ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

______ФИЗИКА

1978

Издается с 1966 г. Периодичность-6 номеров в год.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հառությունյան (պատասիահատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասիահատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզարհկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շաննազարյան (պատասիահատու թարտուզար), Է. Գ. Շառոյան, Գ. Ս. Սանակյան, Հ. Հ. Վարդապհայան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вергапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

идршарпандий затбо19, времи 19, Виреканутан, 24 ч., свп. 56-08-31 Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Бареканутан, 24 г., тел. 56-08-31

C Издательство АН Армянской ССР, 1978 г.

ОБ ЭФФЕКТИВНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ у-КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ АДРОНОВ РАЗЛИЧНОЙ ПРИРОДЫ

С. В. МИТОЯН

На основе обобщения известных экспериментальных данных по экспериментам на ускорителях и в космических лучах делается заключение, что высокоэнергичные у-кванты с $E_{\chi} \gtrsim 1$ *Тэв* с одинаковой эффективностью рождаются при взаимодействии адронов различной природы, а именно, при взаимодействии высокоэнергичных пионов н пуклонов.

Экспериментальные результаты об эффективности рождения высокоэнсргичных л⁰-мезонов (у-квантов) при взаимодействии адронов различной понроды (пN, NN, N-ядро, п-ядро) представляют интерес с точки зрения выяснения механизма генерации высокоэнергичных у-квантов пионами и нуклонами и получения некоторых указаний об элементарном акте нсупругих адрон-адронных взаимодействий при высоких энергиях. Существуют разные, в большинстве своем противоречивые, соображения о механизме генерации высокоэнергичных у-квантов (у-квантов в области фрагментации налетающего адрона) пионами и нуклонами. Так, согласно заключениям работ [1, 2] высокоэнергичные у-кванты с близкими средними характеристиками одинаково эффективно генерируются и в пионных, и в нуклонных взаимодействиях при первичных энергиях Е.>1 Тэв. А по заключениям работ [3-5] в пионных столкновениях энергетически выделенные л⁰-мезоны (и тем самым ү-кванты) из-за различия процессов асимметрии и перезарядки в нуклонных и пионных взаимодействиях могут рождаться с большей вероятностью. Из этого следует, что при близких средних характеристиках высокоэнергичных у-квантов, рожденных во взаимодействиях первичных пионов и нуклонов, особенность пионных столкновений по сравнению с нуклонными, если она существует, может проявиться в различных значениях эффективности генерации высокоэнергичных у-квантов.

Рассмотрим значение эффективности рождения π^0 -мезонов (в области фрагментации налетающего адрона) при энергиях взаимодействующих адронов $E_0 > 1$ Тэв. Такие результаты в настоящее время дают, в основном, эксперименты в космических лучах.

 Нетрудно показать (см. Приложение), что выражение, характеризующее отношение эффективностей генерации у-квантов пионами и нуклонами космических лучей, имеет следующий вид:

$$J=\frac{\eta(\geq E_0, t)-(1-\alpha)\eta(\geq E_0, 0)}{\alpha \eta (\geq E_0, 0)},$$

^{где} γ (> E_0 , t) = Γ (> E_0 , t)/ F_h (> E_0 , t) – эффективность генерации π° -мезонов (γ -квантов) с энергией $E > E_0$ адронами космических лучей в 1 грамме вещества в секунду на высоте t ($z \ cm^{-2}$), Γ (> E_0 , t) – спектр генерации 7-квантов, т. е. количество 7-квантов с энергией $E > E_0$, генерируемых в 1 грамме вещества в секунду на высоте $t(\imath c \imath c \imath -2)$, $F_h(>E_0, t)$ —поток адронов с энергией $E > E_0$ на высоте $t; \imath = F_z (>E_0, t)/$ $|F_h(>E_0, t)$ —доля пионов в потоке всех адронов космических лучей (предполагается, что доля нуклонов в потоке всех адронов космических лучей есть $F_N/F_h = 1 - \alpha$).

Значения $\eta (\ge E_0, t)$ приводятся в табл. 1. Данные, относящиеся к высоте t = 0 (вблизи границы атмосферы, где в потоке генерирующих частиц отсутствуют пионы), взяты из работы [7], а для t = 700 гсм⁻²

Таблица 1

t (1 cm ⁻²)	$\Gamma (\geqslant 1 \ T \Rightarrow \sigma, t)$ $(i^{-1} \ ce\kappa^{-1} \ cmep^{-1})$	$F (> 1 Too, t) (cm^{-2} ce\kappa^{-1} cmep^{-1})$	$\eta (> E_0, t)$
0	$(3,4\pm0,4)\cdot10^{-9}$	$\sim 8,8\cdot 10^{-6}$	$(3,9\pm0,5)\cdot10^{-4}$
	$(8,5\pm1,2)\cdot10^{-12}$	(2,1±0,2)·10 ⁻⁸ [8]	$(4,0\pm0,7)\cdot10^{-4}$

получены на основе результатов работ [8, 9]. Если принять, что доля пионов с $E \ge 1$ Тэв в потоке всех адронов на высоте гор ($t = 700 \ i \ cm^{-2}$) составляет $\alpha > 30\%$, а доля нуклонов—соответственно ($1-\alpha$) < 70%, то оценка отношения эффективностей генерации у-квантов пионами и нуклонами дает: $J = 1,1 \pm 0,5$. Полученный результат позволяет сделать заключение, что высокоэнергичные пионы и нуклоны обладают в среднем одинаковой эффективностью генерации высокоэнергичных у-квантов.

2. Для подтверждения сделанного заключения можно сравнить характеризующую интенсивность генерации у-квантов величину a_0 [8], вычисленную из ускорительных данных, с данными из экспериментов в космических лучах (см. Приложение). Это сравнение проводится на основе подобия спектров ультрарелятивистских частиц в различных системах отсчета [10]. Когда скорость л-системы относительно *y*-системы удовлетворяет условию $v \ll v_1^*$, где v_1^* — продольная скорость инклюзивной частицы в *y*-системе, то распределение частиц с точностью до релятивистских поправок ($\sim v/v_1^*$) не изменяется при переходе из *y*-системы в л-систему. А для вторичных γ-квантов указанное условие всегда выполняется.

Из той же аппроксимации инвариантных сечений рождения γ -квантов в инклюзивной реакции $pp \rightarrow \gamma + X$, рассмотренной в статье, можно оценить значение среднего парциального коэффициента неупругости $\langle K_{\gamma} \rangle$. Полученное значение $\langle K_{\gamma} \rangle \sim 0,15$ удовлетворительно согласуется с известными данными [5, 6] о $\langle K_{\gamma} \rangle$ для NN-или NC¹²-взаимодействий.

Вышенэложенное, по-видимому, позволяет считать корректным сравчение величины ао, полученной из ускорительных данных (д-система) и данных по космическим лучам (л-система). Для получения оценки ао изданных по экспериментам на ускорителях можно воспользоваться выражением

254

$$a_0 = < n_{\gamma} > < x^{\beta} >,$$

где $\langle n_7 \rangle$ — средняя множественность γ -квантов, рожденных в одном акте взаимодействия, х — фейнмановская переменная, $\wp \beta \simeq 1,7$ — показатель интегрального энергетического спектра адронов в космических лучах.

 $< x^{\delta} > = \frac{\int_{0}^{1} x^{\beta} \frac{d\sigma_{\gamma}}{dx} dx}{\sigma_{pp}^{in} < n_{\gamma} >},$ $a_{0} = \frac{\int_{0}^{1} x^{\beta} \frac{d\sigma_{\gamma}}{dx} dx}{\sigma_{pp}^{in} - }.$

Поскольку

то

При определенной аппроксимации инвариантного сечения рождения

$$\gamma$$
-квантов в инклюзивной реакции $pp \rightarrow \gamma + X$ [11] $\left(x \frac{d\sigma_{\gamma}}{dx} = 30 \times \exp(-7x)\right)$ мбн для $x \ge 0,1$ и $x \frac{d\sigma_{\gamma}}{dx} = 44 \exp(-13x)$ мбн для $0 < x \le 0,1$)
для импульсов первичных частиц $P_0 = 100 \div 300$ и $1000 \div 2000$ Гэв/с
имеем

$$a_0 \simeq 3, 5 \cdot 10^{-2}$$
.

Для получения оценки а₀ по результатам [9] эксперимента в космических лучах воспользуемся соотношением

$$a_0 = \frac{\beta + 1}{2} \frac{\lambda}{d} \frac{N_{\gamma} (> 1 \ T_{\mathcal{PB}})}{F(> 1 \ T_{\mathcal{PB}}; \ 700 \ \iota \ cm^{-2})} \frac{1}{st \ \Omega},$$

где $\lambda \simeq 83 i c m^{-2}$ [8] — пробег взаимодействия адронов в атмосфере, $d \simeq 34 i c m^{-2}$ [9] — среднее количество вещества в установке, в котором происходило рождение γ -квантов, $N_{\rm fl} (\ge 1 T_{38}) = 80 \pm 9$ – абсолютное число γ -квантов, рожденных в установке [9], $F(\ge 1 T_{38}, 700 i c m^{-2}) =$ $= (0,77 \pm 0,08) c m^{-2} c e \kappa^{-1} c mep^{-1}$ [8], st $2 \simeq 1 \cdot 10^4 m^2 u ac c mep$ — геометрический фактор установки [9]. После подстановки соответствующих данных в формулу получаем

$$a_0 \simeq (3, 4 \pm 0, 5) \cdot 10^{-2}$$
.

Приведенная оценка согласуется с предсказанием, полученным из ускорительных данных для *pp*-взаимодействия.

Аналогичным путем можно оценить величину a_0 на основе результатов работы [12] для одиночных адронов (представляющих в основном нуклоны) и адронов, идущих в ґруппах (среди которых присутствуют и пионы, и нуклоны) в космических лучах на высотах гор [13]. Все оценки величины a_0 приводятся в табл. 2.

С. В. Митоян

Таблица 2

Природа пе	рвичных адронов	a ₀
1. рр-взаимодействие (ускор	итель [11])	$\sim 3.5 \cdot 10^{-2}$
2. Взаимодействия адрон-яд ских лучах на высотах го	ра графита (все адроны в космиче- р [9])	$(3,4\pm0,5)\cdot10^{-2}$
3. Взаимодействия адрон-ядр пах на высотах гор, — пи	а графита (адроны, идущие в груп- оны и нуклоны [12])	$(3,1+0,8)\cdot 10^{-2}$
4. Взаимодействия адрон-ядр высотах гор-в основном,	а графита (одиночные адроны на нуклоны [12])	$(4,0\pm1,3)\cdot10^{-2}$

Данные табл. 2 позволяют сделать заключение, что высокоэнергичные ү-кванты с $E_{\gamma} \ge 1$ Тэв с одинаковой эффективностью рождаются при взаимодействии адронов различной природы, а именно, при взаимодействии высокоэнергичных пионов и нуклонов. Тем не менее следует отметить, что даиные экспериментов в космических лучах, относящиеся к природе первичных взаимодействующих адронов, носят косвенный характер. Для подтверждения вышеизложенных заключений необходимы прямые эксперименты с четкой идентификацией природы первичных взаимодействующих высокоэнергичных адронов.

В заключение приношу свою глубокую благодарность Н. Л. Григорову за ценные советы и полезные обсуждения.

Ереванский политехнический институт

Поступила 5.Х.1976

Приложение

Ожидаемое отношение эффективности иенерации высокоэнеричных у-квантов (т^о-мезонов) пионами и нуклонами космических лучей.

Интенсивность генерации γ -квантов (спектр генерации γ -квантов) — число γ -квантов с энергией $E_{\gamma} \div E_{\gamma} + dE_{\gamma}$, генерируемых в 1 грамме вещества в 1 секунду на глубине t потоком адронов космических лучей, идущих в вертикальном направлении в телесном угле в 1 стерадиан, — равна

$$\Gamma(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} = \int_{E_{\gamma}}^{\infty} \frac{2}{E} \Pi(E, E_{0}) dE dE_{\gamma}, \qquad (1)$$

где

$$\Pi (E, E_0) dE = \frac{1}{\lambda_h} \int_E^{\infty} \psi (E, E_0) dE F_h (E_0, t) dE_0$$
(2)

есть интенсивность генерации π° -мезонов с энергией $E \to E + dE$. В выражении (2) $\lambda_h =$ пробег взаимодействия адронов в атмосфере,

$$F_h(E_0, t) dE_0 = BE_0^{-(\beta+1)} dE_0$$

есть поток адронов с энергией $E_0 \div E_0 + dE_0$ на глубине атмосферы t, $\psi(E, E_0) dE$ — вероятность того, что адрон с энергией E_0 генерирует π° -мезон с энергией $E \div E + dE$.

Исходя из однородности распределения высокоэнергичных вторичных частиц можно записать

$$\psi(E, E_0) dE = \langle n_0 \rangle f(E/E_0) \frac{dE}{E_0},$$

где $\langle n_0 \rangle$ — среднее число π° -мезонов, генерируемых в одном акте взаимодействия, а функция $f(E/E_0)$ удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{0}^{1} f(E/E_0) \frac{dE}{E_0} = 1.$$

Если ввести переменную $\varkappa = E/E_0$, то выражение (1) можно представить в следующем виде:

$$\Gamma(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} = \int_{E_{\gamma}} \int_{E}^{\gamma} \frac{2}{E} \frac{1}{\lambda_{h}} \psi(E, E_{0}) dEF_{h}(E_{0}, t) dE_{0} dE_{\gamma} =$$

$$= \frac{2}{\beta + 1} \frac{1}{\lambda_{h}} < n_{0} > BE_{\gamma}^{-(\beta + 1)} dE_{\gamma} \int_{0}^{1} z_{\gamma}^{\beta} f(z) dz = \qquad (3)$$

$$= \frac{2}{\beta + 1} \frac{1}{\lambda_{h}} a_{0} F_{h}(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma},$$

$$a_{0} = < n_{0} > \int_{0}^{1} z^{\beta} f(z) dz = < n_{0} > < z^{\beta} > - \text{ основная характеристи-}$$

где $a_0 = \langle n_0 \rangle \int_0 x^\beta f(x) dx = \langle n_0 \rangle \langle x^\beta \rangle$ – основная характеристи

ка интенсивности генерации 7-квантов.

Далее, предполагая, что поток адронов космических лучей на высотах гор состоит из нуклонов и пионов, выражение (3) запишем в следующем виде:

$$\Gamma(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ \frac{1}{\lambda_N} a_{0N} F_N(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} + \frac{1}{\lambda_{\pi}} a_{0\pi} F_{\gamma}(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} \right\}$$

Для интенсивности генерации γ -квантов с энергией $E_{\gamma} \gg E_0$ соответственно получим следующее соотношение:

$$\Gamma (\gg E_0, t) = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ \frac{1}{\lambda_N} a_{0N} \int_{E_0}^{\infty} F_N(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} + \frac{1}{\lambda_{\pi}} a_{0\pi} \int_{E_0}^{\infty} F_{\pi}(E_{\gamma}, t) dE_{\gamma} \right\} =$$

С. В. Митоян

$$=\frac{2}{\beta+1}\left\{a_{0N}\frac{1}{\lambda_{N}}F_{N}(\geqslant E_{0}, t)+a_{0\pi}\frac{1}{\lambda_{\pi}}F_{\pi}(\geqslant E_{0}, t)\right\}$$
(4)

Эффективность генерации у-квантов потоком адронов космических лучей определяется выражением

$$\eta (\geqslant E_0, t) = \frac{\Gamma(\geqslant E_0, t)}{F(\geqslant E_0, t)}.$$
(5)

Подставляя выражение (4) для Г (> E₀, t) в (5), получим

$$\eta (\geqslant E_0, t) = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ a_{0N} \frac{1}{\lambda_N} \frac{F_N}{F_h} + a_{0\pi} \frac{1}{\lambda_\pi} \frac{F_\pi}{F_h} \right\}.$$
(6)

Обозначим долю пионов в потоке всех адронов космических лучей через $a = F_{\pi}/F_{h}$; соответственно $F_{N}/F_{h} = 1 - \alpha$. Вблизи границы атмосферы пионы в потоке адронов отсутствуют, т. е. $\alpha = 0$, следовательно

$$\gamma(\geqslant E_0, 0) = \frac{2}{\beta + 1} a_{\nu N} \frac{1}{\lambda_N}.$$
(7)

Для глубины атмосферы t имеем

$$\eta \left(\geqslant E_0, t \right) = \frac{2}{\beta + 1} \left\{ a_{0N} \frac{1}{\lambda_N} \left(1 - \alpha \right) + a_{0\pi} \frac{1}{\lambda_\pi} \alpha \right\}.$$
(8)

Из выражений (7), (8) и (3) можно найти соотношение, характеризующее отношение эффективностей (5) генерации у-квантов пионами и нуклонами:

$$J = \frac{a_{o\pi}}{a_{0N}} \frac{\lambda_N}{\lambda_{\pi}} = \frac{\eta(\geq E_0, t) - (1 - \alpha) \eta(\geq E_0, 0)}{\alpha \eta(\geq E_0, 0)}.$$

ΛИТЕРАТУРА

- 1. Н. Л. Григоров и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 368 (1974).
- 2. Н. Л. Григоров и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 38, 954 (1974).
- В. С. Мурзин. Сб. Школа—семинар молодых ученых по проблемам физики эл. частиц. Дубиа, 1975.
- 4. С. А. Азимов, Т. С. Юлдашбаев. Неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами, Ташкент, 1974.
- 5. Н. С. Ангелов и др. Препринт Р1-8718, Дубна, 1975.
- 6. Н. В. Масленникова и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1696 (1972).
- 7. Н. Л. Григоров и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 1657 (1972).
- Н. Л. Григоров и др. Частицы высоких энергий в космических лучах, Изд. Наука, М., 1973.
- 9. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрмССР, Физика, 10, 84 (1975).
- Ю. П. Никитин, Н. Л. Розенталь. Теория множественных процессов, Атомиздат, М., 1976.
- 11. J. Whitmore. Phys. Reports, 10C, 275 (1975).
- 12. Н. Л. Григоров, С. В. Митоян, А. И. Савельева. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 93 (1973).
- 13. С. В. Митоян. Изв. АН АрмССР, Физика (в печати).

258

ՏԱՐԲԵՐ ԲՆՈՒՅԹԻ ԱԳՐՈՆՆԵՐԻ ՓՈԽԱԶԳԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ _Չ–ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԳԵՆԵՐԱՑՄԱՆ ԷՖԵԿՏԻՎՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

U. 4. UPSASU.5

Արագացուցի_լների վրա և կոսմիկական ճառագայքներում արված փորձերից շայանի փոր ձարարական տվյալների ընդշանրացման շիման վրա արվում է նգրակացություն, որ մեծ Լներգիայի γ -րվանաները ($\varepsilon_{\gamma} \ge 1$ Std) միննույն էֆնկաիվությամբ են ծնվում տարբեր ընույթի աղոնների փոխաղցեցություններում, այն է՝ մեծ էներգիայի պիոնների և նուկլոնների փոխաղզեցություններում։

ON THE EFFICIENCY OF HIGH ENERGY 7-QUANTA GENERATION IN THE INTERACTIONS OF DIFFERENT NATURE HADRONS

S. V. MITOYAN

Based on the generalization of known data from accelerator and cosmic ray experiments, it is concluded, that γ -quanta with $E_{\gamma} \ge 1$ Tev are produced with the same efficiency in the interactions of different nature hadrons, viz., in high energy pion and nucleon interactions.

РЕЗОНАНСНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРЕХУРОВНЕВОМ АТОМЕ

Б. А. ГЛУШКО, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Рассматривается трехуровневая модель атома в поле излучения двух монохроматических воли, резонансных смежным переходам. Получены штарковские сдвиги уровней атома и вероятности многофотонных комбинационных процессов. Выписаны квазивнергии и волновые функции атома в поле и рассмотрена возможность заселения третьего уровня в зависимости от промежуточной расстройки. Исследуются эффекты, связанные с вырождением атомных уровней и поляризацией излучения.

1. Введение

Рассматривается трехуровневая модель атома в поле излучения двух монохроматических волн, резонансных смежным переходам. Такая модель может служить для описания процессов комбинационного рассеяния или двухфотонного поглощения. В рамках теории возмущений сечение комбинационного рассеяния впервые было получено в [1], а вероятность одновременного испускания двух квантов — в [2].

В связи с развитием лазерной спектроскопии, в частности, двухфотонной спектроскопии щелочных металлов [3—7], представляется интересным исследование моделей такого типа без использования теории возмущений, так как эффекты интенсивности вблизи резонанса с атомными переходами становятся существенными. В этом случае обычно используется резонансное приближение [8—10].

Трехуровневые модели релаксирующих атомов с мгновенным включением взаимодействия рассматривались в разное время в работах [11, 12] по теории возмущений и в [13, 14] без ее применения. В работе [15] исследовалось прохождение импульса излучения в среде трехуровневых релаксирующих атомов в случае комбинационного рассеяния и в случае двухфотонного возбуждения. Комбинационное рассеяние в поле двух волн подробно изучалось в [16] в случае точного двухфотонного резонанса. В работе [17] исследовались вопросы самоиндуцированной прозрачности в среде с двухфотонным поглощением.

2. Атом в поле. Вероятность заселения третьего уровня

Рассмотрим взаимодействие трехуровневого атома с двумя монохроматическими волнами с частотами ω_1 и ω_2 , близкими к резонансу с переходами 1-2 и 2-3 соответственно. Будем описывать поле излучения результирующим вектором напряженности

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{1} e^{i(k_{1}z - \omega_{1}t)} + \mathbf{E}_{2} e^{i(k_{2}z - \omega_{2}t)} + \kappa_{2} c_{2}$$
(1)

где $E_{1,2}$ – комплексные векторы, не зависящие от времени. Волновые функции стационарных состояний изолированного атома обозначим через $\psi_i(H_0 \psi_i = W_1 \psi_i), i = 1, 2, 3).$

Решение уравнения Шредингера

$$i\hbar \frac{\partial \Phi}{\partial t} = (H_0 - \mathbf{d}\mathbf{E}) \Phi \tag{2}$$

для волновых функций системы "атом-поле" имеет следующий вид (i = 1, 2, 3):

$$\Phi_{l} = C_{l} \left\{ \psi_{l} + \frac{\lambda_{l}}{\gamma_{1}} \psi_{2} e^{-i\omega_{1}t} + \frac{\lambda_{l}}{\lambda_{l} - \Delta} \frac{\gamma_{2}}{\gamma_{1}} \psi_{3} e^{-i(\omega_{1} + \omega_{2})t} \right\} e^{-i(\lambda_{l} + W_{1})t}, \quad (3)$$

где

$$C_{i} = \left\{1 + \frac{\lambda_{i}^{2}}{|\gamma_{1}|^{2}} + \left(\frac{\lambda_{i}}{\lambda_{i} - \Delta}\right)^{2} \frac{|\gamma_{2}|^{2}}{|\gamma_{1}|^{2}}\right\}^{-\frac{1}{2}}, \qquad (4)$$

а значения квазиэнергии λ_i являются корнями кубического уравнения (см. также [16—21])

$$\lambda (\lambda - \varepsilon) (\lambda - \Delta) - |\gamma_1|^2 (\lambda - \Delta) - |\gamma_2|^2 \lambda = 0.$$
 (5)

Здесь $\varepsilon = \omega_{21} - \omega_1 = W_2 - W_1 - \omega_1 - расстройка однофотонного резонанса, <math>\Delta = \omega_{31} - \omega_1 - \omega_2 = W_3 - W_1 - \omega_1 - \omega_2 - расстройка двухфотонного резонанса (расстройка резонанса второй волны с переходом 2-3 равна <math>\Delta - \varepsilon = \omega_{32} - \omega_2$), $\gamma_1 = (d_{12}E_1)$, $\gamma_2 = (d_{23}E_2)$ (используется система единиц $\hbar = c = 1$), а d_{12} и d_{23} - матричные элементы дипольного момента для переходов $1 \rightarrow 2$ и $2 \rightarrow 3$.

Функции (3) получены в резонансном приближении [8], т. е. $|\varepsilon|$, $|\Delta| \ll \omega_1, \omega_2$. При этом пренебрегается взаимодействием полей 1 и 2 соответственно с переходами 2-3 и 1-2 (отсутствие резонанса с этими переходами). При выключении взаимодействия функции Φ_t переходят в невозмущенные стационарные функции атома ψ_t (адиабатическое включение взаимодействия). Это означает, что каждому невозмущенному состоянию ψ_t однозначным образом можно привести в соответствие определенную ϕ_y нкцию Φ_t и квазиэнергию λ_t .

Как следует из уравнения (5) (см. также [10, 21]), корни его не вырождены и коэффициенты в выражении (3) не имеют особенностей. В пределе теории возмущений $|\gamma_{1,2}| \ll |\varepsilon|$, $|\Delta|$ для квазиэнергий λ_t имеем следующие выражения:

$$\lambda_{1} = \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\varepsilon} \left(1 - \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\varepsilon^{2}} + \frac{|\Upsilon_{2}|^{2}}{\varepsilon\Delta} \right),$$

$$\lambda_{2} = \varepsilon + \left(\frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\varepsilon} - \frac{|\Upsilon_{2}|^{2}}{\Delta - \varepsilon} \right) \left(1 - \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\varepsilon^{2}} - \frac{|\Upsilon_{2}|^{2}}{(\Delta - \varepsilon)^{2}} \right),$$

$$\lambda_{3} = \Delta + \frac{|\Upsilon_{2}|^{2}}{\Delta - \varepsilon} \left(1 - \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\Delta (\Delta - \varepsilon)} - \frac{|\Upsilon_{2}|^{2}}{(\Delta - \varepsilon)^{2}} \right).$$
(6)

В обратном предельном случае ($|\varepsilon|$, $|\Delta| \ll |\gamma_{1, 2}|$) имеем

$$\lambda = \frac{|\Upsilon_1|^2}{\gamma^2} \Delta, \quad \lambda = \frac{\varepsilon}{2} + \frac{|\Upsilon_2|^2}{\gamma^2} \Delta \pm \gamma, \quad \gamma = (|\Upsilon_1|^2 + |\Upsilon_2|^2)^{\frac{1}{2}}. \tag{7}$$

При переходах системы между квазиэнергетическими состояниями, которые описываются волновыми функциями Ф_l, происходят вынужденные (по сильному полю) процессы многофотонного рассеяния и резонансного поглощения. Эти процессы описываются матричными элементами

$$V_{ik} = (\Phi_i V' \Phi_k), \quad i, k = 1, 2, 3,$$
 (8)

где V' — оператор энергии дипольного взаимодействия атома в сильных полях с рассеянным полем Е:

$$V' = -(\mathbf{d}\mathbf{E}') \, e^{-i\omega' t} + \kappa. \ c. \tag{9}$$

Матричные элементы (9) имеют следующую структуру:

$$-V_{ik} = 2\pi \{ G_{ik}^{(1)} E^{\prime *} \delta(\omega^{\prime} - \omega_{ik}^{(1)}) + G_{ik}^{(2)} E^{\prime *} \delta(\omega^{\prime} - \omega_{ik}^{(2)}) + F_{ik}^{(1)} E^{\prime} \delta(\omega^{\prime} - \Omega_{ik}^{(1)}) + F_{ik}^{(2)} E^{\prime} \delta(\omega^{\prime} - \Omega_{ik}^{(2)}) \}.$$
(10)

Первые два члена описывают излучение на частотах $\omega_{ik}^{(1,2)}$, а вторые два — поглощение на частотах $\Omega_{ik}^{(1,2)}$:

Величины G и F определяют вероятности соответствующих процессов в единицу времени:

$$dW^{(\text{H3A})} = |G|^2 \frac{{\omega'}^3}{2\pi} (N_{\omega'} + 1) do,$$

$$dW^{(\text{nora})} = |F|^2 \frac{{\omega'}^3}{2\pi} N_{\omega'} do,$$
(12)

где N_{w'} — число фотонов с частотой w' рассеянного поля Е'.

Рассмотрение величин $G_{lk}^{(1,2)}$ показывает, что вблизи каждой из частот $\omega_{1,2}$ имеются три линии комбинационного рассеяния в соответствии с наличием в системе трех резонансов є, Δ , Δ —є [22]. В частности, для четырежфотонного процесса с переходом атома в верхнее возбужденное состояние ($\Phi_1 \rightarrow \Phi_3$) имеем

$$\omega_{13}^{(1,2)} = \omega_{12} - \Delta + \delta \Delta_{13} \left(G_{13}^{(1)} = \frac{\gamma_1^2 \gamma_2}{\varepsilon \Delta \ (\Delta - \varepsilon)} d_{12}; \ G_{13}^{(2)} = \frac{\gamma_1 \gamma_2^2}{\varepsilon \Delta \ (\Delta - \varepsilon)} d_{23} \right).$$
(13)

Здесь $G_{ik}^{(1,2)}$ приведены при условии $|\gamma_{1,2}| \ll |\varepsilon|$, $|\Delta|$ (теорчя возмущений). Сдвиг частоты комбинационного рассеяния в том же приближении равен

$$\delta\omega_{13} = \frac{|\gamma_1|^2}{\varepsilon} + \frac{|\gamma_2|^2}{\Delta - \varepsilon}$$
 (14)

Четырехфотонные процессы излучения на частоте $w_{13}^{(1,2)}$ (переход $\Phi_i \rightarrow \Phi_s$) при условии малости расстройки двухфотонного резонанса с боль-

шой вероятностью заселяют третий уровень. Поэтому переход $\Phi_1 \rightarrow \Phi_3$ рассмотрим более подробно. Квазиэнергия системы «атом + поле» как функция промежуточной расстройки ε терпит разрыв в точках $\varepsilon = 0$, Δ . Поэтому ее необходимо рассматривать раздельно в трех областях: $\varepsilon < 0$, $0 < \varepsilon < \Delta$, $\varepsilon > \Delta$, ($\Delta > 0$). Считая, что при произвольном ε величина Δ удовлетворяет условию $|\gamma_1, 2|^2/|\varepsilon| \gg |\Delta|$, для значений квазиэнергии системы получаем

$$\lambda = \frac{|\gamma_1|^2}{\gamma^2} \Delta, \quad \lambda = \frac{\varepsilon}{2} (1 \pm p), \ p = (1 + 4 \gamma^2 / \varepsilon^2)^{\frac{1}{2}}.$$
(15)

Для правильного выбора корней кубического уравнения и взаимнооднозначного соответствия их волновым функциям необходимо учесть следующее:

1) при любых значениях параметров интенсивности квазионергии трехуровневой системы не пересекают своих нулевых значений [21];

 начальное движение квазиэнергий определяется при малых значениях параметров интенсивности (теория возмущений).

Используя вышеперечисленное, находим

$$\lambda_{1} = \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\Upsilon^{2}} \Delta, \quad \lambda_{2,3} = \frac{\varepsilon}{2} (1 \pm p), \quad \varepsilon < 0,$$

$$\lambda_{2} = \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\Upsilon^{2}} \Delta, \quad \lambda_{1,3} = \frac{\varepsilon}{2} (1 \mp p), \quad 0 < \varepsilon < \Delta, \quad (16)$$

$$\lambda_{3} = \frac{|\Upsilon_{1}|^{2}}{\Upsilon^{2}} \Delta, \quad \lambda_{1,2} = \frac{\varepsilon}{2} (1 \mp p), \quad \varepsilon > \Delta.$$

Подставляя (16) в (10) и (12) (i = 1, k = 3) и вычисляя соответствующую вероятность, получаем

$$\frac{dW_{13}}{do} = \begin{cases}
\frac{p-1}{2p} \frac{|\gamma_1|^2 |d_{23}|^2}{\gamma^2} \frac{\omega_{13}^{(2)^3}}{2\pi}, & \varepsilon < 0, \\
\left(\frac{p-1}{2p}\right)^2 \frac{|\gamma_1|^2 |d_{12}|^2}{\gamma^2} \frac{\omega_{13}^{(1)^3}}{2\pi} + \left(\frac{p+1}{2p}\right)^2 \frac{|\gamma_2|^2 |d_{23}|^2}{\gamma^2} \frac{\omega_{13}^{(2)^3}}{2\pi}, & 0 < \varepsilon < \Delta,
\end{cases} (17)$$

$$\frac{p-1}{2p} \frac{|\gamma_2|^2 |d_{12}|^2}{\gamma^2} \frac{\omega_{13}^{(1)^3}}{2\pi}, \quad \varepsilon > \Delta.$$

Формулы (17), выписанные при условии $|\epsilon\Delta| \ll |\gamma_{1,2}|^2$, дают вероятность реального заселения верхнего состояния за счет спонтанных (по рассеянному излучению) комбинационных процессов на несколько порядков большую, чем в случае $|\gamma_{1,2}|^2 \ll \epsilon^2$, Δ^2 (см. (13)). В реальной экспериментальной ситуации вероятность (17) может быть еще большей, если величины γ , ϵ , Δ и спектральные ширины падающих излучений являются величиными одного порядка, так как в этом случае число фотонов падающего излучения на частотах $\omega_{13}^{(1,2)}$ может быть достаточно велико, и вероятность dW_{13}/do будет определяться вынужденными (множитель N_{ω} , в (12)) комбинационными процессами. Отметим также, что при наличии лишь од-

ного поля ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $E_1 = E_2 = E$) вторая формула в (17) принимает вид

$$\frac{dW_{13}}{do} = \frac{\left[(p+1)\left|d_{23}\right|^2 - (p-1\left|d_{12}\right|^2\right]^2}{4p^2\left(\left|d_{12}\right|^2 + \left|d_{23}\right|^2\right)} \frac{\omega_{13}^3}{2\pi},\tag{18}$$

или при р >1

$$\frac{dW_{13}}{d\rho} = \frac{(|d_{23}|^2 - |d_{12}|^2)^2}{4(|d_{23}|^2 + |d_{12}|^2)} \frac{\omega_{13}^3}{2\pi},$$
(19)

т. е. в области частот $0 < \varepsilon < \Delta$ ($\Delta > 0$) и при $p \gg 1$ заселение третьего уровня при $|d_{12}| := |d_{23}|$ не происходит.

3. Учет вырождения уровней

Пусть теперь состояния 1, 2, 3 атома выреждеть: $j_1 = 1/2$ $j_2 = 3/2$, $j_3 = 1/2$ (рис. 1). Выбирая ось квантования вдоль направле-



Рис. 1.

ния распространения волн (ось z), по правилам отбора получаем две независимые четырехуровневые системы (как показано на рис. 1) с волновыми функциями Φ_i , Φ'_i (i=1, 2, 2', 3):

$$\Phi_{i} = C_{i} e^{-i (\lambda_{i} + W_{1})t} \left\{ \psi_{1, -1/2} - \frac{\gamma_{1}^{(+)}}{\lambda_{i} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{1}^{(-)} K}{\gamma_{1}^{(+)} \Lambda_{2} (\lambda_{i})} \right) \psi_{2, -3/2} e^{-i\omega_{1}t} + \frac{\gamma_{1}^{(-)}}{\lambda_{i} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(+)} K}{\gamma_{1}^{(-)} \Lambda_{2} (\lambda_{i})} \right) \psi_{2, -1/2} e^{-i\omega_{1}t} + \frac{K}{\Lambda_{2} (\lambda_{i})} \psi_{3, -1/2} e^{-i(\omega_{1} + \omega_{2})t} \right\}, \quad (20)$$

где C_i — нормировочные множители, λ_i — корни алгебраического уравнения четвертого порядка

$$(\lambda - \varepsilon)[(\lambda - \Delta) (\lambda - \varepsilon) \lambda - |\gamma_2|^2 \lambda - |\gamma_1|^2 (\lambda - \Delta)] + |D|^2 \equiv$$

$$\equiv [(\lambda - \varepsilon) \lambda - |\gamma_1|^2][(\lambda - \varepsilon) (\lambda - \Delta) - |\gamma_2|^2] - |K|^2 \equiv \Lambda_1(\lambda) \Lambda_2(\lambda) - |K|^2.$$
(21)

В (20) и (21) величины $\gamma_{1,2}^{(\pm)}$ определяют связь подуровней состояний 1, 2, 3 с соответствующими сферическими компонентами $E_{1,2}^{(\pm)} = E_{1,2x} \pm E_{1,2y}$ излучений E_1 и E_2 :

Резонансные процессы в трехуровневом атоме

$$\begin{split} \gamma_{1}^{(+)} &= \frac{\|d_{12}\| E_{1}^{(+)}}{\sqrt{8}}, \quad \gamma_{2}^{(+)} &= \frac{\|d_{\gamma3}\| E_{2}^{(+)}}{\sqrt{24}}, \\ \gamma_{1}^{(-)} &= \frac{\|d_{12}\| E_{1}^{(-)}}{\sqrt{24}}, \quad \gamma_{2}^{(-)} &= \frac{\|d_{23}\| E_{2}^{(-)}}{\sqrt{8}}, \\ \gamma_{1}^{2} &= |\gamma_{1}^{(+)}|^{2} + |\gamma_{1}^{(-)}|^{2}, \end{split}$$
(22)

(||d₁₂|, ||d₂₃|) — приведенные матричные элементы дипольного момента), а величины K и D, определяющие поляризационные свойства излучений накачки, равны

$$K = \gamma_1^{(+)} \gamma_2^{(-)} + \gamma_1^{(-)} \gamma_2^{(+)}, \quad |D|^2 = \gamma_1^2 \gamma_2^2 - |K|^2.$$
(23)

Если выделить модули и разности фаз декартовых составляющих комплексных векторов $E_{1,2}(E_{1,2x} = |E_{1,2x}| e^{l\varphi_{1,2x}}, E_{1,2y} = |E_{1,2y}| e^{l\varphi_{1,2x}+ix_{1,2}},$ то выражение для $|D|^2$ примет вид

$$|D|^{2} = \frac{|\|d_{12}\|\|d_{23}\||^{2}}{48} \left\{ (|E_{1,x}||E_{2y}| - |E_{1y}|E_{2x}||)^{2} + 4|E_{1x}||E_{1y}||E_{2x}||E_{2y}|\sin^{2}\frac{\alpha_{1} + \alpha_{2}}{2} \right\}.$$
(24)

Волновые функции Φ_i остальных четырех состояний получаются из (20) заменой $E_{1,2}^{(\pm)} \rightarrow -E_{1,2}^{(\mp)}$ и изменением знака вторых индексов функций $\psi_{1,2,3}$. В случае $E_1 = E_2$ или E_1 и E_2 , поляризованных линейно в одной плоскости, величина D обращается в нуль и четырехуровневая система переходит в трехуровневую (один подуровень не сдвигается), а уравнение (21) — в (5). Если обе волны поляризованы линейно, то $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ и величины D и K принимают вид

$$|D|^{2} = \frac{\|\|d_{12}\|\|d_{23}\|\|^{2} |E_{1}|^{2} |E_{2}|^{2}}{48} \sin^{2} \varphi,$$
(25)

$$|K|^{2} = \frac{\left| \left\| d_{12} \right\| \left\| d_{23} \right\|^{2} \left| E_{1} \right|^{2} \left| E_{2} \right|^{2}}{144} \left(1 + 3\cos^{2} \varphi \right),$$

тде φ — угол между действительными векторами с компонентами $E_{1\,x,\,y}$ и $E_{2\,x,\,y}$. Если E_1 и E_2 поляризованы циркулярно по противоположным кругам ($\gamma_1^{(-)} = \gamma_2^{(+)} = 0$), то D = 0 и система опять сводится к трехуровневой. В случае же одинаковой циркулярной поляризации волн накачки (например, $\gamma_1^{(-)} = \gamma_2^{(-)} = 0$) величина K обращается в нуль и четырехуровневая система сводится к двум независимым двухуровневым системам. В случае произвольной эллиптической поляризации волн накачки исследование уравнения (21) проведено в [23]. В предельных случаях $\gamma_{1,2}|\ll|\varepsilon|$, $|\Delta|$ и $|\gamma_{1,2}|\gg|\varepsilon|$, $|\Delta|$ корни уравнения (21) имеют соответственно вид

$$\lambda_1 = \lambda_1 (D = 0) + \frac{|D|^2}{e^2 \Delta},$$

$$\lambda_{2, 2'} = \lambda_2 \left(D = 0 \right) + \frac{|D|^2}{\gamma_1^2 \left(\varepsilon - \Delta \right) + \gamma_2^2 \varepsilon} , \ |\gamma_{1, 2}| \ll |\varepsilon|, \ |\Delta|, \tag{26}$$

$$\lambda_3 = \lambda_3 (D=0) - \frac{|D|^2}{(\Delta-\varepsilon)^2 \Delta},$$

 $\lambda_{1, 3, 2, 2} = \mp \left\{ \frac{\gamma_1^2 + \gamma_2^2}{2} \pm \left[\frac{(\gamma_1^2 - \gamma_2^2)^2}{4} + |K|^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}, \ |\gamma_{1, 2}| \gg |\varepsilon|, \ |\Delta|,$ (27)

где λ_i (D = 0) совпадают с (6). При выполнении условия $|\gamma_{1,2}|$, $|z| \gg |\Delta|$, т. е. вблизи точного двухфотонного резонанса, уравнение (21) становится биквадратным и корни его имеют вид

$$\lambda_{1, 3, 2, 2'} = \frac{\varepsilon}{2} \mp \left\{ \frac{\varepsilon^2}{4} + \frac{{}^{1} \gamma_{1}^{2} + \gamma_{2}^{2}}{2} \pm \left[\frac{(\gamma_{1}^{2} - \gamma_{2}^{2})^{2}}{4} + |K_{l}^{2}|^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}^{\frac{1}{2}}.$$
 (28)

Отметим также, что при накачке двумя линейно-поляризованными волнами зависимость сдвигов λ_t от угла между их плоскостями поляризации, вычисленная на ЭВМ, имеет вид, приведенный на рис. 2, откуда следует, что при увеличении угла между плоскостями поляризации от нуля до $\pi/2$ происходит сближение квазивнергий, расщепление которых обусловлено штарковскими сдвигами.

Матричные элементы вида (8), вычисленные с помощью функций Φ_t (формулы (20)) и Φ'_t , определяют в рассматриваемом случае поляризацию и угловое распределение комбинационного рассеяния (13), а также расщепление этих линий, обусловленное снятием вырождения. При этом переходы между подуровнями одной и той же четырехуровневой системы ($\Phi_t V \Phi_t$) (см. рис. 2) приводят к матричным элементам вида



Рис. 2.

Резонансные процессы в трехуровневом атоме

$$G_{lk}^{(1)} = C_{l}^{*}C_{k} \left\{ \frac{\sqrt{3}}{\lambda_{k} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(-)*}K}{\gamma_{1}^{(+)}\Lambda_{2}(\lambda_{k})} \right) e^{\prime(-)*} + \frac{\gamma_{1}^{(-)}}{\lambda_{k} - \varepsilon} \times \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(-)*}K}{\gamma_{1}^{(-)}\Lambda_{2}(\lambda_{k})} \right) e^{\prime(-)*} \right\} \frac{\|d_{12}\|}{\sqrt{24}},$$
(29)

$$G_{lk}^{(2)} = C_{l}^{*} C_{k} \left\{ \frac{\sqrt{3} \gamma_{1}^{(+)^{*}}}{\lambda_{1} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(-)} K^{*}}{\gamma_{1}^{(+)^{*}} \Lambda_{2}(\lambda_{l})} \right) e^{i'(+)^{*}} + \frac{\gamma_{1}^{(-)}}{\lambda_{1} - \varepsilon} \times \left(1 + \frac{\gamma^{(+)} K^{*}}{\gamma_{1}^{(-)^{*}} \Lambda_{2}(\lambda_{l})} \right) e^{i'(-)^{*}} \right\} \frac{\|d_{23}\| K}{\sqrt{24} \Lambda_{2}(\lambda_{k})},$$

а переходы между подуровнями разных четырехуровневых систем (Ф, VФ) дают величины G вида

$$G_{ik}^{(1)} = C_{i}^{*} C_{k} \frac{\gamma_{1}^{(-)}}{\lambda_{k} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(+)^{*}} K}{\gamma_{1}^{(-)} \Lambda_{2} (\lambda_{k})} \right) e_{z}^{'*} \frac{\|d_{12}\|}{\sqrt{6}} ,$$

$$G_{ik}^{(2)} = C_{i}^{*} C_{k} \frac{\gamma_{1}^{(-)}}{\lambda_{i} - \varepsilon} \left(1 + \frac{\gamma_{2}^{(+)^{*}} K}{\gamma_{1}^{(-)} \Lambda_{2} (\lambda_{i})} \right) \frac{K}{\Lambda_{2} (\lambda_{k})} e_{z}^{'*} \frac{\|d_{23}\|}{\sqrt{6}} .$$
(30)

Наличие двух слагаемых в (29) приводит к зависимости интенсивности комбинационного рассеяния от азимутального угла в общем случае вллиптической поляризации волн накачки. Формулы (30) описывают комбинационное рассеяние «в бок» (отсутствующее в направлении распространения волн накачки). Более подробное исследование формул (29), (30) и структуры линий комбинационного рассеяния приведено в [23].

В заключение авторы выражают глубокую благодарность проф. М. Л. Тер-Микаеляну и участникам теоретического семинара ИФИ за полезные советы и многочисленные обсуждения.

Институт физических исследований АН АрмССР

Поступила 20.VI.1977

CALIFORNIA CONTRACTOR

267

ЛИТЕРАТУРА

1. H. A. Kramers, W. Heisenberg. Zs. Phys., 31, 681 (1925).

- 2. M. Göppert-Mayer. Ann. Phys. (Leipz.), 9, 273 (1931).
- 3. Sh. Barak, M. Rokni, Sh. Yatsiv. IEEE, QE-5, 448 (1969).

Sh. Yatsiv, W. G. Wagner, G. S. Picus. Phys. Rev., 3A, 382 (1971).

4. Ф. Л. Королев, С. А. Бахрамов, В. И. Одинцов. Письма ЖЭТФ, 12, 436 (1970). С. А. Бахрамов и др. Письма ЖЭТФ, 21, 229 (1975).

D. Pritchard, I. Apt, T. W. Ducas. Phys. Rev. Lett., 32, 641 (1974).
 F. Biraben, B. Cagnac, G. Grinberg. Phys. Rev. Lett., 32, 643 (1974).
 M. D. Levenson, N. B. Bloembergen. Phys. Rev. Lett., 32, 645 (1974).

- 6. М. Е. Мовсесян и др. Тезисы VII Всесоюзной конференции по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974, стр. 83.
- 7. В. М. Арутюнян и др. ЖЭТФ, 68, 44 (1975).

8. М. Л. Тер-Микаелян, А. О. Меликян. ЖЭТФ, 58, 281 (1970).

843-2

9. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. ЖЭТФ, 59, 195 (1970).

- 10. М. Л. Тер-Микаелян. Препринт ИФИ-74-11.
- 11. M. S. Feld, A. Javan. Phys. Rev. Lett, 20, 578 (1968); Phys. Rev., 177, 540 (1969).
- 12. П. А. Апанасевич, Д. Н. Ордобаев. ЖПС, 4, 134 (1966).
- 13. S. H. Aulter, C. H. Townes. Phys. Rev., 100, 703 (1955).
- 14. П. А. Апанасевич, А. С. Банковский. ЖПС, 7, 845 (1967).
- П. А. Апанасевич, В. А. Ходовой. ЖПС, 12, 848 (1970).
- 15. R. G. Brewer, E. L. Hanh. Phys. Rev., 11A, 1641 (1975).
- 16. М. Л. Тер-Микаелян, Р. Е. Мовсесян. Препринт ИФИ-23-75.
- 17. Э. М. Беленов, И. А. Полуэктов. ЖЭТФ, 56, 1407 (1969).
- В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. Преприят ИФИ-71-02; ЖЭТФ, 62, 908 (1972).
- 19. A. Javan. Phys. Rev., 107, 1579 (1957).
- 20. Р. Е. Мовсесян, В. О. Чалтыкян. ДАН АрмССР, 52, 33 (1971).
- 21. М. Л. Тер-Микаслян, М. С. Саркисян. Препринт ИФИ-26-75.
- 22. М. П. Бондарева и др. Оптика и спектроскопия, 38, 219 (1975).
- 23. Б. А. Глушко, В. О. Чалтыкян. Препринт ИФИ-25-75.

ՌԵՉՈՆԱՆՍԱՅԻՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐ ԵՌԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՈՒՄ

P. U. ԳԼՈՒՇԿՈ, Վ. 2. ՉԱԼԹԻԿՅԱՆ

Դիտարկվում է հռամակարդակ ատոմային մոդել հարևան անցումների հետ ռեղոնանսի մեջ դանվող երկու մոնոթրոմատիկ ալիջների ճառագայթման դաշտում։ Ստացված են ատոմային մակարդակների շտարկյան շեղումները և բաղմաֆոտոն կոմբինացիոն պրոցեսների հավանականությունները։ Բերված են ատոմի քվաղիէներդհաները և ալիքային ֆունկցիաները դաշտում և դիտարկված է երրորդ մակարդակի բնակեցման հնարավորությունը որպես ֆունկցիա միջանկյալ ապալարջից։ Հետաղոտվում են ատոմային մակարդակների այլասհուման և ճառաղայթման բևեռացման հետ կապված երևույթները։

THE RESONANCE PROCESSES IN THREE-LEVEL ATOM

B. A. GLUSHKO, V. O. CHALTIKYAN

The model of three-level atom is considered in the radiation field of two monochromatic waves resonant with the adjacent transition. The Stark-shift of atom levels and probabilities of combinational multiphoton processes are obtained. The quasienergies and the wave functions of the atom in the field are explicitely written and the possibility of the third level population in the form of intermediate detunity is considered. The effects connected with the degeneration of atomic levels and the medium polarization are investigated.

К ТЕОРИИ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ С ШИРОКИМ ЧАСТОТНЫМ СПЕКТРОМ

г.п. джотян

Приводятся результаты теоретического анализа вынужденного комбинационного рассеяния многомодовой накачки как в линейном режиме, так и с учетом насыщения. Установлена возможность полного предельного ($z \rightarrow \infty$) преобразования мощности многомодовой накачки (как шумовой, так и регулярной) в мощность усиливаемого монохроматического стожсова сигнала в некогерентном и когерентном режимах рассеяния.

1. В последние годы значительно возрос интерес к исследованию процесса вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) при немонохроматической накачке (см., например, [1]). Это, в первую очередь, связано с практическими потребностями в получении достаточно мощного узкополосного излучения на стоксовой частоте при широкополосной накачке в тех областях спектра, где отсутствуют лазерные источники излучения.

В настоящей работе на основе многомодовой модели немонохроматической накачки показано, что в некогерентном режиме рассеяния возможно полное предельное (длина области рассеяния $z \rightarrow \infty$) преобразование мощности широкополосной накачки в мощность узкополосного на входе в усилитель стоксова сигнала. В этом режиме ВКР средняя интенсивность накачки меньше величины критической интенсивности [2] и не происходит уширения спектра стоксова сигнала [3]. При интенсивности накачки, превышающей критическую, имеет место уширение спектра узкополосного на входе в усилитель стоксова сигнала до ширины спектра накачки [3] (при достаточно большой интенсивности последней или достаточно большой длине рассеяния). Ниже обсуждаются условия, при выполнении которых возможно эффективное усиление узкополосного стоксова сигнала в поле широкополосной накачки также и в когерентном режиме рассеяния.

2. Пусть на входе в среду (z=0) амплитуда волны накачки может быть представлена в виде

$$A_{n}(z=0, t) = \sum_{n=-N}^{N} A_{n}^{0} e^{t \Omega_{n} t}.$$
 (1)

Рассматриваемая модель описывает усиление и рассеяние последовательности световых импульсов (согласованные фазы мод), а также рассеяние оптического шума (несогласованные фазы мод). В дальнейшем для простоты будем считать, что моды эквидистантны с частотным промежутком Ω , $\Omega_n = n\Omega$ (это ограничение несущественно).

Учитывая разложение (1) входной накачки по модам, запишем комплексные амплитуды волн стоксовой (A_c) , накачки (A_n) и молекулярных колебаний (Q) в рассеивающей среде $(z \ge 0)$ в виде

$$A_{c}(t, z) = \sum_{n} a_{n}(z) e^{in\Omega t}, A_{n}(t, z) = \sum_{n} A_{n}(z) e^{in\Omega t},$$
$$Q = \sum_{n} q_{n}(z) e^{in\Omega t}.$$

После подстановки этих выражений в стандартные уравнения, описывающие ВКР [4], и исключения амплитуды волны молекулярных колебаний Q получим следующую систему уравнений для мод волн стоксовой (a_n) и накачки (A_n) :

$$\frac{d}{dz} a_n = \frac{g}{2} \sum_{m,k} \frac{A_k A_m^* a_{(m+n-k)}}{1 - i(k-n) \, \Omega T_2} e^{-i(m-k) \, v \Omega z}, \qquad (2)$$

$$\frac{d}{dz}A_n = -\frac{\omega_n}{\omega_c}\frac{\dot{s}}{2}\sum_{m,k}\frac{a_k a_{(m-n+k)}A_m}{1-i(k-n)\,\,\Omega T_2}e^{i(m-n)\,\,\Omega Z}.$$
(3)

3. Рассмотрим сначала некогерентный режим ВКР, считая, что имеет место условие

$$gI_{\mu 0} \ll v \Omega, \tag{4}$$

где $I_{H0} = \sum_{n=-N}^{N} |A_n^0|^2$ -средняя интенсивность входной накачки, g- фак-

тор усиления, $v = 1/v_c - 1/v_H - дисперсия групповых скоростей взаи$ $модействующих волн (<math>v_c$ и v_H - соответственно групповые скорости стоксовой волны и накачки).

Можно показать, что при выполнении условия (4) вкладом осциллирующих в пространстве членов в правой части (2) можно пренебречь по сравнению с вкладом неосциллирующих членов. Физически это означает, что при выполнении условия (4) из-за большой величины волновой расстройки, вносимой немонохроматичностью накачки, основной вклад в усиление данной моды стоксова сигнала вносят те моды молекулярных колебаний, которые возбуждаются биением только данной моды стоксова сигнала с модами накачки. В этом случае усиление моды происходит синхронно, без волновой расстройки. При этом система уравнений (2) принимает вид

$$\frac{d}{dz} a_n = \frac{g}{2} a_n \sum_m \frac{|A_m|^3}{1 - i(m-n) \, \Omega \, T_2}, \qquad (5)$$

$$\frac{d}{dz}A_n = -\frac{\omega_n}{\omega_c}\frac{g}{2}A_n\sum_m\frac{|\alpha_n|^2}{1-i(m-n)\,\Omega T_2}.$$
(6)

Из (5) имеем

$$a_n(z) = a_n^0 \exp\left\{\frac{g}{2} \int_0^z \sum_m \frac{|A_m|^2(z')}{1 - i(m-n) \, \Omega T_2} \, dz'\right\},\,$$

откуда следует, что если на входе в среду какая-либо мода стоксова сигнала отсутствует (например, $a_{n'}^0 = 0$), то в данных условиях она не будет возбуждаться. Таким образом, монохроматический на входе в среду стоксов

сигнал останется монохроматическим при усилении в поле многомодовой накачки в рассматриваемых условиях.

Покажем, что из (4) и (5) следует возможность полного предельного (при $z \to \infty$) преобразования мощности широкополосной накачки в мощность монохроматического стоксова сигнала. Пусть на входе в усилитель имеется монохроматический стоксов сигнал с интенсивностью $I_{co} = |a_0^{0}|^{z}$. Из сказанного выше следует, что полная интенсивность стоксовой волны в произвольной точке z равна $I_c(z) = |a_0(z)|^{3}$.

Для интенсивностей взаимодействующих волн из (5) и (6) имеем

$$\frac{d}{dz}I_{c} = gI_{c}\sum_{n}\frac{|A_{n}|^{2}}{1+(n\Omega T_{2})^{2}},$$
(7)

$$\frac{d}{dz}|A_n|^2 = -\frac{\omega_n}{\omega_c} gI_c \frac{|A_n|^2}{1+(n\Omega T_2)^2},$$
(8)

$$\frac{d}{dz}I_{\rm H} = -\frac{\omega_{\rm H}}{\omega_c}gI_c\sum_n\frac{|A_n|^2}{1+(n\Omega T_2)^2},\qquad(9)$$

FAC $I_n = \sum_n |A_n|^2$.

Из уравнений (7) и (9) следует закон сохранения числа квантов:

$$I_c(z) + rac{\omega_c}{\omega_{
m H}} I_{
m H}(z) = I_{c0} + rac{\omega_c}{\omega_{
m H}} I_{
m H0}.$$

Отсюда видно, что максимальная интенсивность, которую может иметь монохроматическая стоксова волна, есть

$$I_{c \text{(max)}} = I_{c0} + \frac{\omega_c}{\omega_{H}} I_{H^{\gamma}},$$

что соответствует полному истощению накачки.

Покажем, что при предельно больших длинах рассеяния $(z \to \infty)$ $I_c(z) \to I_{c \text{(max)}}$. Из уравнения (7) следует, что

$$|A_n(z)|^2 = |A_n^0|^2 \exp\left[-\frac{\omega_n}{\omega_c}g\int_0^z \frac{I_c(z')}{1+(n\Omega T_2)^2}dz'\right].$$
 (10)

Подставляя (10) в (7), получаем следующее уравнение для Іс:

$$\frac{d}{dz}I_{c} = gI_{c}\sum_{n}\left\{\frac{|A_{n}^{0}|^{2}}{1+(n\Omega T_{2})^{2}}\exp\left[-\frac{\omega_{H}}{\omega_{c}}g\int_{0}^{z}\frac{I_{c}(z')\,dz'}{1+(n\Omega T_{2})^{2}}\right]\right\}.$$
 (11)

Введение переменной $\xi = \int_{0}^{z} I_{t}(z') dz'$ позволяет привести интегрально-

дифференциальное уравнение (11) к следующему интегральному уравнению для I_c:

$$I_{c}(\xi) = I_{c0} + \frac{\omega_{c}}{\omega_{H}} I_{H0} \left\{ 1 - \frac{1}{I_{H0}} \sum_{n} |A_{n}^{0}|^{2} \exp\left[-\frac{\omega_{H}}{\omega_{c}} \frac{g\xi}{1 + (n \Omega T_{2})^{2}} \right] \right\}.$$

Отсюда следует, что при $z \to \infty$ ($\xi \to \infty$) имеет место

$$I_c \rightarrow I_{c0} + \frac{\omega_c}{\omega_{\rm H}} I_{\rm H0} = I_c \,({\rm max})$$

Для интенсивности спектральных компонент волны молекулярных колебаний имеем

$$|q_n|^2 = |q_n^0|^2 \frac{I_c(z)}{I_{c0}} \exp\left[-\frac{\omega_n}{\omega_c}g_0^2 \frac{I_c(z')dz'}{1+(n\Omega T_2)^2}\right].$$
 (12)

Из (10) и (12) следует, что в первую очередь происходит истощение центральной части спектра накачки, а потом только крыльев. При этом в цеитральной части спектра волны молекулярных колебаний возникает провал и появляются крылья, роль которых в процессе рассеяния с расстоянием возрастает.

Следует отметить, что данный результат, вытекающий из модели дискретных мод, аналогичен результату, который получается из рассмотрения режима насыщения ВКР методом уравнений Дайсона [5] в случае, когда накачка представляет собой случайный гауссов стационарный процесс.

4. В заключение отметим возможность полного предельного преобразования мощности широкополосной накачки в мощность узкополосной стоксовой волны и в когерентном режиме рассеяния. При этом необходимо искусственно ограничивать спектр стоксовой волны, используя, например, резонатор с селекцией продольных мод, настроенный на какую-либо моду стоксова излучения. В самом деле, предположим, что искусственно подавлены все моды стокссва излучения, кроме одной, например, с n = 0. Полагая n = 0, m + n - k = 0 (m = k) в (2) и k = 0, m - n + k = 0 (m = n) в (3), из уравнений (2) и (3) автоматически получаем уравнения (5) и (6), подробно исследованные выше.

Результаты проведенного выше теоретического анализа, основанного на модели дискретных мод, можно резюмировать следующим образом: для полного предельного преобразования мощности широкополосной накачки в мощность узкополосного стоксова сигнала необходимо использование либо некогерентного режима ВКР, либо когерентного режима рассеяния при условии искусственного ограничения спектра усиливаемой стоксовой волны. При этом темп преобразования мощности определяется параметром $\beta = \Delta \omega_{\rm H} T_2$ (ширина спектра накачки $\Delta \omega_{\rm H} = (2N+1)\Omega$). Так, при $\beta \ll 1$, как видно из (11), эффективность преобразования мощности накачки с шириной спектра $\Delta \omega_{\rm H}$ в мощность монохроматической волны сравнивается с эффективностью преобразования эквивалентной монохроматической накачки. Наоборот, при $\Omega T_2 \gg 1$ основной вклад в рассеяние дает только мода накачки, резонирующая с усиливаемой монохроматической стоксовой волной (см. также [3]).

Автор выражает свою признательность Ю. Е. Дьякову за плодотворные обсуждения, а также благодарит участников семинара ПЛРФ ЕГУ.

Ереванский государственный университет

Поступила 3.V.1977

ЛИТЕРАТУРА

- 1. С. А. Ахманов. Изв. вузов, Раднофизика, 17, 541 (1974).
 - С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, Л. И. Павлов. ЖЭТФ, 66, 520 (1974).
 - Г. А. Пасманик, Г. Н. Фрейдман. Квантовая электроника, 1, 547 (1974).
 - Г. П. Джотян и др. Тезисы докл. VII Всесоюзн. конф. по когерентной и нелинейной оптике, Ташкент, 1974.
- 2. Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 7, 49 (1971).
- 3. И. Г. Зубарев, А. Б. Миронов, С. Н. Михайлов. Письма ЖЭТФ, 23, 697 (1976). Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, 18, 68 (1977). Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
- 4. С. А. Ахманов и др. ЖЭТФ, 59, 495 (1970).
- Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, ФИАН, № 5 (1973).
 С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 18, 519 (1973).

ԼԱՅՆ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆԱՑԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

9. 9. LUPSUL

Աշխատանըում բերվում են բազմամոդ մղումի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման աձսական հետազոտունյան արդյունըները ինչպես գծային ռեժիմում, այնպես էլ հաշվի առնելով հագեցումը։ Հետազոտվում. է բազմամոդ մղումի (պատահական կամ ռեդուլյար) ամբողջ հղորությունը ուժեղացվող մոնոթրոմատիկ ստոքսյան ճառագային հղորությանը (երբ z→∞) ձևափոխելու հնարավորությունը, ինչպես կոհերենտ, այնպես էլ ոչ կոհերենտ ցրման ռեժիմներում։

TO THE THEORY OF STIMULATED RAMAN SCATTERING OF RADIATION WITH BROAD FREQUENCY SPECTRUM

G. P. DZHOTYAN

Results of the theoretical investigation of stimulated Raman scattering in linear regime, as well as at the saturation are presented. The transformation of wide band pump (both stochastic and regular) into monochromatic Stocks radiation is shown to be possible in the limiting case $(z \rightarrow \infty)$ under coherent and incoherent scattering regimes.

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА ТОНКОЙ КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ ПРИМЕСНЫЕ ЦЕНТРЫ

А. М. КАЗАРЯН, К. Г. АГАРОНЯН

Вычислен коэффициент поглощения света, обусловленного переходами электронов между акцепторными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной и донорными состояниями в тонкой квантованной полупроводниковой проволоке круглого сечения. Задача решена с учетом квантования движения электронов и дырок как в свободном состоянии, так и в связанном донорном (акцепторном) состоянии. Проанализировано поведение коэффициента поглощения для вышеуказанных переходов. Проведено сравнение зависимости коэффициента поглощения от частоты падающего излучения с аналогичными выражениями для пленок и массивных образцов.

Влиянию квантового размерного эффекта (КРЭ) на различные физические свойства пространственно-ограниченных полупроводниковых систем посвящено много работ. Оптические свойства тонких пленок и проволок исследованы рядом авторов. В работах [1—3] рассмотрено поглощение, связанное с междузонными переходами, а также экситонное поглощение в условиях проявления размерного квантования. Задача внутризонного поглощения в вышеуказанных средах решается в работах [4—6]. Авторами [7] исследуются переходы с участием локализованных примесных центров. Одним из важных результатов, полученных в вышеуказанных работах, является выявление влияния пространственного ограничения движения носителей заряда (в одном или в двух направлениях) на частотную зависимость коэффициента поглощения.

В настоящей работе вычисляется коэффициент поглощения света, обусловленный переходами электронов между акцепторными уровнями и зоной проводимости или валентной зоной и донорными уровнями в тонкой квантованной полупроводниковой проволоке круглого сечения. При этом предполагается, что квантовый размерный эффект проявляется в поведении квазичастиц — электронов и дырок — как в свободном состоянии (считается, что носители заряда в плоскости сечения находятся в бесконечной потенциальной яме), так и в связанном донорном (акцепторном) состоянии. Последнее обстоятельство учитывается в предположении, что боровский радиус связанного примесного состояния в массивном образце (a_D) больше диаметра проволоки ($2r_0$). Таким образом, примесная задача сводится к решению уравнения Ваннье с одномерным кулоновским потенциалом.

Рассмотрим электронные переходы из валентной зоны в донорные состояния. Начальные и конечные состояния соответственно описываются следующими волновыми функциями и энергиями:

$$\psi_{v_k}(r, \varphi, z) = \frac{u_{v_k}(z) \int_{|m|} (\lambda_s^{|m|} r/r_0)}{V^{1/2} \int_{|m|+1} (\lambda_s^{|m|})} \exp(im\varphi) \exp(ikz), \qquad (1)$$

Поглощение света тонкой квантованной полупроводниковой проволокой 275

$$E_{vk} = -\frac{\hbar^2 k^2}{2 m_v} - a (\lambda_s^{|m|})^2 = -E_{vk1} - a (\lambda_s^{|m|})^2,$$

$$\psi_D(r, \varphi, z) = \left(\frac{4\gamma^3}{\pi r_0^2}\right)^{1/2} \frac{u_{c0}(z) \int_{|m'|+1} (\lambda_s^{|m'|} r/r_0)}{\int_{|m'|+1} (\lambda_s^{|m'|})} \exp(im'\varphi) \exp(-\gamma z) \times zF(-l, 2, 2\gamma z),$$

$$E_D = E_q + a_1 (\lambda_s^{|m'|})^2 - \frac{\hbar^2 a_D^{-2}}{2 m (l+1)^2} = E_q + a_1 (\lambda_s^{|m'|})^2 - E_{D1}.$$
(2)

В формулах (1) и (2) m_v и $m_c - эффективные массы соответственно дырки и электрона, <math>u_{vk}(z) - 6$ лоховская амплитуда с одномерным волновым вектором $k, l = 0, 1, 2 \cdots$ - квантовое число, характеризующее связанное состояние электрона с донорным центром, $\lambda_s^{[m]}$ - значение s-корня функции Бесселя $J_{|m|}(\lambda_s^{[m]}), m = 0, \pm 1, \pm 2 \cdots, \gamma = a_D^{-1}(l+1)^{-1}, E_a$ — ширина одномерной запрещенной зоны.

Вычислим коэффициент поглощения, предполагая, что свет падает нормально к оси проволоки. С учетом (1) и (2) для матричного элемента, соответствующего электронным переходам из валентной зоны на дискретные донорные уровни, получаем выражение

$$|M_{vk, D}|^{2} = \frac{2^{7} \pi^{2} e^{2} r_{0}^{2} \gamma^{3} \hbar |P_{vc}|^{2} A_{ss'}^{mm'}|^{2}}{m_{0}^{2} \varepsilon \omega V(\gamma^{2} + k^{2})^{2}} |F(-l, 2, 2, 2\gamma (\gamma + ik)^{-1})|^{2}, \quad (3)$$

где

$$|A_{ss'}^{mm'}| = \left| \int_{0}^{1} \frac{\int_{|m|} (\lambda_{s}^{|m|}t) \int_{|m'|} (\lambda_{s'}^{|m'|}t) \int_{|m'|} dt}{\int_{|m|+1} (\lambda_{s'}^{|m|}) \int_{|m'|+1} (\lambda_{s'}^{|m'|})} \right|^{2}, \quad (4)$$

P_{vc} — матричный элемент импульса, относящийся к междузонным переходам.

Используя (3) и (4), для коэффициента поглощения света получаем следующее выражение:

$$\alpha(\omega) = \frac{2^{6}\pi e^{2} |P_{vc}|^{2} m_{v}^{1/2}}{m_{0}^{2} n c \omega (m_{c} E_{D1})^{1/2}} \sum_{s, m} \frac{|A_{ss'}^{mm'}|^{2} |F(-l, 2, 2, 2(1+iy)^{-1})|^{2}}{(1 + m_{v} m_{c}^{-1} E_{v} E_{D1}^{-1})^{2} E_{v}^{1/2}} \times N_{D}^{+} \theta (\hbar \omega + E_{D1} - E_{q} - a_{1} (\lambda_{s'}^{|m'|})^{2} - a (\lambda_{s}^{|m|})^{2}),$$
(5)

где

$$y = \left(\frac{m_v E_v}{m_c E_{D1}}\right)^{1/2}, \quad E_v = \hbar^{(0)} \div E_{D1} - E_q - a_1 (\lambda_{s'}^{|m'|})^2 - a (\lambda_{s'}^{|m|})^2,$$

N_D⁺-число свободных донорных центров.

Аналогичные выражения для переходов между акцепторными уровнями и зоной проводимости можно получить из (5) с помощью замен

$$m_v \to m_c, E_{D1} \to E_{A1}, E_v \to E_c, N_D^+ \to N_A^-.$$

Исследуем полученное выражение (5) в частном случае, предполагая, что электрон переходит из валентной зоны в основное локализованное состояние. Имеем

$$\alpha(\omega) := \frac{2^{6} \pi e^{2} |P_{vc}|^{2} m_{v}^{1/2}}{m_{v}^{2} n c \omega (m_{c} E_{D1})^{1/2}} \sum_{s,m} \frac{|A_{ss'}^{mm'|2} E_{v}^{-1/2} \theta(E_{v})}{(1 + m_{v} m_{c}^{-1} E_{v} E_{D1}^{-1})^{2}} \cdot$$
(6)

Из этой формулы следует, что ограниченность движения носителей заряда в двух направлениях приводит к смещению края парциального коэффициента поглощения света, которое связано со смещением как потолка валентной зоны, так и донорных уровней:

$$\hbar \omega = E_q + a \, (\lambda_s^{|m|})^2 + a_1 \, (\lambda_{s'}^{|m'|})^2 - E_{D1}.$$

Заметим, что аналогичное явление наблюдается и в случае тонких квантованных пленок [7].

формулы (6) множителя то т-1 Е-1 Из-за наличия в знаменателе имеется сильное различие между формой кривых поглощения, соответствующих донорным и акцепторным уровням. Для переходов между акцепторными уровнями и зоной проводимости знаменатель при малых волновых векторах k, близок к единице, а следовательно, α(ω) повторяет поседение приведенной плотности состояний в квантованной проволоке [10]. В случае же поглощения, связанного с донорами, с увеличением ho знаменатель быстро растет, а парциальный коэффициент поглощения падает по закону $x^{-1/2} (1-x)^{-2}$, $x = m_v m_c^{-1} E_v E_{D1}^{-1}$, так как для полупроводников, как правило, m. m. 1>1*. Уменьшение а (w) при удалении от края поглощения объясняется своеобразным правилом отбора ($k \sim a_D^{-1}$) при поглощении света электроном в локализованном состоянии. Для экспериментального наблюдения полученных результатов необходимо выполнение требования ар >2 го, а также выполнение условий, не обходимых для квантования движения электронов в проволоке [9].

В заключение авторы выражают благодарность Э. М. Казаряну за обсуждение полученных результатов.

Ереванский государственный университет

Поступила 20. V. 1977

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Э. М. Казарян, Г. Л. Маилян, Р. Л. Энфиаджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 364 (1972).
- 2. Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян. ФТП, 5, 2002 (1971).
- 3. А. А. Киракосян, Э. М. Казарян. Сб. ВИНИ, Рипорт, № 4, 1975.
- 4. А. М. Казарян. А. П. Безирганян, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 444 (1976).
- 5. Э. М. Казарян, В. Г. Григорян, А. М. Казарян. Изв. АН АрмССР. Физика, 10, 351 (1976); ФТП, 10, 2016 (1976).

* В выражениях коэффициентов поглощения для рассматриваемого механизма в массивных и пленочных образцах [7, 8] имеются более сильные частотные зависимости, а именно,

 $\alpha_{\text{Macc}} \sim x^{1/2} (1+x)^{-4}, \ \alpha_{\text{max}} \sim (1+x)^{-3}.$

276

Поглощение света тонкой квантованной полупроводниковой проволокой 277

6. К. С. Арамян, Э. М. Казарян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 122 (1976).

7. А. М. Казарян, Э. М. Казарян. ФТП, 11, 1383 (1977).

8. W. P. Dumke. Phys. Rev., 132, 1998 (1963).

9. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 61 (1968).

10. Б. А. Тавгер, Н. Л. Блох, Е. Л. Фишман. ФММ, 33, 1137 (1972).

ԼՈՒՅՍԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ԲԱՐԱԿ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ՂԱՉԱՐՅԱՆ, Կ. Հ. ԱՀԱՐՈՆՅԱՆ

Հաշված է շրջանային կարվածրով բարակ թվանաացված կիսահաղորդչային լարերում յույսի կլանման գործակիցը, որը պայմանավորված է ակցեպտորային մակարդակների և հավորդականունյան գոտու կամ վալենտական ղոնայի և դոնորային վիճակների միջև էլեկտրոնային անցումներով։ Խնդիրը լուծված է լիցջակիրների ինչպես ազատ, այնպես էլ կապված վիճակներում շարժման չափային թվանտացման հաշվառմամը։ Հնտաղոտված է կլանման գործակցի վարջը նշված երկու տիպի անցումների համար։ Լարերում լույսի կլանման գործակցի հաճախունյունից կախումը համեմատված է կիսահաղորդչային թաղանթներում և ծավալուն նմուշներում համանման կախումների հետ։

LIGHT ABSORPTION IN THIN QUANTIZED SEMICONDUCTOR WIRE CONTAINING IMPURITIES

A. M. KAZARYAN, K. G. AGARONYAN

The absorption index due to electron transitions between acceptor levels and conduction band or between valence and donor states in thin quantized semiconductor wire of circular section is calculated. The problem is solved taking account of quantization of motion of electrons and holes both in the free and bound donor (acceptor) states. The analysis of the absorption index for these transitions is carried out. The comparison of the dependence of absorption index on the incident radiation frequency with those for films and massive specimens is made.

К ВОПРОСУ О РАЗЛИЧИИ МЕССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ, ПОЛУЧАЕМЫХ ПРИ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЯХ ИСТОЧНИКА ИЛИ ПОГЛОТИТЕЛЯ

Т. М. АЙВАЗЯН

Рассмотрено влияние ультразвуковых возбуждений источника на параметры мёссбауэровских спектров испускания и поглощения. Показано, что ультразвуковое возбуждение источника с самопоглощением приводит к существенному увеличению интенсивности его спектра испускания в резонансной области. Приводятся общие выражения для формы линии и площади спектра поглощения, получаемых в опытах с движущимся источником при его ультразвуковом возбуждении.

Как известно [1—6], возбуждение ультразвуковых (УЗ) колебаний в мёссбауэровских источниках и поглотителях находит применение в гамма-резонансной спектроскопии и повтому представляет определенный интерес. В работах [4, 7] рассматривалось изменение параметров мёссбауэровских спектров поглощения только при возбуждении УЗ колебаний в поглотителе.

В настоящей работе рассматривается влияние УЭ колебаний, возбуждаемых в источнике, на форму резонансного спектра испускания для источника с самопоглощением, а также приводятся выражения для формы линик и площади спектров поглощения, получаемых в опытах с движущимся источником в этих условиях.

Установлено, что УЗ возбуждение источника с самопоглещением приводит к существенному увеличению площади спектра испускания в резонансной области. Это обстоятельство, как будет показано ниже, позволяет указать на непоторые новые применения УЗ возбуждений в гамма-резонансной спектроскопии.

1. Форма линия и площадь спектра испускания источника при возбуждении в нем УЭ колебаний

Форма резонансной части спектра испускания источника без самопоглощения при возбуждении в нем когерентной УЗ волны с частотой Ω н определенной конфигурацией, характеризуемой направлением ее распространения и коэффициентом стоячей волны K, может быть представлена в следующем виде:

$$W(a, x) = \frac{\alpha f'_{u}}{\pi} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \frac{Y_{s}^{k}(a)}{1 + (x - s\beta)^{2}},$$
 (1)

где $x = 2 (E - E_0)/\Gamma$, $\beta = 2\hbar \Omega/\Gamma$, $a = An/\hbar$, E — энергия ү-кванта, E_0 — энергия резонансного уровня, Γ — ширина линии, **n** — направление испускания ү-кванта, $\hbar = \lambda/2\pi$, λ — длина волны ү-кванта, **A** — амплитуда УЗ волны, распространяющейся в прямом направлении, α — относительная доля резонансных γ -квантов в спектре испускания, $f'_{\rm H}$ — вероятность испускания γ -квантов без отдачи в источнике. Явный вид функций $Y_s^*(\alpha)$ приведен в работе [4].

Если излучающие ядра в источнике равномерно распределены по его толщине, то такой источник будет обладать самопоглощением. В общем случае при УЗ возбуждении источника с самопоглощением его спектр испускания в резонансной области будет иметь вид

$$W(a, x, C) = \delta \int_{0}^{L} \{W(a, x, z) e^{-\int_{0}^{u} W'(a, x, z') dz'} \} dz.$$
(2)

Здесь δ — нормировочный множитель, W(a, x, z) — форма линии резонансного испускания ядер в присутствии УЗ возбуждения (1), которая в общем случае зависит от координаты z (если конфигурация УЗ поля такова, что амплитуды колебаний ядер в источнике зависят от координат); для простоты предполагается, что плоскость поверхности источника совпадает с плоскостью xy, а направления распространения УЗ волны и у-квантов параллельны осн z; W'(a, x, z') — форма линии поглощения в слое с координатой z', $C = n_g \sigma_0 f$, n_g — число резонансно поглощающих ядер на 1 с m^2 источника, σ_0 — сечение резонансного ядерного рассеяния, f — вероятность поглощения у-кванта без отдачи, L—толщина источника.

В частном случае, например, когда в источнике с самопоглощением вдоль оси z возбуждается проходящая без отражения УЗ волна, выражение (2) принимает вид

$$W(a, x, C) = \frac{\alpha f_n}{\pi R(C)} \left\{ 1 - \exp\left[-\sum_{n = -\infty}^{\infty} \frac{C f_n^2(a)}{1 + (x - n\beta)^2}\right] \right\}, \quad (3)$$

где J_n — функция Бесселя *n*-го порядка, $R(C) = Ce^{-C/2} [I_0(C/2) + I_1(C/2)]$, I_0 и I_1 — соответственно функции Бесселя нулевого и первого порядка от мнимого аргумента. Функции W(a, x) и W(a, x, C) нормированы таким образом, что при отсутствии УЗ возбуждения площадь спектра испускания источника равна αf_n^r .

В общем случае площадь спектра испускания источника с самопоглощением в области резонансной энергии S_н (a, C) при его УЗ воз-

буждении будет определяться выражением $S_u(a, C) = \int W(a, x, C) dx$.

На рис. 1 для нескольких значений параметра α приводится зависимость относительного изменения площади спектра испускания $S_{\rm m}(\alpha, C)/\alpha f'_{\rm m}$ такого источника от величины C в случае, когда величина W(a, x, C) описывается выражением (3). Как видно из рис. 1, площадь спектра испускания источника с самопоглощением при возбуждении в нем УЗ поля с отмеченной выше конфигурацией увеличивается с увеличением параметров а и С. Причина этого явления заключается в следующем. УЗ возбуждение источника с самопогллощением приводит к появлению в нем большого числа менее интенсивных линий (испускания и поглощения). Поскольку относительное самопоглощение в источнике (при его конечной толщине) тем меньше, чем слабее интенсивности линий испускания и поглощен



Рис. 1. Зависимость величины $S_{ii}(a, C)/zf'_{ii}$ от C при значениях параметра a = 0; 0,5; 1,0; 2,0.

ния, то в рассматриваемом случае суммарное самопоглощение расщепленных ультразвуком линий меньше, чем величина самопоглощения в источнике при отсутствии УЗ возбуждения.

Необходимо отметить, что кроме указанной выше причины площадь спектра испускания источника с самопоглощением при его УЗ возбуждении может дополнительно увеличиваться в случае, когда конфигурация УЗ поля в истончике такова, что амплитуда УЗ колебаний мёссбауэровских ядер (в отличие от рассмотренного выше случая) существенно зависит от координаты z. В этом случае будет происходить дополнительное уменьшение самопоглощения вследствие относительного смещения линий поглощения и испускания в различных слоях источника, что, по-видимому, имелось в виду в работе [2].

Отмеченные выше обстоятельства можно использовать для увеличения интенсивности резонансной части излучения мёссбауэровских источников, а также для получения высокочастотной модуляции резонансного у-излучения путем изменения амплитуды УЗ возбуждения в источнике с «самопоглощением.

2. Влияние УЭ возбуждений источника на форму и площадь спектров в опытах по резонансному поглощению

При возбуждении УЗ волны в источнике форма спектра η (y, a), получаемая в опытах по резонансному поглощению с движущимся источником, может быть представлена в виде

$$\eta(y, a) = \alpha f'_{n} \int_{-\infty}^{\infty} \left[1 - \exp\left(-n_{p} \xi L \sigma(x)\right) W(a, x+y) dx, \quad (4)\right]$$

где $\sigma(x)$ — эффективное сечение резонансного поглощения, $\xi n_p L$ — плотность ядер мёссбауэровского изотопа на 1 см² поглотителя, $y = 2E_o v/\Gamma c$, v — скорость движения источника, с — скорость света.

Выражение (4) в общем случае точно не вычисляется. Ниже рассмотрим его некоторые частные случаи в предположении, что поглотитель имеет одиночную линию поглощения, для которой $\sigma(x) = \sigma_0 f/(1 + x^2)$. Для формы спектра поглощения $\eta(y, a)$ при УЗ возбуждении источника без самопоглощения в рассматриваемом случае с достаточно хорошей точностью [8] получаем

$$\dot{\eta}(y, a) = \alpha f_{n}R(B) X(B) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{Y_{n}^{k}(a)}{[X(B)]^{2} + (y-n\beta)^{2}},$$
 (5)

где $X(B) = R(B)/[I - e^{-B/2} I_0(B/2)]$, а безразмерная величина $B = n_p \xi f L$. На рис. 2 и 3 приводятся зависимости $\eta(y, a)$ от величины у для заданных значений параметров $B = 2, \beta = 7, a = 0; 0,5; 1,0; 2,0$ соответственно для двух предельных случаев K=1 (проходящая без отражения УЗ волна) и $K = \infty$ (стоячая УЗ волна). На этих же рисунках пунктирными линиями изображены формы спектров поглощения $\varepsilon(y, a)$ при тех же значениях параметров a, B, β и K для случая, когда УЗ волна возбуждается в поглотителе [4]. Как видно из этих рисунков, указанные зависимости имеют одинаковый качественный характер, но количественно существенно отличаются, особенно при больших значениях параметра a. В частности, из этих же рисунков видно, что идентичное УЗ возбуждение приводит к существенному изменению отношений интенсивности несмещенной линии поглощения к интенсивности любого n-го сателлита в зависимости от того, производится ли это возбуждение в источнике или в поглотителе.

Для площади спектра S₃, получаемого в опытах по резонансному поглощению с движущимся источником без самопоглощения при его УЗ возбуждении, получаем

$$S_{\mathfrak{s}} = \int_{-\infty}^{\infty} \gamma(y, a) \, dy = \alpha f_{\mathfrak{s}} \pi R(B).$$
(6)

Как следует из сравнения выражения (6) с результатами работы [8], УЗ возбуждение источника без самопоглощения не приводит к изменению площади спектра поглощения.



Рис. 2. Зависимость величины η (*y*, *a*) от *y* при *B* = 2, β = 7, *K* = 1 для значений параметра *a* = 0; 0,5; 1,0; 2,0.

Если УЗ возбуждение производится в источнике, обладающем самопоглощением, то в общем случае форма линии и площадь спектра поглощения будут зависеть от конфигурации УЗ поля в источнике. Ниже для простоты рассмотрим частный случай, когда форма спектра испускания источника с самопоглощением при его УЗ возбуждении описывается выражением (3). В отмеченном выше случае, если источник обладает слабым самопоглощением C < 1, проводя разложение экспоненты в функции W(a, x, C)по параметру C, с точностью до членов, пропорциональных C^2 , для формы линии и площади спектра поглощения находим

$$\eta(y, a, C) = \frac{C}{R(C)} \eta(y, a), \quad S_{\mathfrak{s}}(C) = \frac{C}{R(C)} S_{\mathfrak{s}}.$$
 (7)

Выражения для $\eta(y, a, C)$ и $S_{3}(C)$ могут быть вычислены при любом значении величины C в случае, когда частота УЗ возбуждения источника достаточно велика для того, чтобы перекрытием линий в нем можно было бы пренебречь, т. е. $\beta \gg 1$. Для формы линии в этом случае имеем

282







Рис. 4. Зависимость величины $S_{g}(a, C)/af'_{II}\pi$ от a при $\beta \gg 1, K = 1$ для нескольких значений параметров B = 1,0; 2,0 и C = 1,0; 2, 0;4,0.

Т. М. Айвазян

 $\eta(y, a, C) = a f_n \frac{R(B)}{R(C)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{R(C f_n^2(a)) \chi(B, C f_n^2(a))}{[\chi(B, C f_n^2(a))]^2 + (y - n\beta)^2}, \qquad (8)$

где

$$\chi(B, \lambda) = \frac{R(B) R(\lambda)}{R(B) + R(\lambda) - R(B + \lambda)}$$

Для площади мёссбауэровского спектра поглощения получаем

$$S_{\mathfrak{s}}(\mathfrak{a}, C) = \mathfrak{a} f_{\mathfrak{n}}^{\prime} \pi \frac{R(B)}{R(C)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} R(C f_{\mathfrak{n}}^{2}(\mathfrak{a})).$$
(9)

Как показывают численные оценки выражений (7) и (9), площадь экспериментального спектра поглощения при УЗ возбуждении источника увеличивается с увеличением величины самопоглощения в источнике. Зависимость величины $S_g(a, C)$ от а, полученная путем численного расчета выражения (9) в случае, когда $\beta \gg 1$, K=1, для нескольких значений паоаметров В и С поиводится на рис. 4.

В заключение отметим, что аналогично тому, как это делалось выше, форма линии и площадь спектров поглощения, получаемые в опытах с движущимся источником, могут быть найдены при любой конфигурации возбуждаемого в источнике УЗ поля.

Горисские лаборатории ВЦ АН АрмССР

Поступила 17.VI.1977

ЛИТЕРАТУРА

- 1. S. L. Ruby, D. I. Bolef. Phys. Rev. Lett., 5, 5 (1960).
- J. Mishory, D. I. Bolef. Mössbauer Effect Methodology, Ed. I. J. Gruverman, Plenum Press, N. Y.-Lud, 1968, v. 4, p. 13.
- 3. A. V. Mittin. Phys. Lett., A34, 213 (1971).
- 4. T. M. Aivazyan et el. Phys. St. Sol. (b), 64, 757 (1974).
- 5. Т. М. Айвазян, Ю. М. Айвазян, А. Р. Мкртчян. ФТТ, 16, 1383 (1974).
- 6. E. Ф. Макаров, А. В. Митин. УФН, 120, 55 (1976).
- 7. Т. М. Айвазян и др. Письма ЖЭТФ, 13, 543 (1971).
- 8. Г. А. Быков, Фан Зуи Хиен. ЖЭТФ, 43, 909 (1962).

ԱՂԲՅՈՒՐԻ ԿԱՄ ԿԼԱՆԻՉԻ ԳԵՐՁԱՅՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ ԱՌԱՋԱՅՈՂ ՄՅՈՍԲԱՈՒԵՐՅԱՆ ՍՊԵԿՏՐՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Դիտված է աղբյուրի դերձայնային գրդռումների ազդեցությունը ճառագայթնման և կլանման մյոսրաուերյան սպեկտրների պարամետրերի վրա։ Ցույց է տրված, որ ինքնակլանմամբ օժտված աղբյուրի դերձայնային գրդռումը բերում է ճառագայթնման սպեկտրի ինտենսիվուբյան էական ավելացմանը ռեզոնանսային տիրույթում։ Բերված են ընդհանուր արտահայտություններ կլանման սպեկտրների դծի և մակերեսի համար, որոնք ստացվում են մյոսբառւերյան փորձերում շարժվող աղբյուրի գերձայնային գրդուման դեպքում։

284

ON THE DIFFERENCE BETWEEN MOSSBAUER SPECTRA OBTAINED AT THE ULTRASONIC EXCITATIONS OF SOURCE AND ABSORBER

T. M. AJVAZYAN

The influence of ultrasonic excitation of source on the parameters of Mössbauer emission and absorption spectra is discussed. It is shown that ultrasonic excitation of source with self-absorption leads to the considerable rise of emission spectrum intensity in the resonance region. General expressions for the line-form and surface of the absorption spectrum are given for the experiments with ultrasonic excitation of moving source.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ МОДУЛЯЦИИ СВЕТА НА КРИСТАЛЛАХ *КDP* В СВЧ СВЕТОДАЛЬНОМЕРАХ

К. С. ГЮНАШЯН, Р. Р. СИНАНЯН, Ж. М. ОВСЕПЯН

Рассмотрена возможность получения общего выражения для оценки параметров модулированного в кристаллах KDP света в зависимости от ориентации оптических элементов, через которые проходит свет. Выполнен анализ общего выражения и установлено, что оно дает возможность определить оптимальные ориентации оптических элементов и сопоставить эффекты модуляции при различных ориентациях главных X-, У-осей кристалла KDP.

Электрооптическая модуляция света на кристаллах KDP и ADP нашла широкое применение в современных высокоточных светодальномерах [1]. Этому способствовали малые потери мощности модуляции в CBЧ диапазоне, возможность использования по несущей почти всего видимого диапазона, простота конструкции модуляторов, небольшая стоимость кристаллов, линейная зависимость фазовой задержки Γ от модулирующего напряжения и малая инерционность.

Электрооптическая модуляция интенсивности луча, проходящего через кристалл, имеет место в том случае, когда после модулятора устанавливается анализатор, пропускающий свет определенной линейной поляризации. Если анализатор пропускает свет, поляризованный ортогонально поляризации света на входе, то интенсивность света на выходе модулятора описывается выражением [2]

$$I = I_0 \sin^2 \Gamma/2, \tag{1}$$

где I_0 — интенсивность света на входе модулятора. Выражение (1) характеризует систему только при определенном расположении в ней оптических элементов.

В настоящей работе дается решение, которое более подробно описывает систему, состоящую из фазосдвигающего кристалла *KDP*, фазовой пластинки и анализатора, и проводится исследование этой системы с целью использования ее в CBЧ светодальномерах.

Схема, поясняющая принцип работы модулятора на линейном электрооптическом эффекте, изображена на рисунке. Для определения величины пропускания света в оптической схеме удобно пользоваться методом Джонса [3]. Матричный метод Джонса связывает значения составляющих векторов электрического поля световой волны до прохождения оптического элемента и после него. При наличии нескольких оптических элементов, через которые последовательно проходит свет, результирующая матрица Джонса равна произведению элементарных матриц.

Для схемы, изображенной на рисунке, результирующая матрица Джонса M будет

$$M = M_a \cdot M_\gamma \cdot M_k \cdot M_c, \tag{2}$$


где

$$M_a = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & 1/2 \sin 2\theta \\ 1/2 \sin 2\theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix}$$

есть матричный оператор анализатора,

$$M_{\gamma} = \begin{bmatrix} \exp(i\gamma)\cos\theta'' & -\exp(i\gamma)\sin\theta'' \\ \exp(-i\gamma)\sin\theta'' & \exp(-i\gamma)\cos\theta'' \end{bmatrix}$$
(4)

есть матрица фазовой пластинки,

$$M_{k} = \begin{bmatrix} \cos \Gamma/2 + i \cos 2\theta' \sin \Gamma/2 \ i \sin 2\theta' \sin \Gamma/2 \\ i \sin 2\theta' \sin \Gamma/2 \\ \cos \Gamma/2 - i \cos 2\theta' \sin \Gamma/2 \end{bmatrix}$$
(5)

есть матрица для фазосдвигающего кристалла,

$$M_c = \sqrt{\frac{I_0}{2}} \begin{bmatrix} 1\\ -1 \end{bmatrix} \tag{6}$$

есть матрица поляризации луча лазера; θ — угол между главным направлением анализатора и поляризацией света, γ — разность фаз, вносимая фазовой пластинкой, θ'' — угол поворота фазовой пластинки, θ' — угол между поляризацией света и осью X кристалла.

После умножения матриц и преобразования с учетом того, что $I = E_X^2 + E_Y^2$, для выходной интенсивности луча получаем выражение $I = \frac{I_0}{2} [1 + \cos 2(\theta + \theta'') \cos 2\theta' \cos \Gamma - \sin 2(\theta + \theta'') \cos 2\theta' \sin \gamma \sin \Gamma].$ (7)

Полученное общее выражение характеризует систему при различных ориентациях оптических элементов.

1. Для получения максимальной модуляции ось X или У кристалла должна быть параллельна направлению поляризации луча лазера ($\theta' = 0$ или 90°). Ошибка в ориентации осей приводит к уменьшению эффективности модуляции света.

2. Для исключения постоянной составляющей интенсивности света на выходе модулятора главное направление анализатора должно быть перпендикулярно к направлению поляризации света ($\theta = 90^\circ$).

3. Множитель siny содержится при компоненте сигнала основной частоты, и в случас $\gamma = 90^\circ$ сигнал основной частоты максимален. Следова-

(3)

тельно, необходима фазовая пластинка на четверть длины волны света ($\lambda_c/4$). Погрешность в фазовой задержке пластинки $\lambda_c/4 \pm \Delta \lambda_c$ приводит к смещению рабочей точки на характеристике модулятора.

4. Чтобы рабочая точка находилась на середине характеристики модулятора, кристаллографическая ось четвертьволновой пластинки должна быть ориентирована под углом ± 45° по отношению к поляризации луча. Ошибка в ориентации фазовой пластинки уменьшает эффективность модуляции.

5. В зависимости от ориентации анализатора на выходе модулятора выделяется основная или удвоенная частота модуляции.

6. При ориентации анализатора и фазовой пластинки с $\theta = 90^{\circ}$ и $\theta'' = 0$, используемой в светодальнометрии, представляют интерес следующие ориентации осей фазосдвигающего кристалла:

а) в случае $\theta' = 0$ из общего выражения получается известное выражение (1):

б) в случае θ'=90° из выражения (7) получаем

$$I = I_0 \cos^2 \Gamma/2;$$

последнее выражение показывает, что при повороте кристалла на 90° вокруг оси Z фазовая задержка выходного сигнала сдвигается на 90°, т. е. на $\lambda_{\rm M}/4$ ($\lambda_{\rm M}$ — длина волны модулирующего сигнала);

в) в случае $\theta' = 45^{\circ}$ наблюдается только фазовая модуляция (изменяется скорость распространения света в кристалле в соответствии с приложенным напряжением).

Для получения выражения, характеризующего систему при оптимальной ориентации оптических элементов, рассмотрим случай, когда модулирующее напряжение U синусоидальное. Для этого выразим фазовую задержку Γ через полуволновое напряжение U_{π} [3]:

$$\Gamma = \pi \left(U/U_{\pi} \right) \sin \omega_{\rm M} t, \tag{8}$$

где 🕬 — угловая частота модуляции.

Из выражения (7) с учетом (8) при $\theta' = \theta'' = \gamma = 0$ получаем следующую зависимость выходной интенсивности света от приложенного напряжения:

$$I = \frac{I_0}{2} \left\{ \left[1 + \left(1 - \frac{\pi^2}{4} \frac{U^2}{U_{\pi}^2} \right) \cos \theta \right] + \frac{\pi^2}{4} \frac{U^2}{U_{\pi}^2} \cos 2\theta \cos 2\omega_{\rm M} t - \frac{\pi^2}{U_{\pi}} \sin 2\theta \sin \omega_{\rm M} t \right\} \right\}.$$

$$(9)$$

Из (9) следует, что при $\theta = 90^{\circ}$ постоянная составляющая света при отсутствии модулирующего напряжения равна нулю. Погрешность в ориентации анализатора приводит к появлению остаточной интенсивности света. Второй член характеризует компонент сигнала удвоенной частоты по отношению к частоте напряжения, подаваемого на кристалл; он максимален при $\theta = 90^{\circ}$ и мало изменяется вблизи этого значения. Третий член является компонентом сигнала основной частоты и максимален при $\theta = 45^{\circ}$.

Для работы на линейном участке характеристики можно использовать электрическое смещение ,но практически более эффективным является применение четвертьволновой пластинки. Пластинку можно установить до кристалла модулятора и после него (см. рисунок). При правильной ориентации фазовой пластинки $\gamma = 90^\circ$, $\theta'' = 45^\circ$ и при $\theta = 90^\circ$, $\theta' = 0$ интенсивность света на выходе модулятора выражается так

$$I = \frac{I_0}{2} \left[1 + \sin \left(\pi \frac{U}{U_{\pi}} \sin \omega_{\rm M} t \right) \right], \qquad (10)$$

откуда следует, что при U=0 рабочая точка находится на середине прямолинейной части модуляционной характеристики.

Известно, что фазовая задержка в пластинке толщиной d_{λ} равна $\gamma = 2 \pi d_{\lambda} (n_e - n_0) / \lambda_e$. Это выражение совпадает с постоянной фазовой задержкой, имеющей место при поперечном электрооптическом эффекте в кристаллах *KDP*. Данное обстоятельство свидетельствует о том, что применение фазовых пластинок в светодальномерах будет сопровождаться появлением новых источников ошибок.

В заключение следует отметить, что полученные выражения досгаточно полно описывают процесс модуляции света при произвольной ориентации оптических элементов и дают возможность определить оптимальные ориентаций этих элементов при модуляции света на различных участках модуляционной характеристики системы. Кроме того, они позволяют оценить влияние погрешностей в ориентации отдельных оптических элементов на эффективность работы системы.

Ереванский политехнический институт

Поступила 3.Х. 1977

ЛИТЕРАТУРА

К. С. Гюнашян и др. Радновлектроника, 16, 92 (1973).
 Е. Р. Мустель, В. Н. Парыгин. Методы модуляции и сканирования света, М., 1970.

3. У. Шерклиф. Поляризованный свет, М., 1965.

ԳԵՐԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽՈՒԹՑԱՆ ԼՈՒՍԱՀԵՌԱՉԱՓԵՐՈՒՄ KDP ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՎ ԼՈՒՅՍԻ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇ ՀԱՐՑԵՐ

4. Ս. ԳՅՈՒՆԱՇՅԱՆ, Ռ. Ռ. ՍԻՆԱՆՅԱՆ, Ժ. Մ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Քննարկվում է KDP բյուրեղներում մոդուլացված լույսի պարամետրերի ուսումնասիրման համար ընդհանուր արտահայտունյան ստացման հնարավորունյունը կախված օպտիկական էլեմենտների կողմնորոշումից, որոնց միջով անցնում է լույսը։ Օպտիկական էլեմենտների օպտիմալ կողմնորոշման դեպքի համար ստացված և քննարկված է մոդուլյատորի աշխատանքը լիարժեք բնունագրող բանաձև։

SOME ASPECTS OF THE THEORY OF LIGHT MODULATION ON KDP CRYSTALS IN MICROWAVE LIGHT-RANGE FINDER

K. S. GYUNASHYAN, R. R. SINANYAN, J. M. OVSEPYAN

The possibility of obtaining a general formila for the evaluation of parameters of KDP light modulated in crystals as dependent on the orientation of the optic elements through which the light passes is discussed. At optimal orientations of optic elements a more general formula for modulator description has been obtained and the formila analyzed.

J. N. C. Troommon et ap. Prantosteriero prim. 19, 92 (1973).
H. K. G. Troommon et al., Provinsion termination of the state of

REPERTMENT JULIUM MERIE DUTURI DUTURI CONTRE REPERTMENTER TRACER DEMONSTRATION SEMENDER DE TRACES DUTURI

a to substantiants of the state of the substantian of the

Description 2 K.2011 springly to a fragment for a second strangeneration of the second second

ПЕРЕКЛЮЧЕНИЕ S-ДИОДОВ ИЗ КРЕМНИЯ, КОМПЕНСИРОВАННОГО ЦИНКОМ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ МАЛОГО ГАРМОНИЧЕСКОГО СИГНАЛА В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ТЕМПЕРАТУРЫ И ОБЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, С. А. ТАРУМЯН

Проведены исследования переключающих свойств кремниевых днодов с примесью цинка под действием малого гармонического сигнала, наложенного на постоянное смещение, при разных температурах и при постоянном влектронном облучении. Экспериментально выявлен механизы такого переключения и определены закономерности изменения числа периодов колебаний, необходимых для срыва, в зависимости от различных параметров.

В работе [1] нами было показано, что диоды из кремния, компенсированного цинком, под действием малого гармонического сигнала, наложенного на постоянное смещение, переходят из закрытого состояния в открытое. Там же было приведено качественное объяснение описанного явления и некоторых наблюдаемых закономерностей. Настоящая работа посвящена дальнейшему изучению этого эффекта на тех же диодах. Технология изготовления диодов и методика эксперимента описаны в работах [2, 3].

Исследования, проведенные в [1], были выполнены при комнатной температуре. Учитывая, что свойства диодов довольно чувствительны к температуре, мы выполнили измерения, аналогичные [1], и при других температурах. При уменьшении температуры амплитуда синусондального напояжения, при котором возможно переключение диода в низкоомное состояние, заметно растет. Довольно сильно увеличивается и наименьшее постоянное смещение на диоде, при котором еще имеет место эффект переключения. А пон температуре порядка 0÷5°С эффект переключения вообще исчезает. Минимум в зависимости нижней граничной частоты от амплитуды переменного сигнала сохраняется (см. [1]), но в этом случае вслед за ростом при увеличении амплитуды следует падающий участок. Такой участок возникает и в случае верхней граничной частоты. Заметим также, что с понижением температуры полосы частот, при которых происходит переключение, сильно сужаются, хотя напояжение срыва увеличивается всего на несколько вольт. При + 70°С нанбольшая ширина полосы составляет около 13 кгц. Следует отметить, что с увеличением температуры полоса чувствительности заметно смещается в сторону больших частот. Так, при указанной температуре наибольшая нижняя граничная частота равна примерно 2 кгу, в то время как при 30°С она составляет около 200 гу. При высоких температурах сохраняется ход зависимости граничных частот от амплитуды переменного сигнала, но эффект проявляется при относительно малых постоянных смещениях.

Предыдущими исследованиями было показано, что диоды из кремния, компенсированного цинком, очень чувствительны к воздействию электронного пучка [2, 4]. Известно также, что электроны с энергией порядка

10 кэв проникают в кремний всего на один микрон и, следовательно, не могут непосредственно влиять на заселенность примесных центров в базе диодов, как это имеет место в случае изменения температуры. С этой точки эрения представляет интерес исследование явления переключения переменным сигналом при непрерывном облучении электронами. Действительно, во время исследований были установлены существенные отличия в закономеоностях переключений, обусловленных температурой и пучком электронов. Оказалось, что изменение напояжения срыва на некоторую величину пол действием пучка мало расширяет полосу частот, в то время как такому же изменению V, при увеличении температуры соответствует гораздо большее изменение полосы. Измерения показывают, что зависимость граничных частот от амплитуды синусоидального сигнала при возбуждении электоонами имеет более простой вид. В широком интервале изменения интенсивности пучка вплоть до значений, пои которых напряжение срыва мало отличается от остаточного, эти зависимости имеют форму монотонно возрастающей и убывающей функций соответственно для верхних и нижних граничных частот. Смещение полосы в сторону верхних частот имеет место и при увеличении тока пучка, хотя оно заметно слабее, чем при изменении температуры. Следует отметить, что на некоторых образцах при комнатной температуре наблюдались две полосы частот, которые с увеличением амплитуды переменного сигнала сливались в одну. Вторая полоса более низкочастотная и появляется при увеличении постоянного смещения.

Заметим, что во время измерений в некоторых случаях наблюдались нерегулярные низкочастотные колебания (от одного до сотни герц с амплитудой до десятков вольт) между включенными и выключенными состояниями. Подробные исследования показали, что эти колебания, как правило, возникают только на участке роста нижних граничных частот (см. рис. 1 в [1]). Время перехода из низкоомного состояния в высокоомное порядка



Рис. 1. а) Зависимость амплитуды синусондального сигнала, приводящего к переходу в высокоомное состояние, от постоянного смещения на диоде при разных первичных амплитудах, с помощью которых был произведен срыв. 6) Зависимость частоты синусондального сигнала, при котором имеет место переход в высокоомное состояние, от постоянного смещения на диоде при разных амплитудах синусондального сигнала.

Переключение S-диодов из кремния, компенсированного цинком

сотен миллисекунд, в то время как обратный перескок происходит всего за несколько микросекунд. Нерегулярность этих колебаний, в основном, вызвана тем, что время задержки днода в открытом состоянии со временем меняется хаотически. С увеличением амплитуды переменного сигнала частота, при которой возникают эти нерегулярные колебания, резко понижается. Следует заметить, что эти колебания возникают и тогда, когда переменный сигнал подается после срыва диода постоянным смещением, но в этом случае они происходят между точками минимума и срыва. Время включения и выключения того же порядка, что и при срыве переменным сигналом. С увеличением амплитуды синусоидального сигнала частота нерегулярных колебаний увеличивается, оставаясь примерно на один порядок меньше подаваемой. Одновременно понижается хаотичность и колебания принимают строго релаксационную форму.

Наряду с явлением переключения в низкоомное состояние малым переменным сигналом некоторый интерес представляет также изучение условий возвращения в исходную точку на статической ВАХ. Исследования показали, что оно может произойти либо при увеличении амплитуды синусоидального сигнала, либо при уменьшении его частоты. На рис. 1а приведена зависимость амплитуды переменного сигнала, при котором имеет место переход в высокоомное состояние, от постоянного смещения на диоде для разных первоначальных значений амплитуды, под действием которых был произведен срыв. На рис. 16 представлена частота, при которой диод возвращается в высокоомное состояние, в зависимости от напряжения постоянного смещения при разных амплитудах переменного сигнала, вызвавшего переключение в низкоомное состояние. Таким образом изменением лишь одной амплитуды или частоты синусондального сигнала можно произвести срыв или восстановление первоначального состояния диода. Если срыв произведен малой амплитудой, то никак нельзя добиться эффекта восстановления. Восстановление не имеет места и тогда, когда срыв производится высокими частотами. Но в этом случае при понижении частоты восстановление происходит начиная со значения нижней граничной частоты.

Следует заметить, что влияние малого переменного сигнала на возврат диода из включенного состояния в запертое можно понять, если допустить, что накопленные за счет переменного сигнала носители образуют утечку (или дополнительный проводящий канал) в базе, что приводит к разрушению основного шнура и переходу диода в закрытое состояние. Отметим также, что величина накопленного в базе заряда определяется не только частотой переменного сигнала, но, несомненно, и временем жизни неосновных носителей. Если под влиянием внешних факторов время жизни уменьшается, то это приводит к увеличению граничных частот. По всей вероятности, в конкретном рассмотренном случае уреличение температуры и интенсивности электронного пучка приводит к уменьшению времени жизни неосновных носителей и, следовательно, смещению полосы в сторону больших частот.

Как было предположено ранее [1], переключение диода из высокоомного состояния в низкоомное под действием малого гармонического сигна-

ла обусловлено накоплением носителей в базе. Прохождение через диод некоторого числа периодов гармонического сигнала вызывает такую модуляцию базы, что данное постоянное смещение оказывается достаточным для его перевода в низкоомное состояние. Определение этого числа периодов при данных значениях постоянного смещения и амплитуды гармонического сигнала было бы экспериментальным доказательством качественных объяснений, содержащихся в [1].

Ниже приводится простой метод определения числа периодов, основанный на следующих соображениях. Если падение напряжения на диоде измеряется с помощью осциллографа с непрерывной разверткой, то повышение смещения фиксируется на экране в виде увеличения отклонения луча от первоначального положения. При наступлении срыва луч опускается в положение, соответствующее минимальному напряжению на диоде (Vmin). Следует заметить, что при медленной развертке мы можем наблюдать также и переходные процессы, в частности, можем оценить времена восстановления и перехода диода в низкоомное состояние. Так как последовательно с диодом включено нагрузочное сопротивление, то напряжение на диоде всегда меньше, чем подавалось с источника. Поэтому на осциллографе отклонение луча в момент включения диода будет несколько ниже своего первоначального (в отсутствие включенного диода) положения. Таким образом, при включении в цепь диода луч опускается вниз и занимает положение, соответствующее данному падению напряжения на диоде. Описанная картина имеет место и в том случае, когда на постоянное смещение наложен переменный сигнал. Если напояжение на источнике достаточно большое, то произойдет переход диода во включенное состояние и луч займет положение, соответствующее V_{min}. В наших измерениях после включения диода в цепь равновесное состояние наступало достаточно быстро. Фронт скачка луча (переходной участок) составлял доли микросекунды.

Теперь рассмотрим случай, когда на постоянное смещение наложен малый переменный сигнал. Разумеется, в этом случае постоянная составляющая падения напряжения меньше напряжения срыва. После установления соответствующих напряжений на источниках диод подключается в цепь. Если срыв, действительно, происходит после прохождения через него *п*-го количества периодов, то луч сначала должен опуститься на уровень, соответствующий высокоомному состоянию диода, а через некоторое время опуститься еще ниже, но на этот раз уже в основное минимальное положение

На рис. 2 приведена типичная осциллограмма вышесказанных явлений, снятая при разовой развертке луча. Число колебаний между двумя скачками как раз есть то число лериодов, которое необходимо для перевода диода в низкоомное состояние. Верхняя кривая на осциллограмме соответствует ходу кривой тока через диод. Из рисунка видно, что после скачков равновесное состояние тока наступает сравнительно медленно, в то время как напряжение устанавливается довольно быстро. Следует заметить, что данная осциллограмма получена при низких частотах переменного сигнала и при оптимальной развертке луча. С увеличением частоты колебания становятся неразличимыми, и их число нужно определять по протяженности

Рис. 2. Осциалограмма, подтверждающая необходимость паличия некоторого количества периодов (участок между двумя скачками), необходимого для перевода днода в низкоомное состояние; нижняя кривая — осциалограмма напряжения, верхняя — осциалограмма тока.

участка между двумя скачками и по величине развертки (заранее зная частоту колебаний) луча. Исследования при разных режимах и на разных образдах показали, что минимальное число периодов, переводящих диод в низкоомное состояние, равно трем (максимальное среднее количество периодов—поряда 170). Отметим также, что при неизменных параметрах каждое новое измерение дает разное значение числа периодов. Это связано с шумовыми и релаксационными колебаниями, имеющими место на положительном участке ВАХ указанных диодов [5]. Действительно, величина накопленного заряда при прохождении переменного сигнала зависит от сопротивления базы диода, которое из-за наличия колебаний постоянно меняется.

Хотя число периодов при каждом новом измерении было различным, нам все же удалось экспериментально проверить некоторые предположения, сделанные в работе [1]. Например, из качественных объяснений следует, что по мере увеличения постоянного смещения на диоде из-за уменьшения его сопротивления количество периодов должно уменьшаться. Измерения показали, что, действительно, с увеличением постоянного смещения число периодов экспоненциально уменьшается. Оно уменьщается также и при увеличении амплитуды синусоидального сигнала. Следует заметить, что за количество периодов принималось среднее значение (n_{cpex}) десяти измерений, выполненных при одних и тех же параметрах. Наибольшее среднеквадратичное отклонение составило примерно 25% при $n_{cpex} = 140 \div 170$ периодов. С увеличения амплитуды переменного сигнала и величины постоянного смещения на диоде среднеквадратичное отклонение уменьшается, а при некоторых значениях этих величин становится равным нулю. Измерения показывают, что с уменьшением $n_{\rm сред}$ среднеквадратичное отклонение уменьшается, независимо от того, изменением какого параметра было вызвано это уменьшение.

Иной ход имеет зависимость среднего значения количества периодов от частоты переменного сигнала при данной его амплитуде и величине постоянного смещения (рис. 3). Уменьшение $n_{\rm cped}$ с увеличением частоты, на наш взгляд, объясняется тем, что обычно экстракция носителей идет мед-



Рис. 3. Зависимость среднего количества периодов, необходимого для перевода диода в низкоомное состояние, от частоты синусондального сигнала при разных его амплитудах; постоянное смещение на дноде — 25 В.

леннее, чем инжекция и, следовательно, при увеличении частоты практически имеет место только инжекция, вследствие чего накопление необходимой концентрации носителей для срыва происходит быстрее. Но в то же время при большей частоте все меньше носителей успевает продиффундировать в глубь базы. Эго приводит к тому, что с дальнейшим увеличением частоты *n*_{сред} снова возрастает.

Институт раднофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 26.V.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Авакьянц, С. А. Тарумян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 456 (1977). 2. Г. М. Авакьянц, З. Н. Адамян, С. А. Тарумян. ДАН АрмССР, 59, 78 (1974). 3. Г. М. Авакьянц и др. ДАН АрмССР, 52, 76 (1971).

Г. М. Авакьянц. С. А. Тарумян. ДАН АрмССР, 60, 269 (1975).
 З. Н. Адамян. Автореферат кандидатской диссертации, Ереван, ЕГУ, 1975.

8ԻՆԿՈՎ ԿՈՄՊԵՆՍԱՑՎԱԾ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԱՑԻՆ Տ-ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՓՈԽԱՆՋԱՏՈՒՄԸ ՓՈՔՐ ՀԱՐՄՈՆԻԿ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՏԱԿ ԿԱԽՎԱԾ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆԻՑ ԵՎ ԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՌՄԲԱՐԿՈՒՄԻՑ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ս. Ա. ԹԱՌՈՒՄՅԱՆ

Կատարված են ցինկով կոմպենսացված սիլիցիումային դիոդների փոխանջատիչ Հատկությունների ուսումնասիրություններ փոքր Հարմոնիկ ազդանշանի ազդեցության տակ տարբեր ջերմաստիճանների և Հաստատուն էլեկտրոնային ռմբարկման պայմաններում։ Փորձնականորեն ուսումնասիրված է այդ փոխանջատման մեխանիզմը և որոշված են խղման ապահովման Համար անհրաժեշտ պարբերությունների քանակի փոփոխման օրինաչափությունները կախված տարբեր պարամետրերից։

THE SWITCHING OF ZINC DOPED SILICON S DIODES UNDER THE EFFECT OF SMALL HARMONIC SIGNAL AS A FUNCTION OF TEMPERATURE AND FAST ELECTRON IRRADIATION

G. M. AVAKYANZ, S. A. TARUMYAN

The switching properties of zinc doped silicon S diodes under the effect of a small harmonic signal, superimposed on the constant bies are investigated at different temperatures and constant electron irradiation. The mechanism of such a switching is experimentally studied and the dependence of the number of oscillation periods, necessary for a breakdown, on different parameters is determined.

ЭЛЕКТРОННОМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ДОМЕННЫХ ГРАНИЦ И РЯБИ НАМАГНИЧЕН-НОСТИ ОБМЕННОСВЯЗАННЫХ ДВУХСЛОЙНЫХ ПЛЕНОК

я. м. погосян, м. а. чалабян

Методом лоренцевой электронной микроскопии исследуются структура доменных границ и рябь намагниченности вакуумноосажденных двухслойных пленок пермаллой—кобальт. Показано, что при суммарной толщине пленок до 800Å перемагничивающая граница в этих пленках является границей с поперечными связями, а поведение ряби намагниченности описывается микромагнитной теорией Гоффмана.

Введение

Преимущество многослойных ферромагнитных пленок перед однослойными заключается в том, что вариацией толщины отдельных слоев можно получать различные магнитные характеристики при одной и той же суммарной толщине пленок [1, 2]. Благодаря ряду специфических свойств этот класс пленок в настоящее время находит широкое применение в вычислительной технике в качестве элементов памяти без разрушения информации при считывании, в логических устройствах и т. д. [2—4]. Хотя исследованию физических явлений в обменносвязанных пленках посвящено большое число работ и выявлены общие закономерности поведения поля анизогропии и коэрцитивной силы в зависимости от толщины и магнитных характеристик отдельных слоев, в литературе отсутствуют какие-либо сведения о возможной применимости микромагнитной теории ряби намагниченности к этому классу пленок. Нам известна лишь одна работа [5], где делается только предположение о возможном вкладе ряби намагниченности при взаимодействии между магнитожесткой и мягкой слоями.

Настоящая работа предпринята с целью исследования структуры доменных границ и поведения ряби намагниченности в обменносвязанных двухслойных пленках пермаллой—кобальт.

Экспериментальная часть и обсуждение результатов

Обменносвязанные двухслойные пленки типа пермаллой—кобальт, предназначенные для электронномикроскопических исследований, получались методом вакуумной конденсации на покровных стеклах микроскопа, предварительно покрытых тонким слоем каменной соли. Сначала осаждалась магнитомягкая компонента в своем обычном режиме, а затем магнитожесткий слой. Во избежание возможной диффузии атомов кобальта в пермаллой конденсация магнитожесткого слоя проводилась при комнатной температуре подложки. Конструкция вакуумной установки позволяла получать серию пленок с одинаковой толщиной слоя пермаллоя, но с различной толщиной слоя кобальта (в том числе и со слоем кобальта нулевой толщины). Толщина магнитомягкого слоя составляла величину порядка 500 Å, а толщина магнитожестких слоев — соответственно ~ 50, 100 и 150 Å. Исследование магнитной стоуктуры пленок проводилось с помошью электронного микооскопа типа УЭМВ-100К [6].

Лоренциикроскопические исследования магнитомягкого слоя показали. что, как и следовало ожидать, при данной толщине перемагничивающая граница является границей с поперечными связями (см. рис. 1а). В случае же обменноссязанных двухслойных пленок в вышеуказанном интеовале толщин перемагничивающая граница является общей для обоих слоев и также поедставляет собой гоаницу с поперечными связями (см. рис. 16-г).



Рис. 1. Лоренцмикроскопическое изображение доменных границ: a) Ni/Fe 500 Å; 6) Ni/Fe 500 Å+ Co 50 Å; e) Ni/Fe 500 Å + + Co 100 Å; 1) Ni/Fe 500 Å + Co 150 Å.

ALCONDO STORA

Из рисунка видно также, что с увеличением толщины магнитожесткого слоя плотность поперечных связей растет.

Отметим, что изображения, аналогичные рис. 1, наблюдались в работе [7] в случае однослойных пленок, где приложением к пленке растягивающих напряжений изменялась константа одноосной анизотропии (К"). Согласно [7] среднсе расстояние между соседними крестообразными линиями Блоха (l) обратно пропорционально K_n. С физической точки зрения это можно понять, если исходить из того факта, что угол отклонения (β) 843-4

вектора намагниченности от оси легкого намагничивания (ОЛН) вблизи крестообразной линии при равновесном состоянии границы должен быть постоянным. Естественно, рост h_u вызовет уменьшение размеров областей вблизи границы, где векторы намагниченности отклонены от ОЛН. Это приведет к увеличению плотности энергии неелевских сегментов и уменьшению плотности энергии поперечных связей, т. е. к нарушению равновесия и росту энергии такой системы. Требование постоянства угла β , соответствующего равновесию границы с поперечными связями, вызовет сокращение расстояния между соседними поперечными связями. Это следует также из выражения [8]

$$tg\beta = 1 - \frac{K_u l}{N l_s^2 \delta},\tag{1}$$

где $N = 4\pi d/(d + \delta)$ — размагничивающий фактор неелевской границы, l_s — намагниченность насыщения, δ — ширина границы и d — толщина пленки. Действительно, если принять, что $Nl_s^2\delta$ = const, то при изменении K_u угол β может оставаться постоянным при соответствующем уменьшении l.

Здесь нам хотелось бы особо остановиться на рис. 12. Из рисунка отчетливо не видно, что имеется граница с поперечными связями: тонкие светлые линии, пересекающие границу, можно принять за рябь намагниченности, так как расстояния между ними сравнимы со средней длиной волны ояби намагниченности данной пленки. Может показаться, что здесь уже имеется блоховская граница, а возможно даже граница Блоха с неелевскими линиями [9], что свойственно пермаллоевым пленкам большой толщины. На возможное существование границы Блоха с линиями Нееля указывает микроснимок, приведенный на рис. 2а и представляющий собой изображение конвергирующей границы при большом расфокусировании двухслойной пленки с толщиной кобальта ~ 150Å. Судя по рисунку можно утверждать, что протяженность неелевских и блоховских участков сравнима. Аналогичное изображение границы с поперечными связями было получено в работе [10] в пленках никеля с перпендикулярной анизотропией 106 эрг/см³ и толщиной 600 Å. В действительности здесь мы имеем обычную границу с поперечными связями. На это указывает изображение этой же границы, полученное при высоком разрешении (см. рис. 26, полученный в электронном микроскопе JEM-100U). Если принять, что диаметр блоховской линии порядка 100 Å [11], то судя по изображению границы нельзя утверждать, что размеры неелевских и блоховских участков сравнимы. Факт существования границы с поперечными связями с $l \sim 0.3$ мкм сам по себе представляет интерес и в какой-то мере подтверждает наши ранние предположения о существовании в толстых пленках двумерной границы [12].

На рис. 3 приводится зависимость среднего расстояния *l* между соседними поперечными связями от обратной величины поля анизотропии исследуемых обменносвязанных пленок. Поле анизотропии измерялось непосредственно в электронном микроскопе по повороту вектора намагничен-



Рис. 2. а) Изображение структуры границы пленки Ni/Fe 500 Å + Co 150 Å, полученное при большой степени расфокусировки; б) структура этой же границы, полученная при высоком разрешении.



Рис. 3. Зависимость среднего расстояния между соседними крестообразными линиями Блоха от обратной величины поля анизотропии (нумерация экспериментальных точек на графике соответствует изображениям, приведенным на рис. 1).

ности от ОЛН под действием поля H_r , приложенного по оси трудного намагничивания (ОТН). Видно, что аналогично [7] эта зависимость представляет собой прямую линию, что указывает на сходство с зависимостью l от H_k , найденной для однослойных пленок. Отклонение точки 4 на графике, по-видимому, обусловлено эффектом роста суммарной толщины исгледуемой пленки. Согласно микромагнитной теории Гоффмана [13, 14], длина волны ряби намагниченности во внешнем поле H_a описывается формулой

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{A}{K_u} \left(\frac{1}{1 \pm H_s/H_u}\right)^{1/2}},$$
(2)

где A — константа обменного взаимодействия, а знаки (±) указывают на полярность приложенного поля. В случае однослойных пленок пермаллоя по изменению длины волны ряби намагниченности под действием поля H_{z} при известных величинах A и K_{u} можно с достаточной точностью оденить величину H_{b} .

Аналогичные исследования нами были проведены с обменносвязанными пленками. В отличие от обычных однослойных пленок оценка величины H_s здесь делалась на основе выражения

$$\lambda_i = \lambda_0 \left(1 + H_{\rm al} / H_{\rm c} \right)^{-1/2},\tag{3}$$

где λ_0 — длина волны ряби намагниченности в отсутствие поля H_a . На рис. 4 приводится график зависимости λ_i от $H_{a,i}$, где в качестве параметра взята толщина магнитожесткого слоя кобальта. Здесь точки соответствуют экспериментальным данным, а сплошные линии получены об-



Рис. 4. Изменение длины волны ряби намагниченности в обменносвязанных пленках от энешнего поля H_a ; в качестве параметра взята толщина магнитожесткого слоя (нумерация кривых соответствует изображениям, приведенным на рис. 1).

работкой экспериментальных данных методом наименьших квадоатов. Как видно из гозфика, наблюдается тенденция к уменьшению длины волны ояби намагниченности с увеличением толщины магнитожесткого слоя. В таблице для сравнения приводятся усредненные значения величины Н., най-

Таблица

- and algorithms, print and the part of the second states and the second second second second second second second second second second second second second	Ni/Fe 500 Å	Ni/Fe 500 Å + Co 50 Å	Nt/Fe 500 Å + Co 100 Å	N1/Fe 500 Å + Co 150 Å	
H _k (s) Поворот I _s	4	8.95	9,5	11,2	
H _k (s) Рябь I _s	3,4	11,3	11,35	12,15	

денные по углу поворота вектора намагниченности от ОЛН под действием поля Н - и из коивых, поиведенных на рис. 4. Максимальная относительная ошнбка измерений поля анизотропии в первом методе составляет 8%, а во втором - 20%. Отсюда следует, что в пределах экспериментальной точности величины Н собменносвязанных пленок, полученные обоими методами, находятся в удовлетворительном согласии, что указывает на применимость микромагнитной теории Гоффмана к рассматриваемым пленкам.

Ереванский государственный

УНИВЕРСИТЕТ ПОСТУПИЛА 28.VI.1977

ΛИТЕРАТУРА

- 1. W. Andrā. Czechoslovak J. of Phys., B21, 522 (1971).
- T. S. Crowther. IEEE Trans. Magn., Mag-4, 529 (1968).
 W. H. Metklejohn. J. Appl. Phys. Suppl., 33, 1328 (1962).
- 4. А. А. Глазер и др. Физика магнитных пленок, Материалы Международного симпознума по физике магнитных пленок, Иркутск , 1968, стр. 190.
- 5. Х. Э. Валастэ. Автореферат кандидатской диссертации, МГУ, 1977.
- 6. Я. М. Погосян, Т. А. Погосян, К. В. Авакян. Заводская лаборатория, 36, 362 (1970).
- 7. S. Middelhoek. J. Appl. Phys., 34, 1054 (1963).
- 8. А. С. Сигов, А. Г. Шишков. ФММ, 31, 731 (1971).
- 9. K. U. Stein, E. Feldtkeller. J. Appl. Phys., 38, 440 (1967).
- 10. В. П. Карабанова, Г. В. Антипьев. Физика магнитных пленок, Материалы Семинара по физике магнитных явлений, Иркутск, 1975, стр. 126.
- 11. P. Oischik. Phys. Stat. Sol. (a), 5, 183 (1971).
- 12. Я. М. Погосян, С. А. Арутюнян. ФММ, 36, 270 (1973).
- 13. H. Hoffman. Phys. Kond. Materie, 2, 32 (1964).
- 14. H. Hoffman. J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).

ԴՈՄԵՆԱՅԻՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ԵՎ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆՈՒԹՑԱՆ ՎԵԿՏՈՐԻ ԾՓԱՆՔԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՄԱՆՐԱԴԻՏԱԿԱՅԻՆ ՀԵՏԱՉՈՏՈՒՄԸ ԾԱՎԱԼԱՓՈԽԱՆԱԿԱՅԻՆ ԿԱՊՈՎ ԵՐԿՇԵՐՏ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Sm. U. ANANUSUL, U. U. QULLASUL

Լորննցյան էլեկտրոնային միկրոսկոպիայի մենեոդով Տետազոտվում է դոմենային սամմանների կառուցվածքը և մագնիսականունյան վեկտորի ծփանքը վակուումում ստացված պերմալոյ-կորալտ տիպի երկչերտ Թաղանβներում։ Ցույց է տված, որ Բաղանβների մինչև 800Å ընդՀանուր Հաստունյան դեպքում վերամագնիսացնող սամմանն այդ Թաղանβներում իրենից ներկայացնում է խաչաձև գծերով սամման, իսկ մագնիսականունյան վեկտորի ծփանքի վարքը նկարագրվում է Հոֆմանի միկրոմագնիսական տեսունյամը։

ELECTRONMICROSCOPIC STUDY OF THE STRUCTURE OF DOMAIN WALLS AND NAGNETIZATION RIPPLE IN THE EXCHANGE COUPLED DOUBLE LAYER FILMS

Ya. M. POGOSYAN, M. A. CHALABYAN

The structure of domain walls and the magnetization ripple in vacuum deposited permalloy-cobalt films was studied by means of Lorentz-microscopic method. It is shown, that the domain walls in the films with total thickness less that 800 Å are of crosstie type, and the behaviour of the magnetization ripple is described by the Hoffmann theory.

ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МОНОКРИСТАЛЛОВ ТРИГЛИЦИНСУЛЬФАТА, ЛЕГИРОВАННЫХ «-АЛАНИНОМ (АТГС)

Г. Т. ГАЛСТЯН, А. А. ФИЛИМОНОВ

Изложены результаты исследования пьезоэлектрических свойств монокристаллов триглицинсульфата, легированных д-аланином (АТГС), в интервале температур от 20 до 70°С. Показано, что легирование д-аланином приводит к заметному расширению температурного диапазона существования сегнетоэлектрической фазы ТГС в сторону высоких температур, а также к увеличению технически важного параметра d/g.

В настоящее время имеется только одна публикация [1], посвященная исследованию пьезоэлектрических свойств монокристаллов триглицинсульфата, легированных α-аланином (АТГС). Автором рассматривались свойства в параэлектрической фазе. Нами проведено исследование пьезоэлектрических свойств АТГС в интервале температур от 20 до 70°С (как в параэлектрической, так и в сегнетоэлектрической фазах). Исследование проводилось методом резонанса — антирезонанса на брусках, возбуждаемых по обычной схеме [2].

Для установления характера влияния примеси на указанные свойства нами одновременно подвергались измерению образцы из чистого ТГС и АТГС с двумя различными степенями легирования α -аланином (0,01% и 0,03%) в решетке кристалла. Процентное содержание лиганда устанавливалось после выращивания кристалла методом бумажной хроматографии с погрешностью \pm 10%. Для измерений использовались образцы в виде прямоугольных параллеленипедов, ориентированных длиной вдоль направлений [100], [001] и [101], в которых возбуждались колебания сжатие растяжение по длине. По измеренным значениям резонансных f_p и антирезонансных f_a частот и диэлектрической проницаемости продольно-зажатого кристалла ε_{1l}^s с использованием известных формул [2—5] были определены величины действующих упругих постоянных кристалла S'_{kk} в данном направлении при постоянной напряженности электрического поля, коэффициент электромеханической связи K и величины действующих пьезоэлектрических модулей d'_{le} .

Расчет проводился по следующим формулам, впервые предложенным Мезоном [2]:

$$K = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{\Delta f}{f_p}}, \quad S_{kk}^{E} = (4 \, l^2 \rho f_p^2)^{-1}, \tag{1}$$

$$\Delta f = f_a - f_p, \ d_{ik} = K V' \ \frac{e_{il}}{4\pi} S_{kk}'^E, \ i = 1, 2, 3, \ k = 1, 2, \cdots 6,$$

где 1 — длина образца, р — плотность. Переход от dik к основным пье-

зомодулям d_{ik} производился согласно [2, 3]. Величина относительной ошибки при расчете d_{ik} не превышала $\pm 10^{0}/_{0}$.

Нами были исследованы температурные зависимости пьезоэлектрических модулей d_{21} , d_{22} и d_{25} в интервале температур от 20 до 70°С, т. е. с переходом через точку Кюри $T_{k'}$ кристалла. На рис. 1 в качестве примера представлена температурная зависимость $d_{25}(T)$. Как видно из рисунка, введение в решетку кристалла $T\Gamma C$ α -аланина приводит к уменьшению пикового значения пьезомодуля в точке Кюри с одновременным сдвигом точки фазового перехода в сторону высоких температур. С увеличением количества примеси, вошедшего в решетку, наблюдается большое размазывание пика при фозовом переходе.

Аналогичная картина наблюдалась нами и для зависимостей $d_{12}(T)$ и $d_{23}(T)$, а также для температурных зависимостей дивлектрической проницаемости \overline{e}_{22} , измеренных на тех же образцах методом колебательного контура на частоте 500 кгц с погрешностью $\pm 8\%$ (рис. 2).





Как известно, одной из важных характеристик пьезовлектрических материалов является величина параметра d/ε , характеризующего их эффективность в режиме приема. На основе экспериментальных значений d и ε нами построены графики температурных зависимостей указанного параметра для всех измеренных образцов. На рис. 3 приведена указанная зависимость для d_{25}/ε . Как видно из рисунка, значение параметра заметно улучшается при переходе от образца из ТГС к образцу из АТГС с 0,01% содержанием лиганда. Однако дальнейшее увеличение концентрации аланина (АТГС с 0,03% содержанием аланина) не приводит к повышению величины этого параметра ниже точки Кюри, но заметно повышает ее выше этой точки.

Аналогичные результаты получены также для температурных зависимостей $d_{23}/\overline{\epsilon}$ и $d_{23}/\overline{\epsilon}$. Для наглядности в таблице приведены значения всех из-



Рис. 3. Температурная зависимость параметра d₂₅/є для монокристаллов АТГС; содержание примеси: • - 0°/0, • - 0,01°/0, × -0,03°/0.

меренных пьезомодулей при 20 и 49°С, а также величины T_y и ее сдвига под влиянием α -аланина.

Параметр	$d_{21} \times 10^{-8}$ CGSE		$\left. \begin{array}{c} d_{23} \times 10^{-8} \\ CGSE \end{array} \right $		$d_{25} \times 10^{-8}$ CGSE		T _K (°C)	T _{K ("C})	ΔT_{K}	ΔT_K
Кристалл	20°C	49°C	20°C	49°C	20°C	49°C	no d	по а	по d	по в
TTC	74	590	77	1575	75	1500	49,6	50,4	-	-
ATΓC -0,01%	65	530	70	925	69	895	50,67	51,1	1,07	0,7
ATΓC-0,03º/₀	61	353	64	547	64	417	51,2	52,1	1,6	~1,7

Анализ данных таблицы, а также кривых, представленных на рис. 1—3, позволяет сделать заключение, что в результате легирования кристаллов ТГС органическим лигандом — α-аланином — происходит значительное искажение процесса фазового перехода вблизи точки Кюри и расширение температурного диапазона проявления его ацентрических свойств в сторону высоких температур, что может оказаться полезным в прикладном отношении.

Авторы выражают благодарность М. Ф. Колдобской за предоставление образцов для исследований и И. С. Резу за предложенную тему и обсуждение результатов.

НИИ Полюс

Поступила 24.VII.1977

Таблица

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Haussûhl. Материалы 4-й Международной конференции по сегнетоэлектричеству, Л., 1977.

- 2. У. Мезон. Пьезоэлектрические кристаллы и их применение в ультраакустике. ИЛ. 1952
- 3. У. Кели. Пьезоэлектричество и его практическое применение, ИЛ, М., 1949.
- 4. H. E. Müser, H. Bittel. Arch Elektr. Ubertrag., 9, 231 (1955).
- 5. Т. А. Зарембовская. Кандидатская диссертация, Днепропетровск, 1973.

ա-ԱԼԱՆԻՆՈՎ ՏՐԻԳԼԻՑԻՆՍՈՒԼՖԱՏԻ (ATFC) ՄՈՆՈԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՊՅԵԶՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Գ. Տ. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Ա. Ա. ՖԻԼԻՄՈՆՈՎ

Բերված են α-ալանին պարունակող տրիգլիցինսուլֆատի (АТГС) պյեզոէլեկտրական հատկունյունների հետազոտունյան արդյունցները 20 - 70°С ջերմաստիճանային տիրույնում։ նույց է տրված, որ տեղի ունի սեղնետաէլեկտրական ֆազայի գոյունյան ջերմաստիճանային տիրույնի զգալի ընդլայնում (դեպի բարձր ջերմաստիճանների կողմը) կախված α-ալանինի ավելացումից։ Ցույց է տրված նաև, որ այս էֆեկտը հանգեցնում է տեխնիկապես կարևոր պարամետրի (d/p) մեծաղմանը։

THE PIEZOELECTRIC PROPERTIES OF TRIGLYCINE SULPHATE SINGLE CRYSTALS DOPED WITH 2-ALANINE (ATGS)

G. T. GALSTYAN, A. A. FILIMONOV

The results of the investigation of piezoelectric properties of triglycine sulphate (ATGS) single crystals doped with α -alanine in the temperature range from 20°C to 70°C are reported. It is shown that the doping with α -alanine leads to considerable expansion of the temperature range of ferroelectric phase existence to higher temperatures, as well as to the increase of the important technical characteristic d/s.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ДИОДНЫХ СТРУКТУР НА ОСНОВЕ АМОРФНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ КАК МИКРОИНДУКТИВНОСТЕЙ С БОЛЬШОЙ ВЕЛИЧИНОЙ L

С. А. АЛТУНЯН

Исследованы эффекты отрицательной емкости в диодных пленочных структурах па основе аморфных полупроводников состава Si_{12} - Ge_{10} - As_{30} - Te_{48} , относящиеся к «индуктивным эффектам в диодах». В зависимости от параметров прибора вблизи $U_{\text{пор}}$ пленочные диоды обладают индуктивностью 1 — 10 им.

В течение многих лет ведутся поиски малогабаритных индуктивностей в качестве элемента схем генераторов, усилителей, фильтров, особенно на низких частотах, где средних значений добротности трудно достичь. Поиски в еще большей степени стимулируются развитием микроэлектроники, так как значение L в тонкопленочном варианте не превышает 1 *мкгн*.

Исследуемые нами диодные пленочные структуры на основе аморфных полупроводников состава Si_{12} - Ge_{10} - As_{30} - Te_{48} , имеющие S-образную вольтамперную характеристику, обладают эффектом отрицательной емкости [1] (рис. 1). В работах [2, 3] по исследованию свойств полупроводниковых кремниевых диодов с S-образной ВАХ также сообщалось об отрицательной емкости этих приборов вблизи порогового напряжения.

Измерение активной и реактивной составляющих комплексного импеданса аморфных структур с S-образной вольт-амперной характеристикой является необходимым при исследовании физических процессов в аморфных структурах. Для анализа указанных величин была применена система фазового детектирования, характеризующаяся высокой чувствительностью по параметру «сигнал/шум». Система была приспособлена не только для измерений дифференциальной проводимости dI/dV и дифференциальной емкости dQ/dV, но и дифференциальной индуктивности и дифференциального сопротивления. Система позволяла проводить измерения в диапазоне частот 70 $\iota g \div 100 \kappa \iota g$. В системе использовалась запись C - V-характеристик на двухкоординатном самописце ПДС-021М.

Измерения проводились как в схеме генератора тока при условии, что *i*—ток через образец—сохраняется, а *z* — комплексное сопротивление образца, так и в схеме генератора напряжения (метод делителя) — *i* = $U\sigma$, где сохраняется U — напряжение на образце, а σ — комплексная проводимость. В случае измерения в режиме генератора напряжения внутреннее сопротивление генератора напряжения (R_r) должно быть много меньше комплексного сопротивления образца *z*, а при измерении в режиме генератора тока напряжение измеряется на самом образце, и при этом внутреннее сопротивление генератора тока R_r должно быть во много раз больше комплексного сопротивления образца *z*. При исследовании C — V-характеристик аморфных структур схему генератора тока выгодно применять при малых значениях z (вблизи $U_{\text{пор}}$ и на участке OC), так как R, должно быть на один-два порядка, а входное сопротивление усилителя, шунтирующего образец, на порядок больше импеданса z.

При измерениях мы преследовали следующие цели: 1) выявление частотной зависимости отрицательной емкости и активной составляющей; 2) выявление характера реактивной составляющей. Для реализации этих целей на высокоомном участке вольт-амперной характеристики (до срыва) нами был применен метод делителя (генератор напряжения). Методика и схемы измерений С—V-характеристик с исходными данными измерительной аппаратуры подробно описаны в [4]. Необходимо оговориться, чтоцикл измерений должен быть проведен при отсутствии переключений диода, так как в противном случае результирующие зависимости могут быть смещены друг относительно друга по оси напряжений.

Обнаружено наличие значительных реактивных и активных составляющих. При нулевом смещении все образцы имели положительную емкость в пределах единиц пикофарад; при увеличении напряжения смещения емкость начинала уменьшаться, становясь равной нулю и переходя при дальнейшем увеличении смещения в отрицательную емкость. При исследованни аморфных структур вблизи $U_{\rm пор}$ наблюдался значительный рост величины отрицательной емкости.



Рис. 1.

Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость емкости от напряжения при разных частотах для днодной пленочной структуры на основе халькогенидного стекла системы Si_{12} - Ge_{10} - As_{20} - Te_{48} (t=20°C): кривая 1 соответствует частоте сигнала 0,5 кгц, кривая 2 соответствует частоте сигнала 1,0 кгц, кривая 3 соответствует частоте сигнала 3,0 кгц, кривая 4 соответствует частоте сигнала 5,0 кгц. Рис. 2. Зависимость емкости и сопротивления от напряжения смещения для пленочно-торцевой структуры на основе стекла Si_{12} - Ge_{10} - As_{20} - Te_{48} : частота измерительного сигнала — 1 кгц, t = 20°C; точки 1—9 являются значениями C(V) и R(V) для пересчета отрицательной емкости в индуктивность (см. таблицу).

Кроме отрицательной емкости в комплексном сигнале измерялась активная составляющая R (рис. 2). Из рисунка видно, что R меняется от 1 MO_M до 300 κO_M при изменении емкости от 0 до 140 $n\phi$. Шкала ординат является линейной по проводимости, но не по сопротивлению.

Наблюдалась сильная зависимость величины отрицательной емкости от частоты подаваемого сигнала (рис. 1). С ростом частоты имело место увеличение значения R и уменьшение значения отрицательной емкости (— C). При небольших частотах (менее 10 гg) емкость в значительной степени зависит от частоты сигнала, особенно в области напряжений, близких к $U_{\text{пор}}$ (рис, 1).

Поскольку при измерении емкости измерительный информационный реактивный сигнал был пропорционален току через образец и с ростом частоты падал, мы сделали предварительное заключение о том, что отрицательная емкость ведет себя как индуктивность. Проверка результатов с помощью мостовых измерений дала те же значения отрицательной емкости, причем (—C), измеряемая мостом E2-6, трактуется как индуктивность, оцениваемая по формуле $L = (\omega^2 C)^{-1}$.

Рассмотрим с этих позиций, как меняется индуктивность в зависимости от напряжения. Отдельно с помощью мостовых измерений было проанализировано изменение реактивной составляющей в диапазоне напряжений до участка, где наблюдается резкий рост емкости. Все образцы при нулевом смещении тоже имели положительную емкость в пределах единиц пф.

Представленные на рис. 2 функциональные зависимости R = f(V) и C = f(V) были получены с учетом эквивалентной схемы образца в виде R - C-цепочки. Предполагая, что прибор представляет собой последовательную R - L-цепочку, включенную в схему генератора напряжений, мы пересчитали результаты для эквивалентной параллельной цепочки по формулам

$$R_{\rm nc} = \frac{R_{\rm np}}{1 + R_{\rm np}^2 \omega^2 C_{\rm np}^2}, \ L_{\rm nc} = \frac{R_{\rm np}^2 C_{\rm np}}{1 + R_{\rm np}^2 \omega^2 C_{\rm np}^2}$$

При емкостном сопротивлении $R_{np}^2 \omega^2 C_{np}^2 \ll 1$ и

$$R_{\rm nc}=R_{\rm np}, \quad L_{\rm nc}=R_{\rm np}^2C_{\rm np}.$$

В таблице приведены результаты пересчета значений R и L для диода на основе халькогенидного стекла состава Si₁₂-Ge₁₀-As₃₀-Te₄₈.

Предположив последовательный механизм *R*—*L*-цепочки, нами экспериментально были проверены теоретические выводы включением исследуемого диода в схему генератора тока. При измерении комплексной проводимости образца в режиме генератора тока получены данные для эквивалентной схемы в виде последовательной *R*—*L*-цепочки.

Зависимости L=f(V) и R=f(V) при 20°С и частоте измерительного сигнала в 1 кгу представлены на рис. 3. При $U_{\rm смещ} \approx 15 B$ индуктивность L=1 гн. С увеличением напряжения наблюдается плавное возрастание индуктивности до значения порядка 5 гн. Далее при некотором напряжения

Man almEr.

	1				
a	о.	A.	u	u	a

Точки пересчета (см. рис. 2)	1	2	3	4	5	6	7
$L_{\rm nc} = R_{\rm np}^2 C$ (18)	2,8	3,8	4,6	4,7	5,0	5,2	5,6

смещения (вероятно, соответствующем U_{nop} на статических ВАХ измеряемых структур) наблюдается резкое падение индуктивности до величины 1 гн. В этом интервале напряжений происходит переключение прибора в проводящее состояние. Активная составляющая проводимости в диапазоне напряжений, меньших U_{nop} , плавно меняется от значения 300 кОм до 150 кОм и вблизи U_{nep} падает, приближаясь к нулевому значению.

Возможность подачи смещения на диод в режиме генератора тока указывает на то, что эквивалентная схема диода является последовательной



Рис. 3. Зависимость индуктивности и активной составляющей от напряжения смещения на пленочной диодной структуре на основе стекла системы Si_{10} - Ge_{10} - As_{30} - Te_{48} (t=20°C, f=0,5 κ_{12}).

R—*L*, а не *R*—*C*-цепочкой. Это есть еще одно доказательство того, что анализируемая нами реактивность является индуктивностью.

Итак, в пользу индуктивности говорят следующие факты.

1. Знак фазового сдвига, отмеченного детектором.

2. Совпадение расчетных данных с экспериментальными.

3. Возможность изменения параметров эквивалентной последовательной R - L-цепочки с помощью подачи на него медленно меняющегося смещения.

4. При включенном последовательно с индуктивностью сопротивлении в несколько десятков кОм в приборе реализуется индуктивная цепочка с отрицательным омическим сопротивлением. Такая цепочка должна обладать свойством самовозбуждения, что и наблюдалось нами на вольтамперных характеристиках исследуемых диодных структур.

Таким образом, исследуемые эффекты отрицательной емкости в диодных структурах на основе аморфных полупроводников относятся к «индуктивным эффектам в диодах». Правильность наших выводов подтверждается результатами аналогичных исследований в работе [5].

Характерной особенностью исследуемой индуктивности является возможность использования ее в звуковом диапазоне частот, а также управления величиной L при помощи напряжения смещения. Известно, что существующие индуктивности (доли и единицы гн) не могут быть использованы в резонансных системах из-за паразитной емкости (емкость монтажа и т. д.). В нашем случае при размерах прибора $\sim 0,04 \text{ мм}^2$ этот недостаток исключается.

Поступила 22.1.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Алтинян, В. С. Минаев, В. И. Стафеев. ФТП, 5, 490 (1971).

2. Г. М. Авакьянц. Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965).

3. Р. Ф. Казаринов, В. И. Стафеев, Р. А. Сурис. ФТП, 1, 1301 (1967).

4. С. А. Алтунян. Кандидагская диссертация, ЕГУ, Ереван, 1971.

5. I. Allison, V. Dawe, P. Robsow. J. of Non-Crystalline Solids, 8-10, 563 (1972).

ԱՄՈՐՖ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՍՏԵՂԾՎԱԾ ԴԻՈԴԱՅԻՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԸ ՈՐՊԵՍ ՄԵԾ ԱՐԺԵՔԻ L ՄԻԿՐՈՒՆԴՈՒԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆ ՕԳՏԱԳՈՐԾԵԼՈՒ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ս. Ա. ԱԼԹՈՒՆՏԱՆ

Si-Ge-As-Te համակարգի ամորֆ կիսահաղորդիչների հիման վրա պատրատոված դիոդային կաղանթային կառուցվածջներում ուսումնասիրված են դիոդներում ինդուկտիվ էֆեկտները։ Սահմանային V լաբման մոտակայքում սարբի պարամետրերից կախված թաղանթային դիոդների ինդուկտիվությունները կազմում են 1—10 հն.

ON THE POSSIBILITY OF USING THE DIODE STRUCTURES BASED ON AMORPHOUS SEMICONDUCTORS AS MICROINDUCTANCES WITH LARGE L MAGNITUDES

S. A. ALTUNYAN

The negative capacity effects in diode film structures based on Si_{12} - Ge_{10} - As_{30} -Te₄₈ system amorphous semiconductors are investigated. Depending on device parameters in the threshold region, inductances of film diodes are as great as $1\div10$ H.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ ИЗ МОНОКРИСТАЛЛА КВАРЦА

Г. Р. ДРМЕЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН

Обсуждаются некоторые экспериментальные тенкости по изготовлению и опробованию рентгеновских интерферометров из монокристалла кварца. Исследовано качество (разрешение) интерференционных картин, полученных от кварцевых интерферометров. Найдены оптимальные технологические условия для изготовления интерферометров из кварца с большим разрешением.

Известно, что достаточно хорошим разрешением обладают только те рентгеновские интерферометры, которые изготовлены из высокосовершенных (почти бездислокационных) монокристаллов. Как правило, рентгеновские интерферометры изготовляются из монокристаллов кремния и германия.

Особый интерес представляют интерферометры из кварца. С помощью кварцевых интерферометров можно исследовать, с одной стороны, влияние пьезовлектрических колебаний на интенсивность рассеяния рентгеновских лучей, а с другой стороны, с помощью интерференционных картин, полученных от этих интерферометров, можно исследовать природу пьезовлектрических колебаний (стоячих волн) в кристаллах кварца [1]. Однако кварцевыми интерферометрами пользуются очень редко, что, по-видимому, объясняется трудностями выращивания высокосовершенных монокристаллов кварца и изготовления интерферометров из этих монокристаллов.

В настоящей работе исследовано качество (разрешение) интерференционных картин кварцевых интерферометров в зависимости от технологии их изготовления. В результате этих исследований найдены оптимальные технологические условия для изготовления интерферометров из кварца с большим разрешением. Обсуждаются некоторые экспериментальные тонкости по изготовлению и опробованию рентгеновских интерферометров из монокристалла кварца.

Трудности изготовления кварцевых интерферометров, в основном, заключаются в том, что в процессе изготовления рентгеновских интерферометров (резка, шлифовка) возникают внутренние напряжения, которые вносят определенный вклад в образование рентгеноинтерферометрической картины (муаровых узоров). Например, при резке кристалла возникают напряжения в основании и в блоках интерферометра, которые приводят к относительным поворотам компонентов (блоков) интерферометра. Толщина напряженного слоя составляет 0,020 ÷ 0,023 см [2].

При шлифовке поверхностей блоков интерферометра возникают слои (толщины которых зависят от зернистости порошка и давления на кристалл), где разрушена кристаллическая структура образца в этих областях. Например, при шлифовке абразивным порошком М7 (размер зерна — 7 мкм) толщина напряженного слоя составляет 0,18 мкм [2]. Но эти слои снимаются химической полировкой (травлением). Следовательно, важным процессом механической обработки блоков интерферометра является резка в оптимальном режиме. При изготовлении рентгеновского интерферометра из монокристалла кварца учитывались следующие обстоятельства:

а) входная плоскость интерферометра должна быть перпендикулярной к оси роста кристалла [0001], т. е. осевые дислокации должны быть перпендикулярными к входной поверхности блока интерферометра, чтобы размеры дислокаций были минимальными в плоскости дифракции рентгеновских лучей;

б) с боковой геометрической поверхностью интерферометра должны совпадать те атомные плоскости, которые при испытании интерферометра должны стать рабочими плоскостями;

в) толщины блоков интерферометра должны быть тахими, чтобы проходящие и дифрагированные (отраженные) пучки (волны) имели почти одинаковые интенсивности (амплитуды);

г) если контрасты топографических картин от кристаллов (например, кремния или германия) при нормальном (метод Ланга) и аномальном (метод Бормана) прохождении рентгеновских лучей не так уж сильно отличаются, то для реального монокристалла кварца это отличие является существенным;

д) кварц трудно подвергается механической и химической обработкам (по сравнению с кремнием или германием). вследствие чего при изготовлении интерферометра возникают добавочные напряжения как в основании, так и в блоках интерферометра.

Нами были изготовлены четыре варианта рентгеновских интерферомстров по Лауэ, схема и ориентации которых приведены на рис. 1 и в таблице.



Рис. 1. Рентгеновский интерферометр по Лауэ.

Tahanna

1.	A CONTRACT OF LONG			Tuonngu
N₽	$h_1k_1l_1$	$h_2k_2l_2$	h5k5l5	Время травления (в час)
1	(0001)	(1120)	(1010)	2
2	(0001)	(1010)	(1120)	2
3	-	(1011)	(1120)	7
4	(1120)	(1010)	(0001)	30
			Contract and the second	

До изготовления интерферометра снимались топограммы от кристаллического образца. Вырезалась пластинка толщиной 0,8 мм, и после шлифовки и химической полировки была снята топограмма, приведенная на рис. 2. Из топограммы видно, что монокристалл кварца имеет дислокации (плотность которых — порядка 20 см⁻²). Из этого куска монокристалла кварца были изготовлены вышеуказанные четыре интерферометра.



Рис. 2. Топограмма от кристалла кварца (× 8).

На рис. З показаны муаровые узоры, полученные от интерферометра № 1 (см. таблицу). Как видно из конфигураций этих узоров, полученная картина соответствует поворотному муару (относительные повороты лежат в пределах 0,145 + 0,267 угловых секунд). От остальных интерферометров муаровые картины не получились, что понятно, так как интенсивности в выходящих пучках не однородны по высоте (см. рис. 4). Полученные неоднородности интенсивности по высоте пучка объясняются тем, что при резке и механической обработке внутри кристалла возникают грубые нарушения, и полученная от него картина, в сущности, является рентгенодефектоскопической картиной кристалла.

Интерферометр, от которого получились муаровые картины, был вырезан с применением керосина для охлаждения кристалла, в то время, как при резке остальных интерферометров использовалась вода. Ориентации кристаллов при изготоблении интерферометров производились на дифрактометре общего назначения (ДРОН-1) с точностью 18 угловых секунд, резка проводилась на камнерезном станке типа К-4 с частотой оборотов алмазного круга 5950 мин⁻¹ и с подачей кристалла 1,2 мм/мин. Механическая шлифовка делалась порошком кадмия (M20), а химическая полировка — кислотой HF (при температуре 85°С). Эксперименты проводились на рентгеновской установке УРС-2 на дифракционной камере со сканирующим устройством (камера Ланга-Миускова) с длиной коллиматора 370 мм, рентгеновской трубкой БСВ-11 (точечный фокус) при режиме работы 30 кВ, 20 мА. Экспозиция составляла 4 часа.



Рис. 3. Рис. 4.

Рис. 3. Муаровые узоры, полученные от интерферометра с отражением [1120]. Рис. 4. Рефлексы, полученные от интерферометра, не дающего муаровых узоров.

На основе наших экспериментальных исследований можно сделать следующие выводы.

1. Для изготовления интерферометра надо выбрать подходящий материал, т. е. монокристалл должен быть почти бездислокационным (плотность дислокаций должна быть меньше 10 см⁻²).

2. Исходя из стереографической проекции монокристалла кварца надо выбрать такие рабочие (отражающие) плоскости, которые составляют с осью роста кристалла минимальный угол (угол между осевыми дислокациями и входной плоскостью интерферометра должен быть близок к 90°) и имеют большие коэффициенты отражения. Такими плоскостями для монокристалла кварца являются (1120) и (1010).

3. При механической обработке кристалла кварца применяются такие жидкости, у которых: а) большая теплоемкость и большая теплопроводность, б) хорошая смачивающая способность, в) низкая вязкость, г) хорошая смазывающая способность. Такой жидкостью является чистый керосин, несмотря на то, что его теплопроводность в четыре раза меньше, чем у воды, но у керосина низкое поверхностное напряжение (хорошая смачиваемость). 4. Учитывая низкосимметричность сингонии кварца (по сравнению с кремнием и германием), толщины блоков интерферометра надо выбрать экспериментально таким образом, чтобы интенсивности проходящей и дифрагированной волн были одинаковыми.

Авторы выражают глубокую благодарность проф. П. А. Безирганяну за ценные советы и обсуждение результатов.

Армянский пединститут им. Х. Абовяна Ереванский государственный университет

Поступила 23.VI. 1977

ЛИТЕРАТУРА

В. И. Авунджян, П. А. Безирганян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 56 (1976).
 А. Г. Смагин, М. И. Ярославский. Пьезоэлектричество кварца и кварцевые резонаторы, Изд. Энергия, М., 1970.

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐՈՄԵՏՐ ԿՎԱՐՑԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻՑ

2. Ռ. ԴՐՄԵՅԱՆ, Ֆ. 2. ԷՑՐԱՄՋՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկվում են մի քանի փորձարարական նրբություններ կվարցի միաբյուրեղից պատրաստված ինտերֆերոմետրերի ինտերֆերենցիոն պատկերների որակի (լուծելիության) վերարերյալ։ Այս ուսումնասիրությունների արդյունքներից որոշվել են կվարցի միաբյուրեղից մեծ լուծող ուժով ինտերֆերոմետրի պատրաստման օպտիմալ տեխնոլոգիական պայմանները։

X-RAY INTERFEROMETERS IN QUARTZ MONOCRYSTALS

H. R. DRMEYAN, F. H. EJRAMDZHYAN

Some experimental details of preparation and testing of X-ray interferometers in quartz crystal are given. The quality of an interference pattern obtained with the quartz interferometre is studied. As a result, the optimal technological conditions for the preparation of high resolution quartz interferometers are determined.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ОРГАНИЧЕСКИХ ЖИДКОСТЕЙ ДЛЯ РАЗЛИЧНЫХ ХАРАКТЕ-РИСТИЧЕСКИХ ИЗЛУЧЕНИЙ РЕНТГЕНОВСКОГО ДИАПАЗОНА

А. О. АБОЯН

Рентгеноинтерферометрическим методом, обладающим высокой чувствительностью при определении показателя преломления веществ, найдены единичные декременты показателей преломления органических жидких соединений (и-гептана, и-гексана, и-пентана, и-октана и глицерина) для различных длин воли рентгеновского диапазона.

Достигнутые в последнее время успехи в получении совершенных монокристаллов стимулировали развитие теории и широкое использование эффектов динамического рассеяния рентгеновских лучей, что, в свою очередь, привело к созданию принципиально новых методов исследования (методов аномального поглощения, маятниковых полос, рентгеновской интерферометрии и др.). Среди них особо выделяется метод рентгеновской интерферометрии [1—4], позволяющий с высокой точностью определять показатели преломления различных веществ, небольшое различие в ориентации и параметрах кристаллической решетки, абсолютные значения длин волн. По своей точности и универсальности метод рентгеновской ингерферометрии не имеет себе равных. В работе [5] был предложен новый рентгеноинтерферометрический метод определения показателя преломления некоторых жидкостей для излучения CuK_a .

В настоящей работе определены показатели преломления н-пентана, н-гексана, н-гептана, н-октана и глицерина для излучений меди, никеля, кобальта, железа и молибдена. Для нахождения показателей преломления излучений CuK_a NiK_a CoK_a и FeK_a был использован интерферометр, описанный в работе [5], а для молибденового излучения был изготовлен особый интерферометр по Лауэ из почти бездислокационного монокристалла кремния (отражающие плоскости (220) были перпендикулярны большим поверхностям и основанию интерферометра).

Для успешной работы интерферометра излучение и толщину блоков интерферометра необходимо выбрать так, чтобы для данного характеристического излучения в блоках имело место аномальное прохождение. Поэтому первый интерферометр можно было более или менее успешно использовать для излучений CuK_a NiK_a CoK_a и FeK_a , а для излучения MoK_a пользоваться этим интерферометром нельзя, так как в этом случае $\mu t = 0.74$ (μ — линейный коэффициент поглощения, t — толщина блока) и, следовательно, аномального прохождения не будет. С другой стороны, чем короче длина волны, тем более высокие требования предъявляются к обработке поверхностей блоков интерферометра. Это необходимо во избежание паразитных рассеяний от поверхностных нарушений решетки. Юстировка интерферометров, предназначежых для работы в области коротких волн, довольно трудна из-за большого фона. Для получения достаточно четкой интерференционной картины при изготовлении второго интерферометра пришлось тщательно обработать его поверхность и более точно измерить расстояние между блоками.

Для придания жидкости формы клина из плоско-параллельной пластинки органического стекла были изготовлены клинообразные призмы с разными углами для различных жидкостей и различных излучений. На рис. 1 показаны горизонтальные сечения блоков интерферометра и призмы.



Рис. 1. Горизонтальные сечения блоков интерферометра и призмы.

Преломляющее ребро призмы перпендикулярно к основанию интерферометра и параллельно его отражающим плоскостям. Вертикальной перегородкой внутреннее пространство призмы разделено на две части таким образом, чтобы разные лучи, выходящие из зеркального (второго) блока, проходили через различные части призмы. Нетрудно убедиться в том, что если призма внутри интерферометра расположена таким образом, что плоскость, делящая поровну преломляющий двухгранный угол, параллельна блокам, то лучи проходят одинаковые пути в призме. Таким образом, расположение порожней призмы внутри интерферометра не меняет форму интерферометрической картины, полученной от интерферометра без призмы.

На рис. 2a и б изображены соответственно интерферометрические картины с призмой и с жидкостью. Для определения показателей преломления жидкостей получена картина от интерферометра с призмой, узкая часть которой заполнена жидкостью. Разность оптических путей для лучей, проходящих через жидкость и вне жидкости, определяется формулой

$$\Delta = (\delta - \delta_0) x, \tag{1}$$

где δ и δ₀ — единичные декременты показателей преломления соответственно жидкости и воздуха, х — длина пути луча в жидкости.

Если периоды муаровых картин без жидкости (порожняя призма) и с жидкостью (узкая часть призмы наполнена жидкостью) обозначить соответственно через L_0 и L, то для единичного декремента показателя преломления жидкости получим [2]

$$\delta = \frac{\lambda [(L_0 - L) + \sqrt{(L_0 - L)^2 - 4LL_0 tg^3 \varphi/2}]}{4LL_0 tg \varphi/2} + \delta_0, \qquad (2)$$

где φ преломляющий угол призмы. Очевидно, что формула (2) верна только в том случае, когда

$$\Delta < \lambda$$
 war $x < \frac{\lambda}{\lambda - \delta_n}$ (3)

Для выполнения условия (3) необходимо изготовить призмы с достаточно малыми преломляющими углами.



Рис. 2. Муаровые картины интерферометра для излучения NiK_a с порожней призмой (a) и призмой, наполненной жидкостью (и-октан) (б).

Для н-пентана, н-гексана, н-гептана, н-октана и глицерина с помощью интерферометров и призмы были получены муаровые картины для излучений MoK_a , CuK_a , NiK_a , CoK_a , FeK_a и измерены периоды этих картин. С помощью формулы (2) были рассчитаны единичные декременты показателей преломления этих жидкостей. Результаты расчетов приведены в таблице. В ней приведены также теоретические значения единичных декрементов для указанных соединений, рассчитанные по формуле [6]

$$\delta = \frac{ne^{2\lambda^2}}{2\pi mc^2},$$

где n — общее число электронов в единице объема среды. Как видно из таблицы, полученные результаты достаточно надежны.

Известно, что показатель преломления глицерина для рентгеновских лучей определен и другими методами [6, 7], результаты которых совпадают с полученными нами. Согласно этим измерениям для глицерина $\delta = 4,41 \cdot 10^{-6}$ для CuK_{a} -излучения. С другой стороны. точность наших интерферометрических измерений выше (четвертая цифра после запятой). Согласно [8, 9] с увеличением длины волны в рентгеновском диапазоне

Таблица

Жидкость	Излуче- ние	Период без жидкости L ₀ (мм)	Период с жидкостью L (мм)	Угол призмы 9	δ·10 ⁶		
					теоретиче- ское значе- ние	эксперимен- тальное зна- чение	
н-пентан	MoKa	0,5856	0,4618	3°20'20"	0,4929	0,4844	
	CuKa	0,2584	0,2000	4°20'18"	2,3187	2,3002	
	NiKa	0,3165	0,2444	3°16'24"	2,6834	2,6511	
	CoKa	0,2458	0,1456	3°18'24"	3,1245	3,1058	
	FeKa	0,3218	0,2425	3° 6'18"	3,6588	3,6369	
н-гексан	MoKa	0,6215	0,5145	2°36'10"	0,5232	0,5155	
	CuKa	0,2485	0,1786	5°38'20"	2,4609	2,4470	
	NiKa	0,2371	0,1303	4°58'36"	2,8493	2,8286	
	CoKa	0,1860	0,1611	3°40'30"	3,3161	3,3015	
	FeKa	0,2580	0,1900	3°56'20"	3,8932	3,8695	
н-гептан	MoKa	0,6250	0,4713	2°46'18"	0,5408	0,5310	
	CuKa	0,3846	0,2602	4°20'16"	2,5441	2,5119	
	NiKa	0,2875	0,2112	3°42'18"	2,9446	2,9277	
	CoKa	0,2380	0,1887	3°28'16"	3,4283	3,4133	
	FeKa	0,3450	0,2443	3°18'26"	4,0145	3,9897	
H-ORTAH	MoKa	0,6185	0,4728	3°30′20″	0,5550	0,5299	
	CuKa	0,2486	0,2136	3°18′16″	2,6117	2,6000	
	NiKa	0,2786	0,2134	3°22′20″	3,0217	3,0102	
	CoKa	0,2674	0,2057	3°16′18″	3,5179	3,5101	
	FeKa	0,3386	0,2407	3°14′20″	4,1195	4,1235	
глидерин	MoKa	0,5965	0,4100	3°18′20″	0,9402	0,9341	
	CuKa	0,3548	0,1938	4°40′30″	4,4225	4,4062	
	NiKa	0,2864	0,1823	3°22′20″	5,1187	5.1428	
	CoKa	0,2675	0,1343	3°42′18″	5,9594	5,9638	
	FeKa	0,3452	0,1909	3°26′18″	6,9785	6,5655	

Теоретические и экспериментальные значения единичных декрементов

(нормальная дисперсия) показатель преломления уменьшается, т. е. единичный декремент увеличивается (см. правую часть рис. 3).



Рис. 3. График зависимости показателя преломления от длины (частоты) волны.

Из таблицы видно, что согласно нашим измерениям во всех случаях единичный декремент показателя преломления увеличивается, следовагельно, и показатель преломления уменьшается с увеличением длины волны излучения. С увеличением длины волны единичный декремент растет тем быстрее, чем он больше, т. е. показатель преломления падает тем быстрее,
чем он меньше. Эта закономерность находится в согласии с теоретическим ходом зависимости показателя преломления от длины волны. Действительно, как видно из рис. 3, при малых длинах волн (правая сторона, большие частоты, участок ВС) с увеличением длин волн (с уменьшением частот) показатель преломления изменяется мало, а при сравнительно больших длинах волн (малые частоты, участок АВ) он изменяется быстоее.

Благодаря большой чувствительности интерферометрического метода путем измерения показателя преломления можно определить плотность жидкостей и полимеров.

Ереванский полителнический институт

Поступила 11. VIII. 1977

ЛИТЕРАТУРА

- 1. U. Bonse, H. Hellköter. Z. für Phys., 223, 245 (1969).
- 2. А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безирганян. Изв. вузов СССР, Физика, № 12 (1973).
- 3. U. Bonse, E. te Koat. Z. für Phys., 214, 16 (1968).
- 4. F. Deslattes, A. Henins. Phys. Rev., 31, 16 (1973).
- 5. А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безирганян. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 193 (1974).
- 6. А. Комптон, С. Алисон. Рентгеновские лучи. Теория и эксперимент, Гостехиздат, 1941.
- 7. М. А. Блохин. Физика рентгеновских лучей, Гостехиздат, 1957.
- 8. Р. Дичберн. Физическая оптика, Изд. Наука, 1965.
- 9. Г. С. Ландсберг. Оптика, Изд. Наука, 1965.

ՄԻ ՔԱՆԻ ՕՐԳԱՆԱԿԱՆ ՀԵՂՈՒԿՆԵՐԻ ԲԵԿՄԱՆ ՑՈՒՑԻՉՆԵՐԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՏԻՐՈՒՑԹԻ ՏԱՐԲԵՐ ԲՆՈՒԹԱԳՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՑԹՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ

U. 2. U.P. 18U.L

Ռենադենոինաերֆերոմնարիկ մեթոդով, որը օժաված է մարմինների բեկման ցուցիչների որոշման մեծ ղդայնությամբ, աշխատանքում որոշված է մի քանի օրդանական հեղուկների (Ն-հեպտանի, Ն-հեքսանի, Ն-պենտանի, Ն-օկտանի և գլիցերինի) բեկման ցուցիչների միավոր դեկրեմենաները ռենադենյան տիրույթի տարբեր երկարության ալիքների համար։

DETERMINATION OF REFRACTIVE INDEX OF SOME ORGANIC LIQUIDS FOR DIFFERENT X-RAY WAVE LENGTHS

A. O. ABOYAN

The refractive index of some organic liquids (*n*-heptane, *n*-hexane, *n*-pentane, *n*-octane and glycerine) was determined for different X-ray wave-lengths by means of high resolution X-ray interferometrical method.

О ГИДРОМЕТЕОРНОМ ОСЛАБЛЕНИИ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВОЛНАХ 10,6 и 0,63 мкм В ГОРНЫХ УСЛОВИЯХ

В. П. БИСЯРИН, А. С. ВАРДАНЯН, Г. К. ТРЕТЬЯКОВ

Показано, что коэффициент ослабления на волие 0,63 мкм в горных условиях при наличии на трассе облаков и туманов, как правило, в 2—3 раза превышает коэффициент ослабления на волие 10,6 мкм, хотя имеется цикл измерений, где наблюдается почти одинаковое ослабление на обеих волнах. Различие в ослаблении обусловлено характеристиками микроструктуры облачности. Получена экспериментальная зависимость между коэффициентом ослабления на волне 10,6 мкм и метеорологической дальностью видимости.

В последнее время уделяется большое внимание изучению влияния чистой и замутненной атмосферы на передачу лазерного изулучения. В горных условиях на трассе распространения могут присутствовать большие концентрации атмосферных гидрометеоров, например, туманы и облака, которые, согласно теоретическим оценкам, вызывают сильное ослабление сигнала [1]. Теоретические оценки ослабления обычно базируются на данных о микроструктуре гидрометеоров, полученных с помощью поточных ловушек, надежно регистрирующих лишь капли раднусом более 2 мкм. В то же время в литературе содержатся сведения о том, что в облаках существует очень большое количество капель с радиусом менее 2 мкм [2]. Поэтому расчетные величины ослабления могут заметно отличаться от измеряемых значений, особенно в инфракрасном диапазоне волн, где фактор эффективности ослабления сильно зависит от размера капли. Данные о микроструктуре облаков и туманов с учетом субмикронной фракции пока крайне малочисленны.

С этой точки зрения представляется важным для практических целей получение величин ослабления лазерных пучков непосредственно из экспериментов по передаче лазерного излучения в среде, содержащей гидрометеоры. При определенном выборе длин воли лазеров можно решить и обратную задачу: по ослаблению оценить такие характеристики гидрометеоров, как средний радиус и концентрацию капель.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты экспериментального исследования ослабления лазерного излучения на волнах 0,63 и 10,6 мкм в горных условиях при наличии на трассе облачности.

Аппаратура и методика измерений

Измерения ослабления лазерного излучения на волнах 0,63 и 10,6 мкм проводились на трассах протяженностью 72 и 3200 м вблизи г. Гориса в Армянской ССР. Трасса 3200 м была наклонной с абсолютными высотами приемно-передающего пункта и призменного уголкового отражателя соответственно 1500 и 2000 м над уровнем моря. Короткая трасса была горизонтальной и располагалась на высоте 2000 м над уровнем моря. Схема эксперимента была традиционной для такого рода измерений и мало отличалась от приведенной, например, в [3].

Измерение ослабления на трассе 3200 м проводилось только на волне 0,63 мкм. Источником излучения в втом случае служил лазер $\Lambda\Gamma$ —38, динамический диалазон измерительной аппаратуры составлял 90 дБ. На трассе 72 м одновременно проводились измерения ослабления на волнах 0,63 и 10,6 мкм (лазеры ОКГ-11 и $\Lambda\Gamma$ -23 соответственно). Динамический диапазон составлял 30 дБ для аппаратуры на волне 10,6 мкм и 50 дБ — на волне 0,63 мкм. Видимое излучение принималось на фотодиод типа ФД-7К, инфракрасное — на охлаждаемое фотосопротивление на основе германия, легированного золотом. Уровень выходной мощности лазеров непрерывно контролировался с помощью таких же приемников. Абсолютная погрешность в определении оптической толщи, вычисленная на основе измерений. пропускания калиброванных ослабителей, составляла 0,067 для волны 0,63 мкм и 0,12 для волны 10,6 мкм. Одновременно с измерением ослабления регистрировались метеопараметры атмосферы с помощью серийной метеостанции М-49.

Измерения ослабления проводились относительным методом, что исключало вклад молекулярного поглощения в газах в измеряемое ослабление на волне 10,6 мкм. Коэффициенты ослабления γ_{λ} рассчитывались по закону Бугера с учетом изменения выходной мощности:

$$\gamma_{\lambda} = \frac{4,34}{L} \ln \frac{f_0}{f}, \qquad (1)$$

где J_0 — интенсивность принятого излучения в отсутствие облака, J — интенсивность излучения, ослабленного облаком, L измеряется в м, γ — в $_{A}E/_{M}$.

Результаты измерений

На короткой трассе оптическая толща облака (т) испытывала сильные флуктуации. Максимальное значение ее на длине 72 м для $\lambda = 10.6$ мкм составляло $\tau = 2.5$; на волне 0,63 мкм оно достигало $\tau = 7$. Поскольку принято считать, что слой облака средней плотности толщиной 1 км имеет τ=20 в видимом диапазоне, то указанные выше толщи соответствуют облачным зонам очень высокой плотности. Флуктуации т обусловлены неоднородностью движущегося облака. Характер флуктуаций иллюстрируется на рис. 1, где приведен временной ход изменения коэффициентов ослабления на волнах 10,6 и 0,63 мкм, усредненных на трассе 72 м. Как видно из рис. 1, временные изменения коэффициентов ослабления на обеих волнах. имеют практически одинаковый характер, хотя значения коэффициентов сильно различаются по величине. Это указывает на то, что закон распределения капель по размерам и его численные параметры менялись мало в данной части облака, так как изменение этих характеристик привело бы к тому, что в одно и то же время ослабления на этих волнах менялись бы по-разному. Можно сделать вывод, что флуктуации т определяются в основном изменением концентрации, а не размеров капель, на пути луча.



Рис. 1. Характер временных флуктуаций ослабления на волнах 0,63 и 10,6 мкм в облаке на трассе 72 м.

Большую часть времени измерений ⁷10,63</sub> превышало ⁷10,6 в 2—3 раза. Усредненная зависимость ⁷10,6 от ⁷6,63</sup> для всего периода измерений продолжительностью около 14 часов с учетом среднеквадратичного отклонения может быть представлена следующей формулой:

$$\gamma_{10.6} = (0,37 \pm 0,08) \gamma_{0.63}, \tag{2}$$

Средняя скорость ветра в облаках составила около 5 м/с, поэтому указанная продолжительность измерений соответствует пространственной зоне облачности протяженностью более 250 км. Это указывает на статистическую надежность полученных данных. Облака относились к виду слоистых (st).

Вид экспериментальной зависимости $\gamma_{10,6} = f(\gamma_{0,63})$ приведен на рис. 2, где сполошной линией изображена зависимость (2). На этом же рисунке приведены экспериментальные точки для случая, когда в течение 20 мин наблюдалось почти одинаковое ослабление на обеих волнах. Усредненная зависимость $\gamma_{10,6}$ от $\gamma_{0,63}$ для этого участка аппроксимируется формулой:

$$\gamma_{10.6} = (0.9 \pm 0.1) \gamma_{0.63}. \tag{3}$$

Различие зависимостей (2) и (3) связано с разной микроструктурой гидрометеоров. Как показано в [3, 4], среднеквадратичный радиус гидрометеоров (радиусы капель от 1 до 15 мкм) можно определить путем измерения отношения $\gamma_{10.6}/\gamma_{0.63}$ в одной и той же зоне облака. Оценки показали, что зависимость (2) соответствует величине среднеквадратичного радиуса $\Gamma_2 = 3$ мкм, а (3) — $\Gamma_2 = 8$ мкм. Однако следует указать, что в течение более чем 97% времени измерений слоистые облака характеризовались довольно мелкокапельной микроструктурой.

Оптическая плотность облаков характеризуется также метеорологической дальностью видимости S₂, которая может быть определена по измеренным величинам $\gamma_{0,63}$. На основе этого установлена связь между $\gamma_{10,6}$ и S_{μ} в виде .

$$\gamma_{10,6} = \frac{6,3 \pm 1,3}{S_{st}},\tag{4}$$

где $\gamma_{10,6}$ выражено в $_{AB/M}$, а $S_{_{M}}$ — в м. Это соотношение проверено в диапазоне значений дальности видимости $25 \div 150$ м и близко к результату, полученному в [3] для искусственных туманов.



Рис. 2. Экспериментальная зависимость коэффициента ослабления на волне 10,6 мкм от коэффициента ослабления на волне 0,63 мкм для слонстых облаков.

Ослабление на волне 0,63 *мкм* на трассе 3200 *м* при наличии облачности, занимающей даже менее одной трети трассы, большую часть времени превышало 90 ab, причем если облако занимало значительную часть трассы, то регистрировалось рассеянное назад излучение, которое не превышало 5 · 10⁻⁸ от падающей интенсивности. Измерение ослабления в этом случае не представляется возможным из-за недостаточного динамического диапазона аппаратуры, а также из-за трудности разделения принимаемого сигнала от отражателя и отражения от облака.

Таким образом, из полученных результатов следует, что сильное ослабление в облаках может привести к тому, что в горных условиях передача информации с помощью видимых волн будет трудно осуществимой даже на расстояних порядка 1 км. Но поскольку по времени наиболее продолжительными являются слоистые облака, обладающие мелкокапельной структурой, то системы передачи информации, содержащие в качестве источников излучения СО₂-лазеры, будут работать более надежно, чем с видимым излучением.

Аналогичная картина имеет место и в туманах малой интенсивности: ослабление на волне 10,6 мкм в течение 98% времени ниже, чем на волне 0,63 мкм [3]. Надежные данные об ослаблении этих волн в плотных туманах пока не получены, микроструктура их также исследована слабо, что не позволяет сравнить полученные в настоящей работе результаты с данными для плотных туманов. Измеренный в наших опытах среднеквадратичный радиус капель в слоистых облаках в течение 97% времени составлял 3 мкм, тогда как на основе измерений раднусов капель в облаках такого типа с помощью ловушек принято считать его равным 5 мкм. Это различие можно объяснить тем, что ловушки обычно не регистрируют капли с радиусом менее 2 мкм, тогда как на величину у влияют и капли малых размеров, давая меньшее значение г₂.

Институт радиотелники и электроники АН СССР Горисский филиал Армянского пединститута им. Х. Абовяна Поступила 2.VII. 1977

ЛИТЕРАТУРА

- Д. Дейрменджан. Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами, Изд. Мир, М., 1971.
- 2. F. L. Ludwig, E. Robinson. Tellus, XXII, 1 (1970).
- 3. В. П. Бисярин, И. П. Бисярина, А. В. Соколов. Раднотехника и электроника, 15, 10 (1971).

4. В. П. Бисярин. Труды II Всесоюзного симпознума по распространению лазерного излучения в атмосфере, Изд. Томского университета, 1975.

10,6 ԵՎ 0,63 մկմ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՆ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՀԻԴՐՈՄԵՏԵՈՐԱՅԻՆ ԹՈՒԼԱՑՈՒՄԸ ԼԵՌՆԱՅԻՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

վ. Պ. ԲԻՍՅԱՌԻՆ, Ա. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Գ. Կ. ՏՐԵՏՅԱԿՈՎ

Φαρδύωկωδαρδύ ցույց է տրված, αη լδαδωμίδ պայժաններում 0,63 մկմ ալիթի երկարունյան լաղերային ճառագայինան Թուլացման գործակիցը հիմնականում 2—3 անգամ գերազանցում է 10,6 մկմ երկարության լաղերային ճառագայիման դործակիցը, չնայած չափումների որոշ սերիաներում նկատվում է գրենքն միննույն Թուլացումը երկու ալիջների համար։ Դիտարկված երևույթի պառճառը կապվում է ամպամածությունների միկրոկառուցվածջի տարբերության հետ։ Ստացված է փորձնական կախվածություն 10,6 մկմ երկարության ալիջի թույացման դործակցի և օդերեութարմական տեսանելիության հեռավորության միջեւ

ON THE HYDROMETEOR ATTENUATION OF LASER RADIATION AT 10,6 AND 0,63 mkm WAVELENGTH AT MOUNTAIN ALTITUDES

V. P. BISYARIN, A. S. VARDANYAN, G. K. TRET'YAKOV

Some results on the attenuation measurements at 0,63 and 10,6 mkm wavelengths in fog and clouds are presented. The experimental relation between the attenuation and visibility is obtained.

P A 4 U & 4 U & 4 A P P 3 A P &

U. 4. Upungus. Supply plusiff unprivier information fraind and and the there	253
0 II Queste il 2 Questioni Chastinicanti unastration handadana	200
9. 6. Plaining of a standard and a standard a standa	200
P. 4. Anpime. Imin amaminumuminu unadanna amamuminumu ampuminumu daupp-	
umdhun dhumu upnuchimn sphinkelimi	269
U. U. Jugurjuh, 4. 2. Uliurnijuh. Incjub ijimincie punincennych ihimentuhe um-	
րունակող բարակ թվանտացված կիսաճաղորդչային լաբերում	274
S. U. Ugiuquus. Unpranph hand humbhih abpamihunghu apanimu ahupand unugugan	
մյոսրաուհրյան սպեկտրների տարբերությունների մասին	278
4. U. Gjaihuzjuh, fr. fr. Uhhudjuh, d. U. Indubiguh. 9hppupap Sudaufanifijuh inin	u-
նեռայափերում KDP բյուրեղներով լույսի մողուլյացիայի տեսունյան որող նարցեր	289
9. 6. Udwayming, U. U. Punnidymi. Shuhnd hadmalungdud uhihghaidmihi S-ahaa-	
ների փոխանջապումը փորը հարմոնիկ ազգանչանի ազգեցության տակ կախված	
«համաստիճանիր և առաջ էլեկառոններով ամբարկումից	291
3m. If gannung II II. 9mmuning, Padhimihi umfdabilah hmanindadah h danbh-	
untering and a state of the second state of the state of the second state of the secon	
and an a function of the second	908
0 9 9 mm 1 1 1 9 h.h.fafal a musikani makukakiun 4 mm (ATTC) 1.5	200
r. s. rajumjuu, u. u. applutant. Q-minupung uppgippinneipunne (AIIC) unun-	905
րլուրեղների պլեղոէլեկտրական հատկությունները	305
0. 0. ulpaiajua. Ganpy thomswinnihigash shama the anatoning dinimita thousand	
վացնրրեն սետերո դրգ անգրեկ է ղլելնսկոմուլալելուը օգատասնգրլու շրանա-	
վորունյան մասին	309
2. ft. Probland, 3. 2. hjrudejud. ftbiunghujud fumbashandhung helungh daunginiplayby	314
U. 2. Upnjus. Up puth opquituhut shanchibph phhaut gnightuph apazaide abum-	
գենյան տիրույքի տարրեր բնութագրական ճառաղայթումների ճամար	319
4. 9. Phujurha, U. U. Hurquajua, 9. 4. Sramjuhad. 10,6 k 0,63 dha behupatijuu	
լաղերային ճառագայիման հիդրոմետեորային թուլացումը լեռնային պայմաններում	3.94

1.

1 de mar

СОДЕРЖАНИЕ

C. P. M	
С. В. ИНИКАЯ. ОО эффективности телерации высоновнорти на различной поволого сталиной сталиной поволого сталиной сталинов	253
Б 4 Ганико В О Чалькан Резонансные пооцессы в трехуровневом атоме	Z6
Г. П. Ажотян К теории вынуж ленного комбинационного рассеяния излучения с	
TILLORUM HACTOTHNN CREATION	269
4 М Казаоди К Г Азаоонии Поглошение света тонкой квантованной полупоо-	
воличковой посредовой солеожащей поимесные центры	274
Т М Айвазан К вопоск с различни мессбаугоовских спектоов, получаемых при	
ультовавуковых возбуж дениях источника или поглотителя	278
К С Гюндиян Р Р Синанян Ж. М. Овселян. Некотроые вопросы теории моду-	Sec.
ляции света на консталлах КDP в CBЧ светодальномерах	286
Г. М. Авакьяни, С. А. Таримян. Переключение S-днодов из кремния, компенсиоо-	
вачного иником, под действием малого гармонического сигнала в зависимос-	
ти от температуры и облучения быстрыми электронами	291
Я. М. Полосян. М. А. Чалабян. Электронномикроскопическое исследование структу-	
оы доменных грании и ряби намагниченности обменносвязанных двухслой-	
ных пленок	29?
Г. Т. Галстян, А. А. Филимонов. Пьезоэлектрические свойства монокристаллов	
тонглицинсульфата, легированных д-аланином (АТГС)	
С. А. Алтунян. О возможности использования диодных структур на основе аморф-	
ных полупроводников как микроиндуктивностей с большой величиной L	
Г. Р. Дрмсян, Ф. О. Эйрамджян. Рептгеновские интерферометры из молокристалла	
кварца	314
А. О. Абоян. Определение показателя преломления искоторых органических жид-	
костей для различных характеристических излучений рентгеновского диа-	
пазона	319
В. П. Бисярин, А. С. Варданян, Г. К. Третьяков. О гидромстеорном ослаблении ла-	
зерного излучения на волнах 10,6 и 0,63 мкм в горных условиях.	324

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

Pris Pas

3.57363

and the second

ВФ 02813. Сдано в набор 18.07.1978 г. Подписано к печати 3.11. 1978 г. Тираж 580. Изд. 4902. Заказ 843. Формат бумаги 70×108¹/16. Печ. л. 5,25. Бум. л. 2,63. Усл. печ. л. 7,35. Уч. изд. л. 5,58.

Издательство Академии наук Армянской ССР, 375019, Ереван, Барекамутян, 24-г. Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван, Баракамутян, 24.

Qi