 351—352, 1984.
2. Нагаев Э. Л. Магнетики со сложными обменными взаимодействиями. Изд. Наука, М., 1988.
3. Ландау Л. Д. Собрание трудов. Изд. Наука, М., 1, стр. 128, 1968.

Չորսսպինային փոխանցային մագնիսիկայում արտաքին հաստատուն և համասեռ մագնիսական դաշտը ուտեղծում է մագնիսացման գերկառուցվածքի ծուլը է տրված, որ համակարգում հնարավոր է ֆազային անցում:

PHASE TRANSITION IN FOUR-SPIN EXCHANGE MAGNETIC

G. A. VARDANYAN, G. M. GABOYAN, A. S. SAAKYAN

A constant homogeneous external magnetic field produces a periodical superstructure of magnetization in a four-spin exchange magnetic. It is shown that in such a system a phase transition induced by magnetic field is possible

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 298—300 (1990)

УДК 538.222

К ТЕОРИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

О. С. ТОРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 мая 1990 г.)

Показано, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию приводят к небольшому изменению расстояния между линиями сверхтонкой структуры, соответствующими сверхтонким переходам с ядерными магнитными квантовыми числами m_I и $-m_I$ спектров электронного парамагнитного резонанса. Как показывают оценки, проведенные для атома водорода и для некоторых парамагнитных ионов в монокристаллах, эти малые изменения сверхтонкого расщепления экспериментально могут быть измерены.

При исследовании спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) простейшей системы неспаренный электрон-ядро со спином $1/2$ (^{13}N , ^{15}N и др.) в монографиях [1, 2] утверждается, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию (СТВ) смещают положение линий сверхтонкой структуры с $m_I = \pm 1/2$ (m_I — ядерное магнитное квантовое число) так, что расстояние между ними остается неизменным. Исходя из этого делается вывод, что эффекты второго порядка не влияют на величину константы СТВ, которую отсчитывают на спектре.

Аналогичное утверждение имеется и в [3] для сверхтонких линий электронного $m_S = +1/2 \rightarrow m_S = -1/2$ (m_S — электронное магнитное квантовое число) перехода соответствующих значениям $m_I = \pm 3/2$ для ионов Cr^{3+} в монокристаллах ацетилацетоната алюминия и ацетилацетона-

Չորսսպինային փոխանցային մագնիսիկում արտաքին հաստատուն և համասեռ մագնիսական դաշտը ուտեղծում է մագնիսացման գերկառուցվածքի ծուլը է տրված, որ համակարգում հնարավոր է ֆազային անցում:

PHASE TRANSITION IN FOUR-SPIN EXCHANGE MAGNETIC

G. A. VARDANYAN, G. M. GABOYAN, A. S. SAAKYAN

A constant homogeneous external magnetic field produces a periodical superstructure of magnetization in a four-spin exchange magnetic. It is shown that in such a system a phase transition induced by magnetic field is possible

Изв. АН Армении, Физика, т. 25, вып. 5, 298—300 (1990)

УДК 538.222

К ТЕОРИИ СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЫ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОГО ПАРАМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА

О. С. ТОРОСЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 20 мая 1990 г.)

Показано, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию приводят к небольшому изменению расстояния между линиями сверхтонкой структуры, соответствующими сверхтонким переходам с ядерными магнитными квантовыми числами m_I и $-m_I$ спектров электронного парамагнитного резонанса. Как показывают оценки, проведенные для атома водорода и для некоторых парамагнитных ионов в монокристаллах, эти малые изменения сверхтонкого расщепления экспериментально могут быть измерены.

При исследовании спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) простейшей системы неспаренный электрон-ядро со спином $1/2$ (^{13}N , ^{15}N и др.) в монографиях [1, 2] утверждается, что эффекты второго порядка по сверхтонкому взаимодействию (СТВ) смещают положение линий сверхтонкой структуры с $m_I = \pm 1/2$ (m_I — ядерное магнитное квантовое число) так, что расстояние между ними остается неизменным. Исходя из этого делается вывод, что эффекты второго порядка не влияют на величину константы СТВ, которую отсчитывают на спектре.

Аналогичное утверждение имеется и в [3] для сверхтонких линий электронного $m_S = +1/2 \rightarrow m_S = -1/2$ (m_S — электронное магнитное квантовое число) перехода соответствующих значениям $m_I = \pm 3/2$ для ионов Cr^{3+} в монокристаллах ацетилацетоната алюминия и ацетилацетона-

та кобальта. Так как это утверждение основывается на том, что эффекты второго порядка одинаково сдвигают энергии переходов для сверхтонких линий соответствующих значениям $\pm m_I$, то оно было бы правильным, если бы спектры ЭПР регистрировались с использованием спектрометров переменной частоты. Если же спектры ЭПР, как обычно, регистрируются с помощью спектрометров фиксированной частоты и, следовательно, расстояние между сверхтонкими линиями определяется в единицах магнитного поля, тогда эффекты второго порядка будут влиять на величину сверхтонкого расщепления.

Действительно, используя соотношения (I.36) работы [2] нетрудно определить резонансные магнитные поля дублета с $m_I = \pm 1/2$ неспаренного электрона ($S = 1/2$) во втором порядке теории возмущений. После чего легко получить следующее выражение для расстояния между сверхтонкими линиями ΔH ,

$$\Delta H = \frac{a}{g\beta} + \frac{a^3}{4g\beta(h\nu)^2}. \quad (1)$$

Здесь a —константа СТВ, g —фактор спектроскопического расщепления, β —магнетон Бора, h —постоянная Планка, ν —частота спектрометра. Второй член в (1) обусловлен эффектами второго порядка и для многих парамагнитных систем слишком мал, чтобы мог влиять на экспериментально определенную константу a .

Однако в некоторых случаях, как например для атома водорода, обладающего аномально большой величиной константы СТВ, второй член в (1) можно было бы наблюдать экспериментально.

Действительно, оценивая для атома водорода, при значениях параметров $\nu = 9000$ МГц, $a = 1420$ МГц и $g = 2,0023$, величину этого члена, получим значение ≈ 3 Гс. Следовательно, такое изменение сверхтонкого расщепления, при прецизионных экспериментальных измерениях, вполне может быть наблюждено.

Отметим также, что в случае $S > 1/2$ и при наличии тонкой структуры спектры ЭПР усложняются, однако сущность рассмотренного явления не меняется. Эффекты второго порядка всегда приводят к изменению расстояния пары ($m_I, -m_I$) линий сверхтонкой структуры. Как показывают оценки, для ионов M_n^{2+} ($S = 5/2, I = 5/2$) в монокристаллах $SrTiO_3$ величины этих изменений для электронного $m_S = +1/2 \leftrightarrow m_S = -1/2$ перехода могут достигать значений 1,5—2 Гс. Таким образом, можно заключить, что учет эффектов второго порядка может оказаться необходимым при более точном определении констант СТВ из сверхтонких расщеплений спектров ЭПР.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бучаченко А. А., Вассерман А. М. Стабильные радикалы. М., 1973, стр. 19.
2. Драго Р. Физические методы в химии. М., т. 2, с. 15, 1981.
3. McGarvey B. R. J. Chem. Phys., 40, 809 (1964).

Ցույց է տրված, որ գերնուրը հոխաղդեցության երկրորդ կարգի էֆեկտները բերում են էլեկտրոնային պարամագնետական ուղղանոսի սպեկտրների գերնուրը կառուցվածքի m_I և $-m_I$ միջուկային քվանտային թվերին համապատասխանող ուղղանոսային դժերի հեռավորության ոչ մեծ հոփոխության, Զբաժնի ատոմի և միարյուրեղներում որոշ պարամագնետական իոնների համար կատարված գնահատականները ցույց են տալիս, որ գերնուրը ճեղքման այդ փոքր հոփոխությունները փորձով դիտվող մեծություններ են:

ON THE THEORY OF HYPERFINE STRUCTURE OF ELECTRON PARAMAGNETIC RESONANCE SPECTRA

O. S. Torosyan

The second order hyperfine effects are shown to slightly change the field separation between the hyperfine lines with nuclear magnetic quantum numbers m_I and $-m_I$ of electron paramagnetic resonance spectra. Estimates for hydrogen atom and some paramagnetic ions in single crystals show that these small changes in hyperfine splittings are experimentally measurable.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ԳԻՋՐԻԿԱ ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

Р. О. Авакян, И. Х. Косаков, Г. О. Марукян, А. А. Оганесян, Ж. В. Петросян. Исследование поляризационных явлений кумулятивных протонов в реакции $\gamma A \rightarrow pX$	247
Г. Ю. Крючкян, К. В. Херунцян. Спектры второй гармоники для сжатого света	253
А. Р. Мкртчян, А. Р. Арамян, Г. А. Галечян. Влияние плазмы на параметры импульса звуковой волны	260
С. А. Микаелян, К. Б. Петросян, К. М. Похсрамян. Четырехфотонная параметрическая сверхлюминесценция в парах цезия при двухфотонном пикосекундном возбуждении	264
М. Э. Арутюнян, Г. А. Варданын, А. С. Саакян. К теории рассеяния решеточных квазичастиц	268
А. К. Саркисян, В. М. Арутюнян, Э. В. Путный, Н. М. Добровольский, В. М. Аракелян, Р. С. Акопян. Исследование сверхпроводящих переходов висмутовых керамик в магнитных полях до 80 кЭ	271
Г. М. Айвазян. Возможности использования формул Рэлея для расчетов ослабления и радиолокационного отражения ММ и СВММ волн в облаках	274
О. С. Ерицян. Поток энергии электромагнитного поля в холестерическом жидком кристалле	281
Э. М. Касаманян, Д. К. Мелик-Варданын. Резонансная туннельная проводимость тонкой пленки при наличии дефекта	289
Г. А. Варданын, Г. М. Габоян, А. С. Саакян. Фазовый переход в магнетике с четырехспиновым обменным взаимодействием	295
О. С. Торосян. К теории сверхтонкой структуры спектров электронного парамагнитного резонанса	298
Внимание авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП)	

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ավագյան Ռ. Հ., Կոսակով Ի. Խ., Մարոսյան Հ. Հ., Հովհաննիսյան Ա. Ա., Պետրոսյան Ժ. Վ. $\gamma A \rightarrow P\chi$ ռեակցիայում կոմպլեքսային պրոտոնների բեռնացման երևույթների ուսումնասիրությունը	247
Կունյկայան Գ. Յու., Խերունցյան Կ. Վ., Սեղմված լույսի երկրորդ հարմոնիկայի սպեկտրները	253
Մկրտչյան Ա. Ռ., Աբամյան Ա. Ռ., Գալսեյան Գ. Ա. Պլազմայի աղդեցությունը ձայնային ալիքի իմպուլսի պարամետրերի վրա	260
Միխայելյան Ս. Ա., Պետրոսյան Կ. Բ., Փոխարարյան Կ. Մ. Նրկֆոտոն պիկովայրկյանային զրգուման պայմաններում քառաֆոտոն պարամետրիկ լյումինեսցենցիան ցեղիումի գոյությունը	264
Հարությունյան Մ. Զ., Վարդանյան Գ. Ա., Սահակյան Ա. Ա. Ցանցային քվադրմասնիկների ցրման տեսության վերաբերյալ	268
Սարգսյան Ա. Գ., Հարությունյան Վ. Մ., Պոստին Է. Վ., Դաբրավալսկի Ն. Մ., Առաքելյան Վ. Մ., Հակոբյան Ռ. Ս. Բիսմութային կերամիկաների դերահաղորդիչ անցումների ուսումնասիրությունը մինչև 80 կԷ մագնիսական դաշտերում	271
Այվազյան Հ. Մ., Ամպերում միլիմետրանոց և սոբմիլիմետրանոց ալիքների ուղիղության արտացոլման ուղիքի բանաձևերի կիրառման հնարավորությունները	274
Նրիցյան Հ. Ս. Էլեկտրամագնիսական էներգիայի հոսքերը խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղում	281
Կասամանյան Զ. Հ., Մելիք Վարդանյան Գ. Կ. Բարակ թաղանթի ուղղանկյունային թռչնային հաղորդականությունը խանգարումների առկայությամբ	289
Վարդանյան Գ. Ա., Գաբրյան Գ. Մ., Սահակյան Ա. Ս. Ֆազային անցում շոռսպինային փոխանցային մագնետիկում	295
Թորոսյան Հ. Ս. Էլեկտրոնային պարամագնիսական ուղղանկյուն սպեկտրների դերնուրը կառուցվածքի մասին	298

Техн. редактор Азизбекян Л. А.

Сдано в набор 24.08.90 г. Подписано к печати 23.11.90 г.
 Формат 70X108¹/₁₆. Бумага № 1, «сыктывкарская». Плоская печать. Печ. лист. 3,75.
 Усл. печ. лист. 5,25. Усл. кр. отт.—5,25. Учет.-изд. 4,11. Тираж 445. Заказ 369.
 Издат. 7830. Цена 65 коп.
 Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г. II эт., 1 к.
 Издательство Академии наук Армении, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.
 Типография Издательства АН Армении, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.