ՀԱՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1977

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 239—243 (1977)

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОБЕГА ПОГЛОЩЕНИЯ ПОТОКА ЭНЕРГИИ В ЯДЕРНЫХ КАСКАДАХ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 1÷20 *Тэв*

Н. Г. БОЯДЖЯН, М. И. КЕРОПЯН, Э. А. МАМИДЖАНЯН

Определена величина пробега поглощения потока энергии в ядерно-электронных каскадах в железе в области энергий 1÷20 *Тэв*. Показано, что ливни, генерированные в железе „первичными" адронами (одиночными) и адронами в ШАЛ, совпадают. Интерпретируется слабая зависимость пробега поглощения от энергии.

В работе [1] одного из авторов была исследована энергетическая зависимость пробега поглощения потока энергии $L_{ahFe}(E)$ в ядерных каскадах, генерированных в железных фильтрах ионизационного калориметра одиночными адронами в диапазоне энергий от 50 *Гэв* до 5 *Тэв*. Достаточный статистический материал (около 3000 событий) позволил аккуратно установить аналитический вид экспериментальной энергетической зависимости $L_{ahFe}(E)$ в указанной области. Для больших глубин в калориметре ($t > 15$ *рад. ед.*) имеет место

$$L_{ahFe}(E) = (-67 \pm 6) + (118 \pm 9) \lg(E), \qquad (1)$$

где E выражено в *Гэв*, а $L_{ahFe}(E)$ — в *г см*$^{-2}$.

При малых энергиях $E \ll 1$ *Тэв* поправки на пороговые эффекты в ионизационных камерах и передачу энергии „первичных" адронов сильно ионизирующим частицам велики и рост $L_{ahFe}(E)$ с увеличением E в основном обусловлен этими эффектами. При больших энергиях ($E \sim 1$ *Тэв*) указанные поправки существенно меньше. Оба эти эффекта были количественно оценены и учтены при нахождении $L_{ahFe}(E)$. Как показывает анализ экспериментальных данных, при энергиях $E \geqslant 2$ *Тэв* вклад сильно ионизирующих частиц в суммарную ионизацию калориметра меньше 10% и его влиянием при определении L_{ahFe} можно пренебречь.

Для теоретической интерпретации зависимости $L_{ahFe}(E)$ весьма желательно получить ее вид при более высоких энергиях — десятках и сотнях *Тэв*. Необходимость исследований при более высоких энергиях обусловлена еще необычными данными по росту L_{ahFe}, полученными в свинцовом калориметре.

Однако имеющийся у нас экспериментальный материал по адрон-ядерным взаимодействиям, полученный на большом арагацском калориметре в сочетании с пропорциональными камерами [2] и годоскопом из газоразрядных счетчиков [3] в период с 1967 по 1973 год, не позволял продвинуться выше энергии 5 *Тэв*. Поэтому мы использовали более старый экспериментальный материал по широким атмосферным ливням, набранный на том же ионизационном калориметре [4]. Годоскоп установки позволял оценить число частиц в ШАЛ, падающих на ионизационный калориметр, в диапазоне от $1 \cdot 10^3$ до $6 \cdot 10^5$ частиц [5].

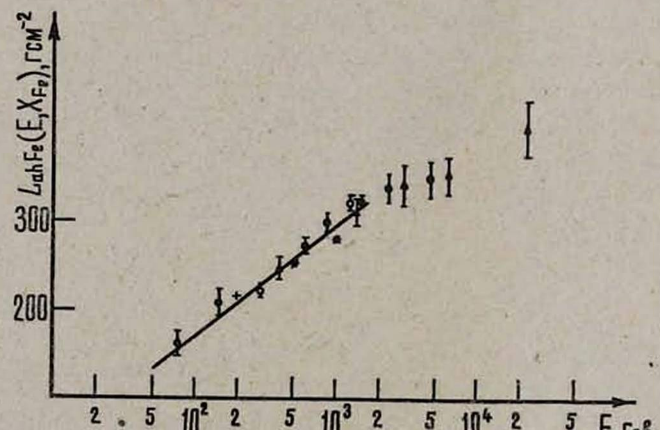
В табл. 1 представлены использованные экспериментальные данные. Отбирались события с энерговыделением, превышающим 0,6 *Тэв*, и числом частиц больше 10^3 с единственным максимумом по ионизации в верхних рядах ионизационных камер на расстоянии не менее 50 *см* от краев установки.

Таблица 1

Интервал энергии (*Тэв*)	Средняя энергия (*Тэв*)	Число событий	L_{ahFe} ($г\ см^{-2}$)
1,0÷ 2,0	1,38	691	311±16
2,0÷ 4,0	2,00	267	343±21
4,0÷10,0	6,25	253	354±22
больше 10,0	22,3	193	406±29

Всего было проанализировано 1404 события, на основе которых по выбранным интервалам энергии были определены $L_{ahFe}(E)$ для больших глубин калориметра $X > 15$ *рад. ед.* Эти величины приведены в последнем столбце таблицы.

На рисунке приведены экспериментальные точки $L_{ahFe}(E)$ для одиночных адронных событий [1] и адронов в ШАЛ. Для области энергий 1÷2 *Тэв* (соответственно $\langle E \rangle = 1{,}43$ и 1,38 *Тэв*) учтены



Энергетическая зависимость $L_{ahFe}(E,\ X_{Fe})$ для одиночных адронов и адронов в ШАЛ: — ● — настоящая работа, одиночные адроны, эксперимент; ▲ — настоящая работа, адроны ШАЛ, эксперимент; + — данные [8]; ✳ — расчет Монте-Карло; ○ — данные [9], одиночные адроны, эксперимент.

поправки на сильно ионизирующие частицы. Можно с большой достоверностью утверждать, что в перекрываемой энергетической области

$1 \div 5$ *Тэв* зависимость $L_{ahFe}(E)$ для одиночных адронов и адронов в ШАЛ совпадают. При больших энергиях регистрировались только ШАЛ.

Если проанализировать результаты [1] (см. формулу (1)) и результаты настоящей работы (см. рисунок), то можно сделать следующие выводы.

1. В области энергий 50 *Гэв* $\div$ 1 *Тэв* величина $L_{ahFe}(E)$ монотонно растет.

2. В энергетической области $1 \div 20$ *Тэв* рост $L_{ahFe}(E)$ существенно замедляется из-за уменьшающегося вклада $\eta(E)$—доли энергии, переданной „первичным" адроном в акте взаимодействия малоэнергичным вторичным заряженным частицам $S_l(\beta_L \leqslant 0{,}7)$ и сильно-ионизирующим h-частицам—продуктам ядерных расщеплений. Эти частицы, обычно не детектируемые явным образом, являются распадными продуктами фрагментов. Согласно определению имеем

$$\eta(E, A) = \frac{1}{E}[\langle n_{S'}\rangle(E, A)\langle \varepsilon_{S'}\rangle(E, A) + \langle n_h\rangle(E, A)\langle \varepsilon_h\rangle(E, A)] = $$
$$= \frac{1}{E}(E_{S'} + E_h), \tag{2}$$

где E — энергия первичного адрона в L-системе, упавшего на ядро атомов вещества,

$$E_{S'} = \langle n_{S'}\rangle\langle \varepsilon_{S'}\rangle, \; E_h = \langle n_h\rangle\langle \varepsilon_h\rangle,$$

$\langle \varepsilon_{S'}\rangle$ и $\langle \varepsilon_h\rangle$ — средние величины энергии в L-системе, приходящейся на одну ливневую и одну сильно-ионизирующую частицу.

Формулу (2) можно переписать следующим образом:

$$\eta(E, A) = \eta_{S'}(E, A) + \eta_h(E, A). \tag{2'}$$

В состав малоэнергичных $n_{S'}$-частиц входят ливневые частицы (протоны, пионы) с нерелятивистскими значениями β_L. Обычно за предельное значение β_L принимают 0,7.

Можно показать, что $\eta(E)$ связано с пробегом L_a следующим образом:

$$\eta(E, A) = \text{const}\, e^{-\frac{X'}{L_a(X<X', E)}} \frac{L_a(X_m < X < X', E) - L_a(X > X', E)}{L_a(X_m < X < X', E)},$$

где X' — глубина излома усредненного ядерно-электронного каскада, отсчитываемая от максимума X_m ливня.

Если считать, что при больших энергиях ($E \gg 1$ *Тэв*) эффект масс сталкивающихся частиц исчезает и энергетические зависимости основных характеристик адрон-ядерного процесса, таких как сечение неупругого взаимодействия и коэффициент неупругости, идентичны для разных A, то можно пересчитать экспериментальные данные [6], полученные для свинцового калориметра, к случаю железа в области энергий $E \geqslant 2$ *Тэв*. Результаты пересчета приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Энергия адрона (*Тэв*)	$L_{ahFe}(E, X_{Pb})$ (*г см*$^{-2}$)	$L_{ahFe}(E, X_{Fe})$ (*г см*$^{-2}$)
2 (одиночные адроны)	690±30	406±20
9 (одиночные адроны)	690±35	406±20
11,5 (адроны ШАЛ)	690±30	406±18
20 (одиночные адроны)	700±85	417±46
30 (адроны ШАЛ)	690±60	406±36
40 (адроны ШАЛ)	700±30	412±18
47 (одиночные адроны)	680±120	400±70
67 (адроны ШАЛ)	750±30	444±18
91 (адроны ШАЛ)	795±100	468±59

Величины $L_{ahPb}(E, X_{Pb})$ по результатам [6] и, следовательно, пересчитанные данные $L_{ahPb}(E, X_{Fe})$ не зависят от энергии E в интервале 2÷50 *Тэв*. Сравнение пересчитанных точек с экспериментальными, полученными нами в *Fe*, показывает, что они совпадают при энергиях $\gtrsim 10$ *Тэв*. Иными словами, насыщение энергетической независимости $L_{ahFe}(E)$ в случае *Fe*, если оно действительно имеет место, наступает при бо́льших энергиях (>10 *Тэв*), чем в случае свинца ($E \sim 2$ *Тэв*). Указанная разница может быть обусловлена только различным характером *A*-зависимости параметра $L_{ahFe}(E)$ при $E \gg 20$ *Тэв* и $E \ll 20$ *Тэв*. Этот результат, в частности, не согласуется с предсказанием модели *EFC* [7].

В заключение выражаем благодарность Х. П. Бабаяну за предоставление экспериментальных данных по установке [5].

Ереванский физический институт Поступила 9.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *М. И. Керопян*. Научное сообщение ЕФИ-21 (24), 1977.
2. *Х. П. Бабаян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 458 (1970).
3. *Э. А. Мамиджанян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 221 (1972).
4. *Н. Г. Бояджян, Э. А. Мамиджанян*. Изв. АН СССР, сер. физ., 32, 456 (1968).
5. *Х. П. Бабаян* и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 1617 (1966).
6. *V. S. Aseikin* et al. Proc. of the XIV-th Int. Conf. on C. R., München, 7, 2463, 1975.
7. *R. Gottfreed*. Phys. Rev. Lett., 32, 265 (1972).
8. *B. C. Barish*. Calif. inst. of Techn. Report, № 68—410, 1973.
9. *А. Е. Морозов, С. А. Славатинский, И. И. Фетисов*. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 2022 (1971).

ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ԿԱՍԿԱԴՆԵՐՈՒՄ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՀՈՍՔԻ ԿԼԱՆՄԱՆ ՎԱԶՔԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ 1÷20 ՏէՎ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ն. Դ. ԲՈՅԱՋՅԱՆ, Մ. Ի. ՔԵՐՈԲՅԱՆ, Է. Ա. ՄԱՄԻՋԱՆՅԱՆ

Որոշված է երկաթում առաջացող միջուկա-էլեկտրոնային կասկադներում էներգիայի հոսքի կլանման վազքի երկարությունը 1÷20 ՏէՎ *էներգիաների տիրույթում։ Ցույց է տրված, որ երկաթում «առաջնային» ադրոնների կողմից առաջացած և լայն մթնոլորտային հեղեղների ադրոններով առաջացրած հեղեղները համընկնում են։ Բացատրվում է կլանման վազքի թույլ կախումը էներգիայից։*

DETERMINATION OF THE ABSORPTION LENGTH OF ENERGY FLUX IN NUCLEAR CASCADES FOR 1÷20 *TeV* ENERGIES

N. L. BOYADZHYAN. M. I. KEROPYAN, E. A. MAMIDZHANYAN

The value of the absorption length of energy flux in nuclear-electron cascades in iron is determined for 1÷20 *TeV* energies. The showers generated in iron by "primary" (single) hadrons and wide atmospheric shower hadrons are shown to coincide. The weak energy dependence of the absorption length is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 244—250 (1977

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В ПЛАЗМЕ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ВНЕШНЕГО ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

А. Ц. АМАТУНИ, М. Р. МАГОМЕДОВ, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

Рассмотрены поляризационные потери быстрой заряженной частицы в плазме, находящейся в однородном высокочастотном электрическом поле. Показано, что благодаря изменению дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле в поляризационных потерях появляются члены, зависящие от энергии частицы, и выход поляризационных потерь на плато с ростом частоты внешнего поля происходит при более высоких энергиях.

Вопрос о потерях энергии заряженных частиц в плазме, находящейся во внешнем высокочастотном (ВЧ) электрическом поле и в поле электромагнитной волны, рассматривался в ряде работ как с точки зрения зависимости величины потерь от параметров внешнего поля [1—4], так и с точки зрения их зависимости от энергии пролетающей частицы [5, 6]. В работах [1, 2] было показано, что изменение дисперсионных свойств плазмы, помещенной в сильное ВЧ-поле, влияет на величину поляризационных потерь нерелятивистской заряженной тяжелой частицы. Были найдены условия, когда они значительно возрастают. В работе [3] учитывается влияние на поляризационные потери нерелятивистской частицы не только изменения дисперсионных свойств плазмы, но и изменения ее диссипативных свойств. В [4] исследована возможность излучения поперечных электромагнитных волн быстрой заряженной частицей, проходящей через изотропную плазму, помещенную во внешнее ВЧ-поле.

В работе [5] были рассмотрены поляризационные потери релятивистской заряженной частицы в плазме в присутствии электрического ВЧ-поля, направленного вдоль траектории частицы, и показано, что вследствие изменения дисперсионных свойств плазмы во внешнем поле потери зависят от энергии пролетающей частицы. В работе [6] исследована зависимость ионизационных потерь релятивистской заряженной частицы от ее энергии в поле плоско-поляризованной электромагнитной волны. Показано, что в этом случае при определенных условиях имеет место логарифмическая зависимость потерь от энергии частицы в той области высоких энергий, где при отсутствии внешних полей в конденсированных и газообразных средах имеет место эффект плотности Ферми.

1. В настоящей работе мы рассмотрим энергетическую зависимость поляризационных потерь релятивистской заряженной частицы в плазме, находящейся в сильном внешнем электрическом ВЧ-поле

$$\mathbf{E}_0(t) = \mathbf{E}_0 \sin \omega_0 t, \qquad (1)$$

при разных относительных ориентациях вектора скорости пролетающей частицы $\mathbf{v}_0$ и амплитуды внешнего поля $\mathbf{E}_0$. Предполагается, что энергия осцилляций электронов плазмы во внешнем поле существенно превышает их тепловую энергию, скорость частицы v_0 значительно больше тепловых скоростей, а частота внешнего поля ω_0 много больше частоты столкновений ν_{ei} электронов с ионами.

Запишем скорости и плотности электронов плазмы в виде $\mathbf{v} = \mathbf{u}_e(t) + \delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и $n = n_0 + \delta n(\mathbf{r}, t)$, где $\mathbf{u}_e(t)$ и n_0 — равновесные скорость и плотность электронов во внешнем поле (1), а $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$ и $\delta n(\mathbf{r}, t)$ — малые неравновесные добавки. В силу сделанных допущений мы можем для описания рассматриваемого процесса пользоваться гидродинамическими уравнениями одножидкостной электронной плазмы [7, 8] (ионы считаем покоящимися). Линеаризованные уравнения для $\delta\mathbf{v}(\mathbf{r}, t)$, $\delta n(\mathbf{r}, t)$ и возмущенных полей $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ записываются в виде

$$\frac{\partial \delta n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}(\mathbf{u}_e \delta n) = -\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}(n_0 \delta \mathbf{v}),$$
$$\frac{\partial \delta \mathbf{v}}{\partial t} + \left(\mathbf{u}_e \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}}\right)\delta\mathbf{v} = \frac{e}{m_e}\left(\mathbf{E} + \frac{1}{c}[\mathbf{u}_e \mathbf{B}]\right); \tag{2}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$
$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}(\mathbf{j} + \mathbf{j}_{\text{зар}}), \tag{3}$$

где $\mathbf{j} = e(n_0 \delta\mathbf{v} + \mathbf{u}_e \delta n)$ — индуцированный в плазме ток, $\mathbf{j}_{\text{зар}} = ze\mathbf{v}_0 \delta(\mathbf{r} - \mathbf{v}_0 t)$ — ток пролетающей частицы, ze — ее заряд, $\mathbf{v}_0$ — ее скорость, которую мы считаем постоянной, а $\mathbf{u}_e(t)$ определяется следующим выражением:

$$\mathbf{u}_e(t) = -\mathbf{v}_e \cos \omega_0 t,$$
$$\mathbf{v}_e \equiv \frac{e\mathbf{E}_0}{m_e \omega_0}, \quad \frac{|\mathbf{v}_e|}{c} \ll 1, \tag{4}$$

где m_e — масса электрона, c — скорость света.

Представляя возмущенные поля $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{kr} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{E}^{(n)} e^{-in\omega_0 t}\, d\mathbf{k},$$
$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \int e^{i\mathbf{kr} - i\omega t} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \mathbf{B}^{(n)} e^{-in\omega_0 t}\, d\mathbf{k}, \tag{5}$$

где $\omega \equiv \mathbf{kv}_0$, и используя известное разложение по функциям Бесселя

$$e^{ia\sin\omega_0 t}=\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(a)\,e^{in\omega_0 t}, \tag{6}$$

можно получить, используя уравнения (2), следующее выражение для n-ой гармоники индуцированного тока $\mathbf{j}^{(n)}$:

$$\mathbf{j}^{(n)}=\frac{i\omega_p^2}{4\pi}\sum_{p,\,r}\frac{J_{p-n}(a)\,J_{p-r}(a)}{\omega+p\omega_0}\times$$
$$\times\left\{\mathbf{E}^{(r)}-\frac{(p-n)\,\mathbf{v}_e}{(\omega+p\omega_0)\,a}\left(\mathbf{k}\mathbf{E}^{(r)}-\frac{p-r}{ac}\,\mathbf{k}[\mathbf{v}_e\mathbf{B}^{(r)}]\right)-\frac{p-r}{ac}[\mathbf{v}_e\mathbf{B}^{(r)}],\right. \tag{7}$$

где

$$a=\frac{e\mathbf{k}\mathbf{E}_0}{m_e\omega_0^2},\quad \omega_p=\sqrt{\frac{4\pi n_0e^2}{m_e}}.$$

Подставляя (5) в (7) в уравнения Максвелла (3), мы приходим к следующему уравнению для $\mathbf{E}^{(n)}$:

$$\left(k^2-\frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\,\varepsilon(n\omega_0)\right)\mathbf{E}^{(n)}-\mathbf{k}(\mathbf{k}\mathbf{E}^{(n)})-$$
$$-\frac{\omega_p^2}{c^2}(\omega+n\omega_0)\sum_{m,\,r}\frac{J_{r-n}(a)\,J_{r-m}(a)}{(\omega+m\omega_0)(\omega+r\omega_0)}\left\{\omega_0(r-m)\frac{\mathbf{k}(\mathbf{E}_0\mathbf{E}^{(m)})}{(\mathbf{k}\mathbf{E}_0)}+\right.$$
$$\left.+\omega_0(r-n)\frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{k}\mathbf{E}^{(m)})}{(\mathbf{k}\mathbf{E}_0)}-\frac{\omega_0^2(r-n)(r-m)}{\omega+r\omega_0}k^2\frac{\mathbf{E}_0(\mathbf{E}_0\mathbf{E}^{(m)})}{(\mathbf{k}\mathbf{E}_0)^2}\right\}= \tag{8}$$
$$=\frac{ize}{2\pi^2c^2}(\omega+n\omega_0)\,\mathbf{v}_0\delta_{n0},$$

где

$$\varepsilon(n\omega_0)=1-\frac{\omega_p^2}{(\omega+n\omega_0)^2}. \tag{9}$$

2. Рассмотрим случай, когда частица движется перпендикулярно к направлению ВЧ-поля ($\mathbf{v}_0\perp\mathbf{E}_0$), полагая, что $\mathbf{E}_0$ направлено вдоль оси x, а $\mathbf{v}_0$ — вдоль оси z. Уравнение (8) будем решать методом последовательных приближений, приняв за параметр разложения величину

$$\frac{\omega_p}{\omega_0}\left(\frac{v_e}{v_0}\right)^2\ll 1. \tag{10}$$

В нулевом приближении уравнение (8) приводит к следующему выражению для n-ой гармоники z-компоненты электрического поля:

$$E_z^{(n)}=\frac{ize\omega}{2\pi^2v_0}\left\{\frac{v_0^2(\omega+n\omega_0)\,\delta_{n0}}{c^2\omega\left(k^2-\dfrac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\,\varepsilon(n\omega_0)\right)}-\right.$$

$$-\frac{1}{\left(k^2-\frac{(\omega+n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)}\sum_m \frac{J_m(a)J_{m-n}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}\times$$

$$\times\left(1-\frac{\omega_p^2\,\omega\omega_0 m}{(\omega+m\omega_0)^2c^2\left(k_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}\right)\Bigg\}. \qquad (11)$$

При $a=0$ ($v_e=0$) формула (11) переходит в обычное выражение для поля, создаваемого в плазме частицей без ВЧ-поля.

Работа поля $E_z(\mathbf{r}, t)$ над зарядом ze в единицу времени, усредненная по периоду внешнего поля, дается выражением

$$W=zev_0\int E_z^{(0)}\,d\mathbf{k}=\frac{z^2e^2}{\pi^2v_0}\int_0^{2\pi}d\varphi\int_0^{q_m}q\,dq\int_0^{\infty}\frac{\omega\,d\omega}{k^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)}\times$$

$$\times\sum_{m=-\infty}^{\infty}J_m^2(a)\left\{\left(1-\frac{\omega_p^2\,\omega_0\omega m}{c^2(\omega+m\omega_0)^2\left(k_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right)}\right)\operatorname{Im}\frac{1}{\varepsilon(m\omega_0)}-\right.$$

$$\left.-\frac{\omega_p^2\,\omega_0\omega m}{c^2\varepsilon(m\omega_0)(\omega+m\omega_0)^2}\operatorname{Im}\frac{1}{k_x^2-\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)}\right\}, \qquad (12)$$

где $a=\frac{v_e q\cos\varphi}{\omega_0}$, $k^2=k_z^2+q^2$, $k_x=q\cos\varphi$, φ — азимутальный угол волнового вектора, $k_z=\frac{\omega}{v_0}$.

Поскольку мы практически пренебрегаем поглощением в плазме (мнимая часть $\varepsilon(\omega)$, пропорциональная частоте столкновений ν_{ei}, мала), наибольший вклад в потери энергии в (12) вносят области прозрачности плазмы (ср. [9]). Для применимости гидродинамического приближения в областях прозрачности плазмы должно выполняться условие

$$|m\omega_0-\omega|\gg kv_e, \qquad (13)$$

где v_e определяется формулой (4).

При интегрировании выражения (12) по ω будем считать $\omega_0\gg\omega_p$. Кроме того, интегрирование по переменной q осуществляется до значения q_{max}, соответствующего максимальному переданному импульсу, определяемому из условия применимости макроскопического рассмотрения при учете малости скоростей тепловых движений электронов среды по сравнению со скоростью их осцилляции во внешнем поле. В (12) члены с $m=0$ не содержат внешнего поля и обуславливают потери, от него не зависящие. Поэтому для них q_{max}^0 подчинено обычным условиям

$$\frac{\omega_p}{v_0} \ll q^0_{\max} \ll \frac{1}{r_D}, \tag{14}$$

где $r_D = v_{Te}/\omega_p$ — радиус Дебая, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов.

Члены с $m \neq 0$ пропорциональны внешнему полю, и в силу принятых условий $v_{Te} \ll v_e$ и $\omega_0 \gg \omega_p$ максимальный переданный импульс $q_{\max}$ определяется из условия

$$\frac{\omega_p}{v_0} \ll q_{\max} \ll \frac{\omega_0}{v_e}. \tag{14'}$$

Заметим, что члены в (12), пропорциональные $\operatorname{Im}\left[k_x^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(\omega)\right]^{-1}$, по конструкции соответствуют плоским поперечным волнам, распространяющимся вдоль и против направления внешнего поля. Можно показать, что после интегрирования вклад этих членов в средние потери равен нулю.

Для интегрирования выражения (12) заметим, что из условия (14′) следует, что аргумент функций Бесселя a много меньше единицы, и мы можем разложить их до членов порядка a^2 включительно. Тогда вклад в сумму в формуле (12) будут вносить лишь члены с $m = 0, \pm 1$. Далее рассмотрим два случая.

1) $q_{\max} > \frac{\omega_0}{c}$ (импульс, переданный частицам среды пролетающей частицей, превышает импульс от внешнего поля).

Интегрируя (12), получаем следующее выражение для средних потерь энергии пролетающей частицы в единицу времени:

$$W = -\frac{z^2e^2\omega_p^2}{v_0}\left\{\ln\frac{q^0_{\max} v_0}{\omega_p} - \frac{1}{4}\frac{v_e^2}{v_0^2}\left[\frac{1}{\gamma^2}\left(3\ln\frac{q_{\max} v_0 \gamma}{\omega_0} - 1\right) - \right.\right.$$
$$\left.\left. - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\ln\frac{q_{\max} v_0}{\omega_p}\right] + \frac{1}{2}\frac{v_e^2}{c^2}\left[2\ln\frac{q_{\max} v_0 \gamma}{\omega_0} - 1 - \frac{\omega_p^2\beta^2\gamma^2}{\omega_0^2}\right]\right\}, \tag{15}$$

справедливое для интервала энергий

$$\frac{\omega_0}{q_{\max} v_0} \ll \gamma \ll \frac{\omega_0}{\beta\omega_p}, \tag{16}$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = v_0/c$.

Первый член в выражении (15) соответствует обычным потерям энергии релятивистской частицы на излучение плазменных волн в однородной изотропной плазме. Остальные слагаемые обязаны наличию внешнего поля, связаны с излучением продольных волн с частотами $\omega_0 \pm \omega_p|$ и в отличие от нерелятивистского случая существенно зависят от энергии пролетающей частицы. С увеличением энергии $(\gamma \to \omega_0/(\beta\omega_p))$ второй член формулы (15) быстро убывает из-за наличия фактора γ^{-2} и превалирующий вклад в потери вносит логарифмически зависящий от энергии член в третьем слагаемом. Член же, зависящий от γ^2, мал вследствие условия (16).

Как видно из условия (16), при определенном подборе параметров ω_0 и ω_p мы можем попасть в область высоких энергий, где при отсутствии внешних полей в конденсированных и газообразных средах зависимость поляризационных потерь от энергии уже отсутствует (см., напр., [10, 11]), тогда как в рассмотренном случае возникает логарифмическая зависимость. Например, при частотах $\omega_0 \approx 10^{14}$ *сек*$^{-1}$ и $\omega_p \approx 10^9$ *сек*$^{-1}$ область энергий, при которых еще сохраняется логарифмическая зависимость, простирается до $\gamma \sim 10^5$, однако абсолютная величина потерь мала в связи с малостью ω_p.

2) $q_{\max} < \dfrac{\omega_0}{c}$.

В этом случае для потерь энергии получаем следующее выражение:

$$W = -\frac{z^2e^2\omega_p^2}{v_0}\left\{\ln\frac{q^0_{\max}v_0}{\omega_p} - \right.$$
$$\left. -\frac{1}{4}\frac{v_e^2}{v_0^2}\left[\frac{1}{\gamma^2}\left(3\ln\frac{q_{\max}v_0\gamma}{\omega_0} - 1\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\ln\frac{q_{\max}v_0}{\omega_p}\right]\right\}, \qquad (17)$$

в котором по сравнению с (15) отсутствует последний член.

3. Рассмотрим теперь случай, когда $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{v}_0$ и оба вектора направлены вдоль оси x. Тогда при условии (10) из уравнения (8) для n-ой гармоники x-компоненты поля $E_x^{(n)}$ можно получить следующее выражение (см. подробнее [3]):

$$E_x^{(n)} = -\frac{ize}{2\pi^2 k_x}\frac{\left(k_x^2 - \dfrac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)}{\left(k^2 - \dfrac{(\omega + n\omega_0)^2}{c^2}\varepsilon(n\omega_0)\right)}\sum_m \frac{J_m(a)\,J_{m-n}(a)}{\varepsilon(m\omega_0)}, \qquad (18)$$

где $a = \dfrac{v_e}{v_0}\,\dfrac{\omega}{\omega_0}$.

Усредненная по периоду внешнего поля работа поля над зарядом в единицу времени при условиях $v_e/v_0 \ll 1$, $\omega_0 \gg \omega_p$ в интервале энергий (16) дается выражением

$$W = -\frac{z^2e^2\omega_p^2}{v_0}\left\{\ln\frac{q_m v_0}{\omega_p} + \right.$$
$$\left. +\frac{1}{2}\frac{v_e^2}{v_0^2}\left[\frac{1}{\gamma^2}\left(3\ln\frac{q_m v_0\gamma}{\omega_0} - 1\right) - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2}\ln\frac{q_m v_0}{\omega_p}\right]\right\}. \qquad (19)$$

Сравнение этой формулы с выражением (17) показывает, что потери энергии при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{v}_0$ превышают потери при $\mathbf{E}_0 \perp \mathbf{v}_0$ в случае $q_{\max} < \omega_0/c$. При $v_0 \ll c$ формулы (17) и (19) переходят в соответствующие формулы работы [2].

Отметим, что с увеличением энергии, при $\gamma \gg \omega_0/(\beta\omega_p)$, зависимость от энергии в формулах (15), (17) и (19) теряется и потери энергии вновь выходят на плато.

Ереванский физический институт

Поступила 20.XI.1976.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. М. Алиев, Л. М. Горбунов, Р. Р. Рамазашвили.* ЖЭТФ, 61, 1477 (1971).
2. *Г. Г. Матевосян.* Краткие сообщения по физике, № 7, 1972.
3. *Б. Н. Маркеев, Б. С. Моисеев.* Изв. вузов, Радиофизика, 17, 1404 (1974).
4. *Ж. М. Диасамидзе, Н. Л. Цинцадзе.* ЖТФ, 43, 1323 (1974).
5. *А. Ц. Аматуни* и др. Научное сообщение ЕФИ-189 (35)-76.
6. *А. Ц. Аматуни* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 34 (1976).
7. *В. П. Силин.* Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму, Изд. Наука, М., 1973.
8. *В. Л. Гинзбург, А. А. Рухадзе.* Волны в магнитоактивной плазме, Изд. Наука, М., 1975.
9. *В. П. Силин, А. А. Рухадзе.* Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред, Атомиздат, М., 1961.
10. *R. M. Sternheimer, R. F. Peierls.* Phys. Rev., B3, 3681 (1971).
11. *J. H. Cobb, W. W. M. Allison, J. N. Bunch.* Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 67/75, 1975. *W. W. M. Allison* et al. Oxford University, Nuclear Physics Laboratory, 68/75, 1975.

ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԼԻՑՔԱՎՈՐԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ՊՈԼՅԱՐԻԶԱՑԻՈՆ ԿՈՐՈՒՍՏՆԵՐԸ ՈՒԺԵՂ ԱՐՏԱՔԻՆ ԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ

Ա. Ց. ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Մ. Ռ. ՄԱԳՈՄԵԴՈՎ, Է. Վ. ՍԵՂԲՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԷԼԲԱԿՅԱՆ

Դիտարկված են ուժեղ, բարձր հաճախային էլեկտրական դաշտում գտնվող պլազմայի միջով անցնող ռելյատիվիստիկ մասնիկի պոլյարիզացիոն կորուստները։ Ցույց է տրված, որ արտաքին դաշտում պլազմայի դիսպերսիոն հատկությունների փոփոխման հետևանքով պոլյարիզացիոն կորուստների արտահայտությունը պարունակում է մասնիկի էներգիայից կախված անդամներ էներգիաների այն տիրույթում, որտեղ մասնիկի էներգիայի կորուստները խիտ և գազային միջավայրերում արտաքին դաշտերի բացակայության դեպքում հաստատուն են։

POLARIZATION LOSSES OF A RELATIVISTIC CHARGED PARTICLE IN PLASMA IN THE PRESENCE OF STRONG EXTERNAL HIGH FREQUENCY ELECTRIC FIELD

A. Ts. AMATUNI, M. R. MAGOMEDOV, E. V. SEKHPOSYAN, S. S. ELBAKYAN

Polarization losses of a fast charged particle in plasma in the presence of homogeneous high frequency electric field are considered. It is shown that due to the variation of plasma dispersion in the external field the terms appear in the expression for polarization losses, which depend on the particle energy and the reaching of ionization loss plateau with frequency takes place at higher energies.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 251—260 (1977)

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В НАМАГНИЧЕННОМ ФЕРРОМАГНЕТИКЕ

О. С. ЕРИЦЯН

Рассмотрены особенности распространения электромагнитных волн, преломленных в намагниченную ферромагнитную среду. Показано, что в некоторых направлениях распространения преломленной волны, соответствующих совпадению корней дисперсионного уравнения, нормальная компонента групповой скорости обращается в нуль, хотя волны распространяются вглубь среды без затухания; выяснен характер обращения в нуль указанной компоненты. Рассмотрена граничная задача определения амплитуд в связи с тем, что в точке совпадения корней дисперсионного уравнения две эллиптически-поляризованные волны сливаются в одну и возникает несоответствие между числом неизвестных амплитуд и числом граничных условий. Обсуждается возможность модуляции оптических характеристик среды.

1. Дисперсионное уравнение для анизотропных и гиротропных сред дает, вообще говоря, два значения волнового вектора для волн, распространяющихся в одном направлении. Эти волны отличаются поляризацией и у каждой из них имеется по одной независимой компоненте поля (электрического или магнитного). При определении амплитуд полей отраженной и преломленных волн приходим к системе уравнений, число которых равно числу независимых компонент. Однако в определенных условиях это соответствие может нарушаться, если дисперсионное уравнение имеет кратные корни [1, 2]. В таком случае среда обнаруживает интересные особенности. В [3] такая ситуация осуществляется в поглощающих кристаллах; наряду с обычными нормальными волнами автор приходит к существованию волн нового типа. Кратные корни могут появляться также в плазме [4] и гироанизотропной среде [2] (магнитоактивная среда с анизотропией как диэлектрических, так и магнитных свойств). В [2] рассмотрена ситуация совпадения корней дисперсионного уравнения для непоглощающей гироанизотропной среды при распространении волн вдоль намагничивающего поля; вектор Пойнтинга в точке совпадения корней дисперсионного уравнения равен нулю вследствие параллельности векторов напряженности электрического и магнитного полей. Проблема определения полей в этой работе решена без введения новых волн [3], в соответствии с тем, что они не могут возникать в отсутствие поглощения [1]. Особенности распространения электромагнитных волн в упомянутых и рассматриваемом ниже случаях обусловлены совпадением корней дисперсионного уравнения, однако в каждом из случаев имеется своеобразная физическая картина распространения волн.

В настоящей работе рассматривается распространение волн в магнитоактивной ферромагнитной среде со скалярной диэлектрической проницаемостью при произвольном угле между внешним полем и направлением распространения волн. В разделе 2 исследованы условия совпадения корней дисперсионного уравнения, что может осуществляться в разных направлениях распространения волн и при разных частотах. Поток энергии в направлении, перпендикулярном к границе, при этом обращается в нуль, что обусловлено разностью фаз между компонентами векторов электрического и магнитного полей, а сами эти векторы в отличие от случая, рассмотренного в [2], остаются перпендикулярными друг к другу.

В разделе 3 исследован закон обращения в нуль z-компоненты групповой скорости. В конце рассмотрена граничная задача в связи с определением полей в точке совпадения корней дисперсионного уравнения. Разобраны некоторые амплитудные соотношения.

2. Пусть на намагниченную вдоль оси z (до насыщения) ферромагнитную среду со скалярной диэлектрической проницаемостью ε_2 и магнитной проницаемостью μ_{2lk}, занимающую область пространства $0 \leqslant z \leqslant d$, из области $z<0$ падает плоская волна

$$E(\mathbf{r},\ t) = \mathbf{E} \exp i\,(k_x x + k_z z - \omega t). \tag{1}$$

Отличные от нуля компоненты тензора μ_{2lk} задаем в виде [5, 6]

$$\begin{gathered}
\mu_{2xx} = \mu_{2yy} = 1 + a\,(1 - x^2)^{-1}, \\
\mu_{2xy} = -\mu_{2yx} = ig = iax\,(1 - x^2)^{-1}, \\
\mu_{2zz} = \mu_3 = 1, \quad x = \omega\omega_H^{-1}, \quad \omega_H = \gamma H_0, \quad a = \frac{4\pi M_0}{H_0},
\end{gathered} \tag{2}$$

$\mathbf{M}_0$ — магнитный момент единицы объема в отсутствие поля (1), ω_H — частота ферромагнитного резонанса. Соотношения (2) справедливы, если

$$|1 - x^2| \gg \omega_r \omega_H^{-1} |x|, \quad \omega_r \omega_H^{-1} |x| \ll 1, \tag{3}$$

где ω_r — частота релаксации.

Пользуясь условием непрерывности тангенциальной компоненты k_x волнового вектора, для z-компонент волновых векторов (k_{2z}^{+} и k_{2z}^{-}) преломленных волн получаем следующие выражения:

$$\begin{gathered}
k_{2z}^{\pm 2} = \omega^2 c^{-2} \varepsilon_2 \mu_2 - (\mu_2 + \mu_3)(2\mu_3)^{-1}\, k_x^2 \pm \sqrt{\eta_{2z}}, \\
\eta_{2z} = (\mu_2 - \mu_3)^2 (2\mu_3)^{-2}\, k_x^4 - \omega^2 c^{-2} \varepsilon_2 g^2 \mu_3^{-1}\, k_x^2 + \omega^4 c^{-4} \varepsilon_2^2 g^2.
\end{gathered} \tag{4}$$

Выражение для $k_{2z}^{\pm 2}$ можно представить в виде

$$k_{2z}^{\pm 2} = \omega^2 c^{-2} \varepsilon_2 [\mu_2 - (\mu_2 + \mu_3)(2\mu_3)^{-1} y^2 \pm |g\,(2x)^{-1}| \sqrt{(y^2 - y_1^2)(y^2 - y_2^2)}], \tag{5}$$

где

$$y^2 = k_x^2 c^2 \omega^{-2} \varepsilon_2^{-1}, \tag{5а}$$

$$y_1^2 = 2x^2 - \sqrt{4x^4 - 4x^2}, \tag{5б}$$

$$y_2^2 = 2x^2 + \sqrt{4x^4 - 4x^2}. \qquad (5в)$$

Условие действительности $y_{1,2}^2$ налагает на x ограничение $x^2 > 1$.

При $y_1^2 < y^2 < y_2^2$ подкоренное выражение в (5) отрицательно, поэтому $\mathrm{Im}\, k_{2z}^{\pm} \neq 0$, т. е. волны не могут распространяться без затухания. Кроме того, если

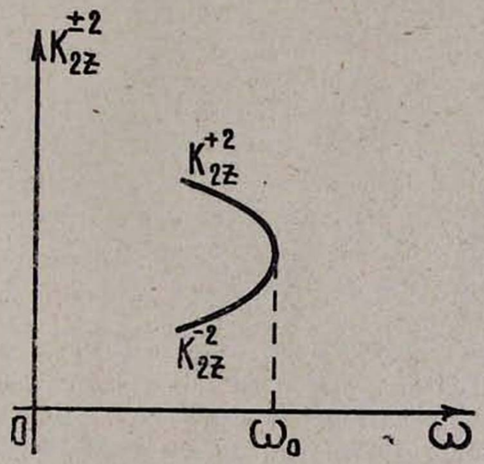
$$x^2 < 1 + a^2 (1 + 2a)^{-1},$$

то выражение перед корнем положительно. Так как при $y^2 = y_2^2$ подкоренное выражение равно нулю, а при $y^2 > y_2^2$ оно положительно, то существует область значений x и y, в которой k_{2z}^{+2} и k_{2z}^{-2} действительны и положительны. При этом если $x^2 = x_0^2 = y^4 [4 (y^2 - 1)]^{-1}$ (см. (5в)), то $k_{2z}^{+2} = k_{2z}^{-2}$. При значениях x^2, больших x_0^2 (значение y фиксировано), величины $k_{2z}^{\pm 2}$ комплексны, а при значениях, меньших x_0^2, они действительны и положительны.

Легко заметить, что имеется конечная область значений x и y, в которой $k_{2z}^{+2} = k_{2z}^{-2}$, а именно, в области

$$1 < x^2 < 1 + a^2 (1 + 2a)^{-1} \qquad (6)$$

имеем $k_{2z}^{+2} = k_{2z}^{-2} > 0$, если при заданном значении x значение y удовлетворяет соотношению (5в). На рисунке представлены графики



k_{2z}^{+2} и k_{2z}^{-2} при фиксированном значении y. При изменении величины y частота поворота смещается согласно соотношению (5в). На кривой $y^2 = 2x^2 - \sqrt{4x^4 - 4x^2}$ (см. (5б)) величины k_{2z}^{+2} отрицательны в окрестности частот совпадения их значений*. Из-за этого волны не могут распространяться без затухания, поэтому случай (5б) не будет рассматриваться.

* Заметим, что из области отрицательных значений $k_{2z}^{\pm 2}$ переход в область положительных значений этих величин осуществляется не уменьшением y^2 (т. е. уменьшением угла падения), а увеличением.

Найдем теперь z-компоненты групповых скоростей $\mathbf{u}_2^{\pm} = \dfrac{\partial\omega}{\partial \mathbf{k}_2^{\pm}}$. Вычисляя последние выражения и подставляя в них $y^2 = y_2^2$, получаем

$$\frac{\partial\omega}{\partial k_{2z}^{+}} = 0, \quad \frac{\partial\omega}{\partial k_{2z}^{-}} = 0. \tag{7}$$

Угол ϑ между направлением распространения волн и осью z при этом определяется из соотношения

$$\sin^2\vartheta = 2\left(x^2 + \sqrt{x^4 - x^2}\right)\left[1 + a\left(1 - x^2\right)^{-1} - a\left(1 - x^2\right)^{-1}\left(x^2 + \sqrt{x^4 - x^2}\right)\right]^{-1}. \tag{8}$$

Подставляя, например, $a = 0{,}5$ и $x = 1{,}01$, получаем $\sin^2\vartheta \approx 0{,}46$.

Для выяснения характера обращения в нуль z-компоненты групповой скорости составим z-компоненту вектора Пойнтинга $\mathbf{S}_2$. Переходя от комплексного представления к действительным значениям векторов электрического и магнитного полей $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$, на частоте, при которой $k_{2z}^{+} = k_{2z}^{-}$, т. е. когда x и y удовлетворяют связи (5*в*), получаем выражения следующего вида:

$$\begin{gathered} H_{2x} = h\cos\omega t, \quad H_{2y} = \alpha h \sin\omega t, \\ E_{2x} = e\cos\omega t, \quad E_{2y} = -e\alpha\sin\omega t, \\ S_{2z} = \frac{c}{4\pi}\, 2e\alpha h \sin\omega t\cos\omega t. \end{gathered} \tag{9}$$

Таким образом, хотя $u_{2z}^{\pm} = 0$, но мгновенное значение $S_{2z} \neq 0$. Однако в гиротропной среде, как известно, физический смысл имеет усредненное значение вектора Пойнтинга [1]. Как следует из (9), оно действительно равно нулю, в соответствии с (7). Векторы же $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$ остаются перпендикулярными друг к другу. Таким образом, обращение в нуль потока энергии в направлении оси z в рассматриваемом здесь случае в отличие от случая, рассмотренного в [2], связано не с параллельностью векторов $\mathbf{E}_2$ и $\mathbf{H}_2$, а с разностями фаз между их компонентами (9).

3. Рассмотрим теперь, по какому закону обращаются в нуль z-компоненты групповых скоростей (u_{2z}^{+} и u_{2z}^{-}) право- и лево-поляризованных волн (волны, соответствующие двум знакам перед корнем в (5) будем называть, как обычно, право- и лево-поляризованными, хотя вблизи точки поворота поляризации этих волн совпадают).

Пусть фиксировано значение $y^2 = y_2^2$. Тогда при значении $x^2 = x_0^2$, определяемом из (5*в*), будем иметь точку поворота. При малых отклонениях x^2 от x_0^2 скорости $u_{2z}^{\pm}$ приобретают малые, но отличные от нуля значения; они равны нулю при $x^2 = x_0^2$. Для групповых скоростей получаем

$$\frac{\partial\omega}{\partial k_{2z}^{\pm}} = \mp c^2 k_{2z}\left|1 - x_0^2\right|\left[\omega_H \varepsilon_2 a\sqrt{2\left(x_0^2 + \sqrt{x_0^4 - x_0^2}\right) - 1}\right]^{-1}\sqrt{-\frac{2\Delta x}{x_0}}, \tag{10}$$

где $k_{2z} = k_{2z}^{+} = k_{2z}^{-}$ при $x = x_0$, $y = y_2$, $\Delta x = x - x_0$.

Таким образом, при малых смещениях от частоты, соответствующей точке поворота, групповые скорости, будучи отличными от нуля, имеют противоположные знаки для право- и лево-поляризованных волн. При положительных значениях Δx величины $u_{2z}^{\pm}$ мнимы (затухание или нарастание волн). При отрицательных значениях Δx поток энергии одной из волн идет вперед в направлении самой волны, а поток энергии другой волны — назад. Из (10) следует, что путем изменения одного из параметров (например, изменением ω_H) можно управлять потоком энергии. Заметим, что корневая зависимость в (10) приводит к тому, что порядок малых изменений величин $u_{2z}^{\pm}$ меньше порядка изменений $\Delta x/x_0$.

Следует отметить, что описанные выше свойства рассматриваемой среды при $\varepsilon_2 > 1$ могут быть обнаружены, если она граничит не с вакуумом, а с другой средой, так как согласно (6)

$$y_2^2 = k_x^2 \omega^{-2} c^2 \varepsilon_2^{-1} = 2\left(x^4 + \sqrt{x^4 - x^2}\right) > 1,$$

т. е. при $\varepsilon_2 \geqslant 1$ имеем $k_x^2 > \omega^2 c^{-2}$. Обеспечить выполнение последнего неравенства в среде (2) можно, например, пуская волну из вакуума нормально к грани клина, граничащего другой гранью со средой (2). Это неравенство может иметь место также при падении волны из вакуума непосредственно на среду (2), если ε_2 достаточно меньше единицы.

4. Граничная задача. Перейдем теперь к соотношениям между амплитудами полей при падении плоской волны на пластинку с параметрами (2), имея целью не нахождение амплитуд, а рассмотрение тех особенностей, которые обусловлены наличием точки поворота. При определении амплитуд отраженной, преломленной и прошедшей волн в случае падения волны на пластинку, характеризуемую параметрами (2), в точке поворота возникает несоответствие между числом неизвестных компонент амплитуд и числом граничных условий. Это связано с тем, что в пластинке вместо четырех волн с z-компонентами волновых векторов $k_{2z}^{\pm}$ и $k_{3z}^{\pm} = -k_{2z}^{\pm}$ получаем две волны (так как в точке поворота $k_{2z}^{+} = k_{2z}^{-}$, $k_{3z}^{+} = k_{3z}^{-}$, а волны поляризованы по эллипсу, что исключает возможность наличия двух независимых компонент в каждой волне; см. также [2] и [3]). Анализ системы уравнений, представляющих собой граничные условия, показывает однако, что в отличие от случая, рассмотренного в [3], и в соответствии с [2] нет надобности введения новой волны.

Действительно, хотя при приближении к точке поворота детерминант Δ_0 указанной системы стремятся к нулю, но и алгебраические дополнения A_{ik} всех коэффициентов в упомянутых уравнениях стремятся к нулю, имея такой же порядок малости, что и детерминант системы; поэтому при приближении к точке поворота поля, определяемые отношениями $A_{ik} \cdot \Delta_0^{-1}$, стремятся к конечным пределам.

В том, что Δ_0 и A_{lk} около точки поворота имеют одинаковый порядок малости, мы убедимся на примере прохождения волны через пластинку. Конкретный предельный переход в точку поворота рассмотрим для полупространства. Пусть плоская волна (1) падает из области $z \leqslant 0$ на границу $z = 0$ пластинки с параметрами (2), занимающей область $0 \leqslant z \leqslant d$. Амплитуды волн в пластинке в соответствии с четырьмя значениями z-компоненты волнового вектора обозначим через $\mathbf{E}_2^{\pm}$, $\mathbf{E}_3^{\pm}$. Пользуясь соотношениями между амплитудами полей [7] и исключая компоненты отраженной и прошедшей волн из восьми уравнений, представляющих условия непрерывности тангенциальных компонент полей на обеих границах, приходим к системе четырех уравнений следующего вида:

$$
\begin{gathered}
a_{1m}^{*} u_m = b_1, \quad a_{2m}^{*} u_m = b_2, \\
u_m a_{3m}^{*} \exp(ik_{mz} d) = b_3, \quad u_m a_{4m}^{*} \exp(ik_{mz} d) = b_4,
\end{gathered}
\tag{11}
$$

где

$$
u_{1,2} = E_{2y}^{\pm}, \; u_{3,4} = E_{3y}^{\pm}, \; k_{1,2z} = k_{2z}^{\pm}, \; k_{3,4z} = k_{3z}^{\pm}. \tag{12}
$$

При приближении к точке поворота коэффициенты a_{l1}^{*} стремятся к a_{l2}^{*}, а коэффициенты a_{l3}^{*} — к a_{l4}^{*}. Представив их в виде

$$
a_{l1,2}^{*} = a_{l1}(1 \pm \delta_{l1}), \quad a_{l3,4}^{*} = a_{l3}(1 \pm \delta_{l3})
$$

и пренебрегая членами порядка δ_{lk}^3 и выше, для детерминанта системы получаем следующее выражение:

$$
\begin{gathered}
\Delta_0 = \Delta_0' + \Delta_0'', \\
\Delta_0' = 4a_{11}^2 a_{21}^2 (\delta_{11} - \delta_{21})^2 \exp(-2ik_{2z}d) + 2a_{11}a_{13}a_{21}a_{23}\,[1 - \\
- \delta_{11}\delta_{13} - \delta_{21}\delta_{23}(\cos 2\Delta k_{2z} d - 1) - i(\delta_{11} - \delta_{13}) \sin 2\Delta k_{2z} d + (\delta_{11}\delta_{21} - \\
- \delta_{11}\delta_{23} + \delta_{13}\delta_{23} - \delta_{13}\delta_{21})(1 + \cos 2\Delta k_{2z} d) - \\
- i(\delta_{21} - \delta_{23}) \sin 2\Delta k_{2z} d] - 2a_{11}^2 a_{23}^2 [(\delta_{11}^2 + \delta_{23}^2)(1 + \cos 2\Delta k_{2z} d) + \\
+ (\cos 2\Delta k_{2z} d - 1) - 2i(\delta_{11} - \delta_{23}) \sin 2\Delta k_{2z} d + 2\delta_{11}\delta_{23} \cos 2\Delta k_{2z} d],
\end{gathered}
\tag{13}
$$

где

$$
k_{2z} = \frac{(k_{2z}^{+} + k_{2z}^{-})}{2}, \quad \Delta k_{2z} = \frac{(k_{2z}^{+} - k_{2z}^{-})}{2},
$$

а Δ_0'' получается из Δ_0' с помощью замен $a_{l1} \rightleftarrows a_{l3}$, $\delta_{l1} \rightleftarrows \delta_{l3}$, $d \to -d$. Это выражение для Δ_0 получено в упрощающем предположении, когда среды, граничащие с пластинкой с двух сторон, одинаковы и изотропны.

Для прошедшей волны при $E_x = 0$ получаем:

$$
E_{4y} = 2E_y(\Delta_d' + \Delta_d'')\,\Delta_0^{-1}, \tag{14}
$$

где

$$\Delta_d' = 4a_{11}a_{21}^2(\delta_{11}-\delta_{21})\,[-\delta_{21}\cos\Delta k_{2z}d + i\sin\Delta k_{2z}d]\exp(-ik_{2z}d) -$$
$$-4a_{13}a_{21}a_{23}\delta_{13}[i\sin\Delta k_{2z}d + (\delta_{23}-\delta_{21})\cos\Delta k_{2z}d]\exp(ik_{2z}d) - \qquad (15)$$
$$-4a_{11}a_{23}^2\delta_{23}[(\delta_{23}-\delta_{11})\cos\Delta k_{2z}d + i\sin\Delta k_{2z}d]\exp(ik_{2z}d),$$

а Δ_d'' получается из Δ_d' так же, как Δ_0'' из Δ_0'. Как видно из (14) и (15), Δ_0 Δ_d' и Δ_d'' являются величинами одного порядка малости относительно δ_{ik} $(\Delta k_{2z} \sim \delta_{ik})$.

Рассмотрим теперь переход к случаю наличия одной границы. Для определения амплитуд мы должны выбрать две из четырех волн, распространяющихся в гиротропной среде, и сшить поля на границе. Такой выбор двух волн из четырех, не всегда являющийся простой задачей, выполнен в [2] для гироанизотропной среды. Но можно также определить поля иначе, а именно, устремить толщину пластинки d к бесконечности, рассматривая таким образом все волны, которые даются дисперсионным уравнением. Такая постановка граничной задачи более адекватна ее математической структуре (при наличии затухания), так как не требует вспомогательных соображений для выбора того или иного значения k_{2z}^+ (и k_{2z}^-).

Можно убедиться, что при увеличении d амплитуда E_{4y} прошедшей волны стремится к нулю, независимо от того, затухают или нарастают волны, идущие от границы $z=0$ к границе $z=d$. Действительно, пусть k_{2z} или Δk_{2z} имеют мнимые части. Это может быть обусловлено как наличием мнимых частей в параметрах (2) (тогда на них должны быть наложены условия (3)), так и отрицательностью подкоренного выражения в (5). Детерминант Δ_0 содержит экспоненты $\exp(\pm 2ik_{2z}d)$ и тригонометрические функции от аргумента $2\Delta k_{2z}d$, которые при мнимых Δk_{2z} превращаются в гиперболические синусы и косинусы. Выражение же $(\Delta_d' + \Delta_d'')$ содержит те же функции от вдвое меньших аргументов. Поэтому при $d \to \infty$ детерминант Δ_0 стремится к бесконечности быстрее, чем $\Delta_d' + \Delta_d''$, и, следовательно, $E_{4y} \to 0$ (это находится в соответствии с тем, что в равновесной среде выделяемое волной тепло может быть только положительным [1], т. е. энергия волны может только уменьшаться, и прошедшая волна имеет меньшую энергию, чем падающая). Если k_{2z} и Δk_{2z} действительны, то мнимые части в эти величины можно ввести (с последующим их устремлением к нулю), предполагая наличие мнимых частей у ε_{2ik} или μ_{2ik} (см. [2]).

Обратимся теперь к отраженной волне. Для y-компоненты амплитуды отраженной волны имеем

$$E_{1y} = [2(\Delta' + \Delta'')\,\Delta_0^{-1} - 1]\,E_{1y}, \qquad (16)$$

где

$$\Delta' = 4a_{11}a_{21}^2\exp(-2ik_{2z}d)\,\delta_{21}(\delta_{21}-\delta_{11}) +$$
$$+2a_{13}a_{21}a_{23}[(1-\delta_{23}\delta_{21})(\cos 2\Delta k_{2z}d - 1) + (\delta_{23}\delta_{13}-\delta_{13}\delta_{21})(\cos 2\Delta k_{2z}d + 1) +,$$

$$+ i (\delta_{13} + \delta_{23} - \delta_{21}) \sin 2\Delta k_{2z} d] + 2a_{11} a_{23}^2 [(1 - \cos 2\Delta k_{2z} d) -$$

$$- \delta_{23}^2 (1 + \cos 2\Delta k_{2z} d) + 2\delta_{11}\delta_{23} \cos 2\Delta k_{2z} d - i (2\delta_{23} - \delta_{11}) \sin 2\Delta k_{2z} d],$$

а Δ'' получается из Δ' так же, как Δ_0 из $\Delta_0^{\cdot}$.

Устремим в Δ_0 и $(\Delta' + \Delta'')$ толщину пластинки d к бесконечности. Пусть затухание (или нарастание) волн обусловлено мнимыми частями k_{2z} (а не мнимыми частями Δk_{2z}). Тогда если $\mathrm{Im}\, k_{2z} > 0$, то получаем

$$E_{1y} = -[2\delta_{21} + a_{11}(\delta_{11} - \delta_{21})]\, a_{11}^{-1} (\delta_{11} - \delta_{21})^{-1} E_y. \tag{17}$$

Это самый обычный случай, когда волны, идущие от границы вглубь среды (фазовые скорости обращены вглубь среды), затухают. В таком случае имея при $d \to \infty$ гиротропное полупространство, из четырех волн $(k_{2z}^{\pm}, k_{3z}^{\pm})$ мы выбираем обычно только прямые волны. Но возможны и такие ситуации, когда выбор двух волн из четырех затруднителен. Тогда пользование общими выражениями для пластинки может оказаться полезным. Так, например, если обе прямые волны нарастают* ($\mathrm{Im}\, k_{2z} < 0$), то устремив в Δ_0 и $(\Delta' + \Delta'')$ величину d к бесконечности, приходим к выражению для E_{1y}, которое получается из (17) с помощью замен $\delta_{11} \to \delta_{13}$ и $\delta_{21} \to \delta_{23}$.

Рассмотрим теперь переход к точке поворота, где все величины δ_{ik} равны нулю. Разложим δ_{ik} в ряд по степеням отклонения $\Delta x = x - x_0$ от точки поворота, где x_0 — значение x, соответствующее точке поворота. В первом приближении величины δ_{ik} оказываются пропорциональными $\sqrt{-\Delta x}$. Для простоты рассмотрим случай $d \to \infty$, но в отличие от случая пластинки не будем конкретизировать параметры среды, граничащей со средой (2). Для конкретности будем считать, что прямые волны затухающие. Это дает возможность рассмотреть сразу полупространство, не прибегая к пластинке, и выбрать в качестве двух преломленных волн именно прямые волны. Задавая соотношения между амплитудами полей в падающей $(\mathbf{E}, \mathbf{H})$ и отраженной $(\mathbf{E}_1, \mathbf{H}_1)$ волнах в виде

$$H_y = \alpha E_x, \quad H_x = \beta E_y, \quad H_{1y} = \alpha_1 E_{1x}, \quad H_{1x} = \beta_1 E_{1y}, \tag{18}$$

при $x_0 = 1{,}01$ и $a = 0{,}5$ получаем следующие выражения для преломленных волн:

$$E_{2y}^{\pm} = \Delta^{-1} \{ \mp i (1 - \alpha\alpha_1^{-1}) E_x [(1 - 0{,}8\,\beta_1^{-1}) \mp \sqrt{-\Delta x} \cdot 6{,}08\,\beta_1^{-1}] \mp$$
$$\mp (1 - \beta\beta_1^{-1}) E_y [(0{,}71\,\alpha_1^{-1} - 1{,}16) \mp \sqrt{-\Delta x}\,(1{,}62 - 6{,}39\,\alpha_1^{-1})]\}, \tag{19}$$

где

$$\Delta = 2\sqrt{-\Delta x}\,[(1 - 0{,}8\,\beta_1^{-1})(1{,}62 - 6{,}39\,\alpha_1^{-1}) - 6{,}08\,\beta_1^{-1}(0{,}71\,\alpha_1^{-1} - 1{,}16)]. \tag{20}$$

---

* Если какая-нибудь волна с z-компонентой волнового вектора, соответствующей одному из знаков перед корнем в (5), затухает, то волна с z-компонентой, соответствующей обратному знаку перед корнем, будет нарастать, когда существенна мнимая часть подкоренного выражения.

При $\Delta x \to 0$ E_{2y}^{+} и E_{2y}^{-} неограниченно растут, имея при этом противоположные знаки. Для y-компоненты полного поля в среде из (19) и (20) (опуская множитель $\exp i\,(k_x x - \omega t)$) получаем

$$E_{2y}(z) = E_{2y}^{+} \exp(ik_{2z}^{+} z) + E_{2y}^{-} \exp(i\,k_{2z}^{-} z) =$$
$$= \left(\frac{A}{\sqrt{-\Delta x}} \sin \Delta k_{2z} z + B \cos \Delta k_{2z} z\right) \exp(i\,k_{2z} z). \qquad (21)$$

Величину Δk_{2z} можно представить в виде $p\sqrt{-\Delta x}$, поэтому при $\Delta x \to 0$ правая часть (21) стремится к пределу $(Apz + B) \exp(\,ik_{2z} z)$. Из-за наличия затухания это выражение стремится к нулю при больших z, хотя первое слагаемое в скобках пропорционально z. Заметим, что аналогично случаю, рассмотренному в [2], поле в среде отлично от нуля и при $\Delta x = 0$, когда $u_{2z}^{+} = 0$. Отметим также, что появление члена Apz с $Ap \neq 0$ связано с тем, что при $\Delta k_{2z} \to 0$ волна в среде остается эллиптически-поляризованной (т. е. остается связь между x- и y-компонентами полей). Если же рассматривать, например, изотропную оптически-активную среду, то для того, чтобы Δk_{2z} обратилось в нуль, надо устремить параметр γ оптической активности к нулю. При $\gamma \to 0$ две волны (право- и лево-поляризованные волны) действительно сливаются, но при этом перестают быть эллиптически-поляризованными. В связи с исчезновением связи между x- и y-компонентами полей при $\gamma \to 0$ величина Ap обращается в нуль.

Как следует из (21), амплитуда полного поля может сильно зависеть от z и Δx, что можно использовать для модуляции интенсивности излучения, распространяющегося от границы $z = 0$ вглубь среды. Управление потоком энергии можно осуществить также на основе зависимости групповых скоростей от Δx, выраженной формулой (10). Заметим также, что различие в знаках z-компонент групповых скоростей правой и левой волн может быть использовано для их разделения.

Примечание. Отметим одну особенность сред со спиральной магнитной структурой. Эту особенность проще всего разъяснить на примере спиральных диэлектрических сред (холестерические жидкие кристаллы). Если ось спирали направлена вдоль z, а главные значения тензора диэлектрической проницаемости в плоскости xy равны ε_x и ε_y, то при наличии внешнего магнитного поля, направленного вдоль оси z, из волнового уравнения получаем

$$\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_x - k^2 - a^2\right)\left(\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_y - k^2 - a^2\right) - (2\,ak - g)^2 = 0,$$

где $a = 2\pi/\sigma$, $k = 2\pi/\lambda'$, σ — шаг спирали, λ' — пространственный период поля в системе, поворачивающейся вместе с главными направлениями тензора диэлектрической проницаемости [8], g — z-компонента вектора гирации. Приведенное уравнение неинвариантно относительно замены $k \rightarrow -k$, откуда следует, что в средах со спиральной структурой, находящихся во внешнем магнитном поле, параллельном оси спиральности, обратимость лучей нарушается. В частности, это относится к средам со спиральной магнитной структурой.

Ереванский государственный университет

Поступила 20.IV.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Агранович, В. Л. Гинзбург.* Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов, М., 1965.
2. *М. И. Каганов, Р. П. Янкелевич.* ФТТ, 10, 2771 (1968).
3. *А. П. Хапалюк.* Кристаллография, 7, 724 (1962).
4. *В. Л. Гинзбург.* Распространение электромагнитных волн в плазме, М., 1960.
5. *А. Г. Гуревич.* Ферриты на сверхвысоких частотах, М., 1960.
6. *А. И. Ахиезер, В. Г. Барьяхтар, С. В. Пелетминский.* Спиновые волны, М., 1967.
7. *О. С. Ерицян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1971.
8. *О. С. Ерицян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 31 (1974); 10, 171 (1975).

ՄԱԳՆԻՍԱՑԱԾ ՖԵՐՐՈՄԱԳՆԵՏԻԿԻ ՄԵՋ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՏԱՐԱԾՄԱՆ ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված են մագնիսացած ֆերրոմագնետիկի սահմանին ընկած էլեկտրամագնիսական ալիքների տարածման մի քանի առանձնահատկություններ։ Ցույց է տրված, որ ընկած ալիքների տարածման որոշ ուղղությունների համար, որոնց համապատասխանում են դիսպերսիոն հավասարման կրկնակի արմատներ, խմբային արագության այն բաղադրիչը, որն ուղղահայաց է սահմանին, դառնում է զրո, թեև ալիքները տարածվում են միջավայրում առանց մարման։ Պարզաբանված է այդ բաղադրիչի զրո դառնալու բնույթը։ Քննարկված է սահմանային խնդիր այն կապակցությամբ, որ կրկնակի արմատների առկայության դեպքում անհամապատասխանություն է ստեղծվում դաշտերի անհայտ բաղադրիչների թվի և սահմանային պայմանների թվի միջև։ Մատնանշված են միջավայրի օպտիկական պարամետրերի մոդուլյացիայի հնարավորությունները։

SOME FEATURES OF ELECTROMAGNETIC WAVE PROPAGATION IN A MAGNETIZED FERROMAGNETIC

O. S. ERITSYAN

The peculiarities of the propagation of electromagnetic waves refracted into a magnetized ferromagnetic medium are considered. It was shown, that along the directions of the propagation of refracted waves corresponding to the coincidence of roots of the dispersion equation the normal component of the group velocity turns to zero, though the propagation of waves in the medium is without the attenuation. The possibility of modulation of optical characteristics of the medium is discussed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 261—266 (1977)

САМОФОКУСИРОВКА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ДВУХ ИНТЕНСИВНЫХ ВОЛН В СИСТЕМЕ МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

С. В. ПАТУРЯН, Н. В. ШАХНАЗАРЯН

Теоретически исследовано прохождение двух интенсивных монохроматических волн, взаимодействующих со средой из шестиуровневых атомов. Найдены законы дисперсии для этих волн. Рассмотрено взаимное влияние волн, имеющее место при их прохождении в среде а также эффекты самовоздействия, связанные с нелинейностью показателя преломления. Для детального анализа динамики самовоздействия проведен численный анализ уравнений для безразмерных диаметров пучков.

Самовоздействие интенсивных световых пучков, взаимодействующих с резонансной средой, сопутствует любым наблюдаемым процессам. Поэтому исследование эффектов самовоздействия представляет интерес прежде всего с точки зрения выбора наиболее оптимальных условий наблюдения этих процессов. Кроме того, подобные исследования представляют и самостоятельный интерес. Например, в работах [1, 2] исследовано самомодуляционное уширение спектра, а резонансной самофокусировке посвящены работы [3—6] и др.

В настоящей работе исследована самофокусировка и взаимное влияние двух интенсивных лазерных пучков, находящихся в двухфотонном резонансе с многоуровневыми атомами. Обычно задачи с двухфотонным резонансом рассматриваются в упрощенной модели трехуровневого атома. Например, в экспериментах на парах атомов калия осуществляется ситуация, когда две интенсивные волны резонансно взаимодействуют с шестиуровневой системой. Пусть одно из интенсивных полей (E_1) есть излучение лазера на красителе, частота которого резонансна с частотой перехода в атомах калия $4S_{1/2}-4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$, а частота излучения второго поля (E_2), например, рубинового лазера, при этом резонансна с переходом из состояний $4P_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ в состояния $6S_{1/2}$, $4D_{3/2}$ и $4D_{5/2}$. Для простоты уровни обозначим соответственно цифрами $1, 2, \cdots, 6$.

Как обычно, решая совместно укороченные уравнения Максвелла для двух волн с уравнениями Шредингера для шестиуровневого атома в поле этих волн, можно получить показатели преломления n_1 и n_2 для волн E_1 и E_2:

$$n_1 = 1 + \frac{4\pi N}{\hbar}\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}}\right] + \alpha|E_1|^2 + \beta|E_2|^2, \tag{1}$$

$$n_2 = 1 + \beta|E_1|^2. \tag{2}$$

Здесь

$$\alpha = -\frac{4\pi N}{\hbar^3}\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}}\right]\left[\frac{|d_{12}|^2}{\varepsilon_{12}^2} + \frac{|d_{13}|^2}{\varepsilon_{13}^2}\right], \tag{3}$$

$$\beta = \frac{2\pi N}{\hbar^3} \sum_{j=4}^{6} \frac{1}{\varepsilon_{1j}} \left| \frac{d_{12} d_{2j}}{\varepsilon_{12}} + \frac{d_{13} d_{3j}}{\varepsilon_{13}} \right|^2, \tag{4}$$

d_{ij} — матричные элементы дипольных моментов переходов из состояния i в состояние j, ε_{12} и ε_{13} — расстройки резонансов, $\varepsilon_{12} = \omega_{12} - \omega_1$, $\varepsilon_{13} = \omega_{13} - \omega_1$, ε_{1j} — расстройка суммарного резонанса, т. е. $\varepsilon_{1j} = \omega_{1j} - (\omega_1 + \omega_2)$ ($j = 4, 5, 6$), ω_{ij} — частота $i-j$-перехода, N — плотность атомов среды. Показатели преломления n_1 и n_2 выписаны в линейном по интенсивностям полей приближении.

При выключении поля E_2 формула (1) переходит в выражение для показателя преломления, полученное в работе [4] для линейно-поляризованного света. Из (1) видно, что линейная (не зависящая от интенсивностей полей) часть показателя преломления содержит множитель $(|d_{12}|^2/\varepsilon_{12} + |d_{13}|^2/\varepsilon_{13})$, который при определенной частоте ω_1 падающего излучения обращается в нуль, т. е. компенсируются вклады уровней 2 и 3 в линейную часть показателя преломления n_1. Нелинейные части показателей преломления (1) и (2) содержат множители типа $[|d_{12}|^2/\varepsilon_{12} + |d_{13}|^2/\varepsilon_{13}]$ и $[d_{12}d_{2j}/\varepsilon_{12} + d_{13}d_{3j}/\varepsilon_{13}]$. Компенсация вкладов всех уровней в нелинейные части n_1 и n_2 приводит к тому, что все нелинейные эффекты на этих частотах исчезают.

На рис. 1 представлен график нелинейной части показателя преломления n_1 в общем случае. Наличие двухфотонных резонансов при-

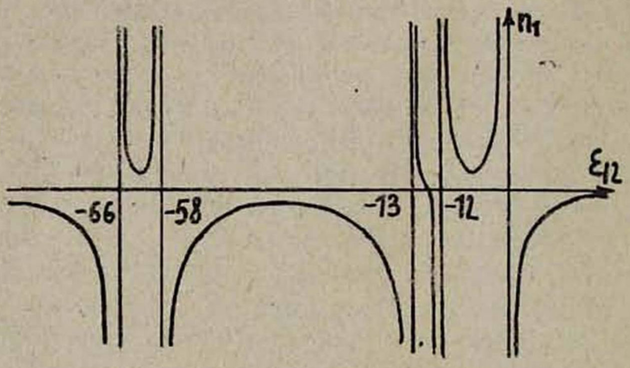


Рис. 1. *Дисперсия нелинейной части показателя преломления n_1. По оси абсцисс отложена расстройка ε_{12} в $см^{-1}$, т. е. частота ω_1, отсчитанная от уровня $4P_{1/2}$. График представлен для соотношения интенсивностей* $|E_2|^2/|E_1|^2 = 30$.

водит к резкому отличию графика от обычной картины при однофотонном резонансе (см. рис. 2). Аномальная дисперсия вблизи точек 0 и -58 $см^{-1}$ обусловлена резонансом с переходами 1—2 и 1—3, а вблизи точек -12 $см^{-1}$, -13 $см^{-1}$ и -66 $см^{-1}$ — двухфотонным резонансом с состояниями 4, 5 и 6 соответственно. Положение точки компенсации вкладов всех уровней в n_1 зависит от соотношения интенсивностей полей E_1 и E_2. Например, при $|E_2|^2/|E_1|^2 = 30$ она лежит на частоте $-12{,}8$ $см^{-1}$. В одном предельном случае, когда $|E_1|^2 \gg |E_2|^2$, это есть точка $-19{,}3$ *см*$^{-1}$ (см. рис. 2), и она уже не зависит от интенсивности $|E_1|^2$. В другом случае $|E_2|^2 \gg |E_1|^2$ дисперсионная кривая содержит две точки компенсации и ведет себя так же, как нелинейная часть n_2.

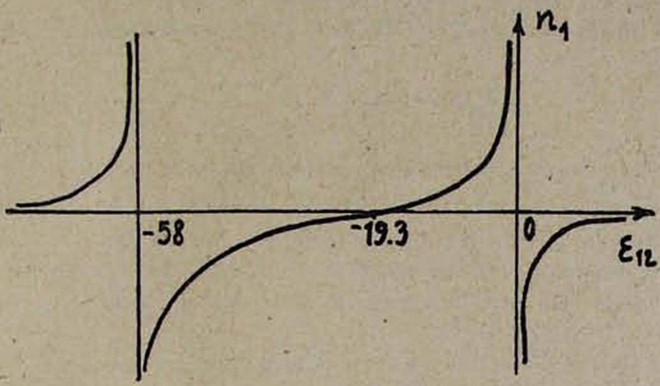


Рис. 2. График зависимости нелинейной части показателя преломления n_1 в трехуровневой системе с уровнями 1, 2 и 3 при однофотонном резонансе. Положение точки компенсации не зависит от интенсивности поля E_1.

Как видно из выражения (2), показатель преломления n_2 в линейном по интенсивностям полей приближении зависит только от интенсивности поля E_1. Дисперсионная кривая для n_2 представлена на рис. 3. Здесь следует отметить, что кроме аномалий, обусловленных

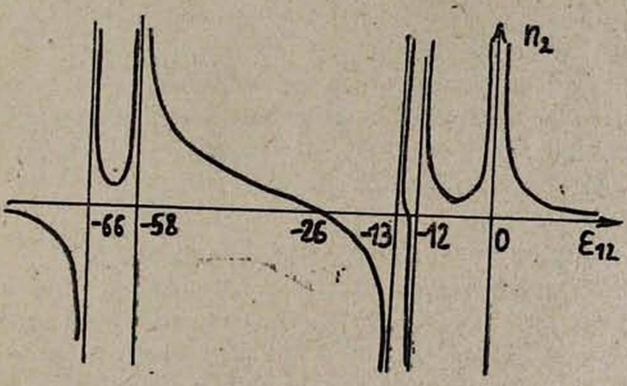


Рис. 3. Дисперсионная кривая нелинейной части показателя преломления $n_{2\,\text{НЛ}}$ волны E_2. Независимо от интенсивности волн E_1 и E_2 $n_{2\,\text{НЛ}}$ имеет две точки компенсации при $\varepsilon_{12} = -12{,}8$ *см*$^{-1}$ и $\varepsilon_{12} = -26$ *см*$^{-1}$.

одно- и двухфотонным резонансами, нелинейная часть n_2 имеет две точки компенсации при -26 *см*$^{-1}$ и $-12{,}9$ *см*$^{-1}$ независимо от интенсивностей полей E_1 и E_2.

Такие своеобразные дисперсионные кривые сильно влияют на эффекты самовоздействия, обусловленные наличием нелинейности у показателей преломления. В областях частот, где дисперсионные кривые лежат выше оси абсцисс, имеет место самофокусировка, ниже оси абсцисс — самодефокусировка волн. Уже из сопоставления графиков на рис. 1 и 2 следует, что влияние волны E_2 на поведение пучка E_1 довольно сильно.

Для детального анализа динамики самовоздействия введем безразмерные радиусы пучков, как это было сделано в [4, 7],

$$|E_i|^2 = |E_{i0}|^2 \frac{1}{f_i^2} e^{-r^2/f_i^2 r_{0i}^2}. \tag{5}$$

Здесь $|E_{i0}|^2$ — интенсивность i-ой волны на входе в среду, r — поперечная координата, f_i — безразмерный радиус, а r_{0i} — начальный радиус i-го пучка. В тех же приближениях, что и в [4, 7], получаем систему дифференциальных уравнений, определяющую изменения радиусов с расстоянием, пройденным волнами в среде:

$$\begin{aligned} &\frac{1}{f_1}\frac{d^2 f_1}{dx^2} = -\frac{\alpha}{|\beta|}\frac{1}{f_1^4} - (\operatorname{sign}\beta)\frac{|E_{20}|^2}{|E_{10}|^2}\frac{1}{f_2^4}, \\ &\frac{1}{f_2}\frac{d^2 f_2}{dx^2} = -(\operatorname{sign}\beta)\frac{1}{f_1^4}; \end{aligned} \tag{6}$$

дифференцирование ведется по безразмерному расстоянию $x = z/R_{\text{НЛ}}$,

где $\quad R_{\text{НЛ}} = r_0 \Big/ \sqrt{\frac{4\pi N}{\hbar}|\beta||E_{10}|^2}$.

Как уже отмечалось ранее, о поведении пучков, по крайней мере на небольшом расстоянии от входа в среду, можно судить по дисперсионным кривым (рис. 1 и 3). В областях частот от 0 до -12 *см*$^{-1}$, от $-12{,}8$ *см*$^{-1}$ до -13 *см*$^{-1}$ и от -58 *см*$^{-1}$ до -66 *см*$^{-1}$ обе волны фокусируются, причем взаимное влияние приводит к тому, что независимо от интенсивностей волн на входе они фокусируются в одной точке. Например, для $\varepsilon_{12} = -64$ *см*$^{-1}$ при $N \sim 10^{16}$ *ат/см*^{3}, $r_i = 1$ *мм* и при интенсивностях волн $|E_{10}|^2 \sim 1$ *мгвт* и $|E_2|^2 \sim 30$ *мгвт* имеем $z_{\text{фок}} = 10$ *см*.

Дефокусировка происходит по-разному, так как с расстоянием из-за уменьшения интенсивностей уменьшается и взаимное влияние волн. Например, при $\varepsilon_{12} = -19$ *см*$^{-1}$ (при тех же прочих условиях, что и для случая $\varepsilon_{12} = -64$ *см*$^{-1}$) интенсивность E_1 падает в 4 раза на расстоянии в 10 *см*, а для волны E_2 уменьшается в 0,93 раза лишь на расстоянии 36 *см*.

Наиболее интересными представляются области, где пучки волн E_1 и E_2 ведут себя по-разному, а именно, в областях положительных расстроек $\varepsilon_{12} > 0$ и от -26 *см*$^{-1}$ до -58 *см*$^{-1}$. На рис. 4 представлен график зависимости безразмерных радиусов f_1 и f_2 от x. Сначала, как и полагается по дисперсионным кривым, пучок E_1 дефокусируется, тогда E_2 начинает фокусироваться: но затем, как только интенсивность E_1 становится настолько малой, что член с E_2 превалирует- E_1 начинает фокусироваться. Далее будут осцилляции, ибо как только в результате фокусировки член с E_1 начинает возрастать, f_1 снова будет уменьшаться и т. д. Но из-за увеличения интенсивности E_2 амплитуда и период этих осцилляций будут уменьшаться. При тех же условиях, что и в случаях $\varepsilon_{12} = -64$ *см*$^{-1}$ и $\varepsilon_{12} = -19$ *см*$^{-1}$, точка $x = 1{,}6$ на графике рис. 4 соответствует расстоянию в 13 *см*. Вол-

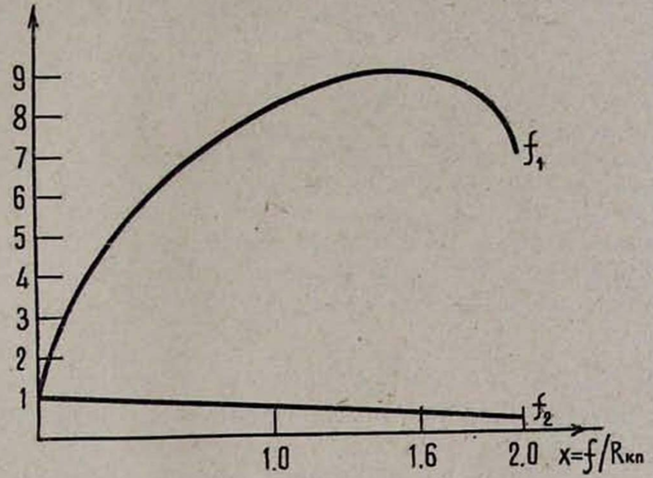


Рис. 4. Поведение безразмерных радиусов f_1 и f_2 пучков волн E_1 и E_2. Сначала волна E_1 дефокусируется, затем после $x = 1{,}6$ начинает фокусироваться. График приведен для случая $\varepsilon_{12} = -27$ *см*$^{-1}$.

на E_2 фокусируется слабо. Так, ее интенсивность увеличивается лишь в 1,03 раза на расстоянии в 20 *см*.

Представляет еще интерес случай, когда интенсивность поля E_2 много меньше интенсивности поля E_1; тогда система уравнений (6) принимает вид:

$$\begin{cases} \dfrac{1}{f_1}\dfrac{d^2 f_1}{dx^2} = -\dfrac{\operatorname{sign}\beta}{f_2^4}, \\ \dfrac{1}{f_2}\dfrac{d^2 f_2}{dx^2} = 0; \end{cases} \tag{7}$$

как и прежде, $x = z/R_{\text{НЛ}}$, но $R_{\text{НЛ}} = r_0 \Big/ \sqrt{\dfrac{4\pi N}{\hbar}|\beta|\,|E_{20}|^2}$. Волна E_2 распространяется без нелинейностей, а уравнение для f_1 (с учетом начальных условий $f_{0i} = 1$) имеет аналитические решения: при $\beta > 0$

$$f_1 = \cos x, \tag{8}$$

а при $\beta < 0$

$$f_1 = \operatorname{ch} x. \tag{9}$$

Мы уже говорили, что дисперсионные кривые для этого случая похожи на кривые рис. 3. Из (8) следует, что E_1 есть осциллирующая функция от расстояния в областях, где $n_{1\,\text{НЛ}} > 0$ (см. рис. 3, где вместо $n_{2\,\text{НЛ}}$ следует подразумевать $n_{1\,\text{НЛ}}$), а где $n_{1\,\text{НЛ}} < 0$, волна E_1 дефокусируется согласно формуле (9). Первый фокус волны E_1, например, для $\varepsilon_{12} = -33 см^{-1}$ находится на расстоянии 2,3 *см* при $N \sim 10^{16}$ *ат/см*^{3} и мощности волны $E_2 \sim 30$ *мгвт*.

В заключение авторы выражают благодарность проф. В. М. Арутюняну за обсуждение результатов работы.

Ереванский государственный
университет

Поступила 16.V.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян* и др. ЖЭТФ, 58, 37 (1970).
2. *В. М. Арутюнян и др.* ДАН АрмССР, 49, 28 (1969).
3. *D. Grischkowsky.* Phys. Rev. Lett., 24, 866 (1970).
4. *А. М. Хачатрян, Н. В. Шахназарян.* ЖЭТФ, 67, 54 (1974).
5. *С. А. Ахманов* и др. Письма ЖЭТФ, 15, 186 (1972).
6. *С. А. Бахрамов* и др. Письма ЖЭТФ, 21, 229 (1975).
7. *С. А. Ахманов, А. П. Сухоруков, Р. В. Хохлов.* ЖЭТФ, 50, 1538 (1966).

ԲԱԶՄԱՄԱԿԱՐԴԱԿ ԱՏՈՄՆԵՐԻ ՍԻՍՏԵՄՈՒՄ ՓՈԽԱԶԴՈՂ ԵՐԿՈՒ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԻՆՔՆԱՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ

Ս. Վ. ՊԱՏՈՒՐՅԱՆ, Ն. Վ. ՇԱՀՆԱԶԱՐՅԱՆ

Տեսականորեն հետազոտված է երկու ինտենսիվ մոնոքրոմատիկ ալիքների անցումը վեց մակարդակ ունեցող ատոմների սիստեմում։ Ստացված են այդ ալիքների դիսպերսիայի օրենքները։ Դիտարկված է ինչպես ալիքների փոխադարձ ազդեցությունը, որը առաջանում է միջավայրով անցնելիս, այնպես և ինքնազդեցության էֆեկտները, որոնք կապված են բեկման ցուցիչի ոչ գծայնության հետ։ Ինքնազդեցության դինամիկայի մանրամասն հետազոտելու նպատակով կատարված է փնջերի անչափողական տրամագծերի համար գրված հավասարումների թվային անալիզ։

SELF-FOCUSING AT THE INTERACTION OF TWO INTENSIVE WAVES IN THE SYSTEM OF MULTILEVEL ATOMS

S. V. PATURYAN, N. V. SHAKHNAZARYAN

The propagation ot two monochromatic intensive waves in a six level medium is theoretically investigated. The laws of dispersion for these waves is found. The mutual influence of waves and the effects of self-influegce due to the non-linearity of the refractiee index are considered. To investigate the dynamics of the self-influence in detail, the numerical analysis of the equations for dimensionless diameters of pulses was carried out.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 267—270 (1977)

ВЗАИМОФОКУСИРОВКА МОЩНОГО ПРОДОЛЬНОГО ЗВУКА В НЕЛИНЕЙНОЙ СРЕДЕ

В. С. САРДАРЯН, А. В. ШЕКОЯН

С учетом кубических членов в разложении упругой энергии по тензору деформации получены укороченные уравнения в случае, когда в нелинейной среде распространяются три интенсивных трехмерных пучка, причем $\omega_2 + \omega_2 = \omega_3$. Показано, что при этом проявляются новые эффекты: взаимофокусировка и каналирование пучков.

Нелинейные акустические эффекты при распространении мощного звука через среду представляют непосредственный практический и теоретический интерес. Общеизвестно, например, появление гармоник, взаимодействие двух, трех и более волн. В большом классе задач в теории нелинейных звуковых волн важное значение имеют трехволновые резонансные взаимодействия (в которых частота и волновые векторы волн связаны соотношениями $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ и $k_1 + k_2 = k_3$).

В настоящей статье рассматриваются дифракционные явления при резонансном взаимодействии модулированных волн, в частности волновых пучков, с учетом нелинейных свойств среды. Оказывается, что при учете ангармонизма третьего порядка в разложении упругой энергии по степеням тензора деформации для достаточно интенсивных пучков возникают новые эффекты: волны приобретают сходящиеся фронты, взаимофокусируются все три пучка, при определенных условиях ($I_3 < 0$) пучки распространяются в виде связанных волноводов. Эти звуковые эффекты в некотором смысле аналогичны оптическим [1, 2].

Физическая суть вышеупомянутых явлений связана с ангармоническими силами. При прохождении через нелинейную среду трех волн имеем

$$S = \frac{1}{2} \sum_{l=1}^{3} S_l + \textit{комп. сопр.};$$

из-за ангармонизма в среде возникают волны с амплитудами $S_1 S_2$, $S_3 S_1^*$, $S_3 S_2^*$. В поле интенсивной волны S_3 дифракционно расходящаяся волна S_2 возбуждает волну $S_3 S_2^*$ со сходящимся фронтом, которая в свою очередь стремится сфокусировать волну S_1, и наоборот, расходящаяся волна S_1 оказывает фокусирующее действие на волну S_2, а затем пучки захватываются в связанные волноводы.

Учитывая ангармонизм до третьего порядка в разложении упругой энергии по степеням тензора деформации, нетрудно получить уравнение для продольных волн, распространяющихся по одной из осей координат, для определенности скажем по оси x. Это уравнение меет сл едующий вид:

$$\rho\ddot{S}'-c\frac{\partial^2 S'}{\partial x}=d\frac{\partial^2 (S')^2}{\partial x}, \qquad (1)$$

где S' — деформация $\left(S'=\frac{\partial u_x}{\partial x},\ u_x\text{ — смещение}\right)$, c и d — соответственно первая и вторая константы в разложении упругой энергии по степеням тензора деформации.

Обобщим (1) на трехмерный случай следующим образом: написав уравнение (1) для продольных волн, распространяющихся по осям x, y, z, и сложив эти уравнения, получим

$$\rho\frac{\partial^2 S}{\partial t^2}-c\Delta S=d\Delta S^2, \qquad (2)$$

где

$$S(x,\ y,\ z)=S'(x)+S''(y)+S'''(z).$$

Решение (2) ищем в виде

$$S=S_1+S_2+S_3+A_1A_2\exp\left[i(\omega_3 t-k_3 z+kz)\right]+A_3A_1^*\exp\left[i(\omega_2 t-k_2 z-kz)\right]+ \qquad (3)$$
$$+A_3A_2^*\exp\left[i(\omega_1 t-k_1 z-kz)\right],$$

где

$$\begin{aligned} S_1&=A_1(x,\ y,\ z)\exp\left[i(\omega_1 t-k_1 z)\right],\\ S_2&=A_2(x,\ y,\ z)\exp\left[i(\omega_2 t-k_2 z)\right],\\ S_3&=A_3(x,\ y,\ z)\exp\left[i(\omega_3 t-k_3 z)\right], \end{aligned} \qquad (4)$$

$A_j=A_{0j}\exp(-i\varphi_j)$ — комплексная медленно меняющаяся амплитуда, $j=1,\ 2,\ 3$, φ_j — фаза амплитуды, $k=k_3-k_2-k_1$ — расстройка волновых векторов.

Подставив (3) и (4) в (2) и учитывая неравенства

$$\left|\frac{\partial^2 A_j}{\partial z^2}\right|\ll k_j\left|\frac{\partial A_j}{\partial z}\right|\ll k_j^2|A_j|, \qquad (5)$$

обычным способом, как это сделано в [3], получаем укороченные уравнения

$$\frac{\partial A_1}{\partial z}+iD_1\Delta_\perp A_1=-i\gamma_1A_3A_2^*e^{-ikz}, \qquad (6)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z}+iD_2\Delta_\perp A_2=-i\gamma_2A_3A_1^*e^{-ikz}, \qquad (7)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z}+iD_3\Delta_\perp A_3=\gamma_3A_1A_2e^{ikz}, \qquad (8)$$

где

$$D_j=\frac{1}{2k_j},\quad \Delta_\perp\equiv\frac{\partial^2}{\partial x^2}+\frac{\partial^2}{\partial y^2},\quad \gamma_j=\frac{d\omega_j}{2cv},\quad v\text{ — скорость звука.}$$

Неравенства (5) вытекают из факта, что изменение амплитуды по направлению распространения пучка меньше, чем поперек пучка, а также отражают малую нелинейность. Итак, мы пришли к уравнениям (6) — (8), которые внешне полностью совпадают с соответствующими уравнениями оптики [4], и поэтому можно ожидать явлений, аналогичных таковым в оптике.

Как известно, при прохождении интенсивного звука ангармонизм приводит к появлению взаимодействующих гармоник. От них можно избавиться, выбирая надлежащим образом материалы, в которых „ненужные" гармоники резонансно поглощаются [4].

Уравнения (6)—(8) имеют несколько интегралов движения [1]. Один из них имеет важное значение для вышеупомянутых эффектов. Это интеграл фазового рассинхронизма

$$I_3 = \iint \Big[\sum_{j=1}^{3} \frac{D_j}{\gamma_j} |\Delta_\perp A_j|^2 - \frac{k}{\gamma_3} A_{03} - 2 A_{01} A_{02} A_{03} \cos \Phi \Big] dxdy,$$

где $\Phi = \varphi_1 + \varphi_2 - \varphi_3 - kz$ — разность фаз, определяющая направление и скорость перекачки энергии между волнами.

В случае, когда $D_j = 0$ и

$$\Phi(r,\ 0) = 0,\ A_1(r,\ 0) = A_2(r,\ 0) \ll A_3(r,\ 0), \tag{9}$$

точное решение системы уравнений (6)—(8) известно [4].

В общем случае решения этой системы пока не получены. Однако некоторые особенности распространения звука можно выявить, не решая эту систему. Будем предполагать, что условия (9) выполнены, а профиль амплитуды имеет вид

$$A_{0j} = E_j \exp\left\{ -\frac{r^2}{a^2}\left(1 - \frac{i\alpha_{0j}}{\alpha_{gj}}\right) - i\varphi_{0j} \right\},$$

где α_{0j} — начальная расходимость, $\alpha_{gj} = 2/(k_j a_j)$, φ_{0j} — начальная фаза.

Тогда при выполнении неравенства

$$I_3 < \frac{1}{3} M I_1, \tag{10}$$

где

$$I_1 = \int \sum_{j=1}^{3} |A_{0j}|^2 r^{q-1}\, dr, \quad M = \sum_{j=1}^{3} \max_r A_{0j},$$

$q = 1$ соответствует одномерному пучку $\left(\Delta_\perp \equiv \dfrac{\partial^2}{\partial x^2}\right)$, а $q=2$ — двухмерному пучку $\left(\Delta_\perp \equiv \dfrac{\partial^2}{\partial r^2} + r^{-1}\dfrac{\partial}{\partial r}\right)$, в среде развивается взаимофокусировка пучков.

Пороговому условию (10) соответствует критическая амплитуда для третьей волны

$$A_{\text{кр. }3} = \frac{12 D_3}{\gamma_3 a_3^2}\left(1 + \frac{\alpha_{03}^2}{\alpha_{g3}^2}\right). \tag{11}$$

Взаимофокусировка возникает при $A > A_{\text{кр. }3}$.

При $I_3 < 0$ амплитуды ограничены снизу [1, 2]:

$$\max_r A_{0j}(r, z) > \frac{|I_3|}{I_1},$$

что означает, что пучки входят в волноводный режим. Критическая амплитуда для самозахвата в волноводный режим для гауссовых пучков при $E_j = E$, $a_j = a$, $\alpha_{0j} = 0$ и $\cos \Phi_0 = 1$ равна

$$A'_{\text{кр.}\, j} = \frac{c(\lambda_1^2 + \lambda_2^2 + \lambda_3^2)}{\pi^2 d a^2}. \tag{12}$$

Приведем оценки амплитуд. Когда частота третьей волны принимает значения $\nu_3 = 10^9$ *гц* или $\nu_3 = 10^8$ *гц*, а $a_3 = 0{,}1$ *см*, из (11) соответственно получаем $A_{\text{кр.}\,3} \approx 10^{-2}$ и $A_{\text{кр.}\,3} \approx 0{,}1$. В случае $\lambda_1 = 10^{-4}$ *см*, $\lambda_2 = 10$ *см*, $\lambda_3 = 1$ *см* и $a = 10^2$ *см* по формуле (12) имеем $A'_{\text{кр.}\, j} \approx 0{,}3$.

Армянский государственный пединститут
им. Х. Абовяна

Поступила 30.IV.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков.* ЖЭТФ, 68, 834 (1975).
2. *Ю. Н. Карамзин, А. П. Сухоруков.* Письма ЖТФ, 1, 737 (1975).
3. *С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов.* Проблемы нелинейной оптики. Изд. ВИНИТИ, М., 1964.
4. *Н. Бломберген.* Нелинейная оптика, Изд. Мир, М., 1966.

ՀԶՈՐ ԵՐԿԱՅՆԱԿԱՆ ՁԱՅՆԻ ՓՈԽԱԴԱՐՁ ՖՈԿՈՒՍԱՑՈՒՄԸ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

Վ. Ս. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ՇԵԿՈՅԱՆ

Հաշվի առնելով առաձգական էներգիայի ըստ դեֆորմացիայի տենզորի շարքի երրորդ անդամը ներառյալ, ստացված են կարճեցված հավասարումներ, երբ ոչ գծային միջավայրով տարածվում են երեք ինտենսիվ եռաչափ փնջեր, ըստ որում $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$: Ցույց է տրված, որ առաջանում են նոր էֆեկտներ՝ փնջերի փոխադարձ ֆոկուսացում և խողովակում։

MUTUAL FOCUSING OF AN INTENSIVE LONGITUDINAL SOUND WAVE IN A NON-LINEAR MEDIUM

V. S. SARDARYAN, A. V. SHEKOYAN

Taking the account of cubic terms in the expansion of elastic energy into the deformation tensor, concise equations are obtained for the case of propagation of three intensive threedimensional beams in a non-linear medium when $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$. New effects are shown to arise: the mutual focusing and the canalization of beams.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 271—277 (1977)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ ДВУХСЛОЙНЫХ ОБМЕННОСВЯЗАННЫХ ПЛЕНОК

К. А. ЕГИЯН, В. А. МАМЯН

На основе экспериментального исследования дифференциальной восприимчивости и петель гистерезиса обменносвязанных двухслойных пленок показано, что процесс перемагничивания этих пленок по ОЛН магнитомягкого слоя происходит в три стадии. На первой стадии перемагничивается магнитомягкая пленка в соответствии с теоретическими расчетами для случая жесткого закрепления спинов на границе раздела фаз. На второй стадии в процесс перемагничивания (вращения) вовлекаются слои магнитожесткой пленки, находящиеся в контакте с магнитомягкой, и спиралеобразная структура намагниченности распространяется в магнитожесткую пленку на ограниченную глубину. На третьей стадии в полях, превышающих коэрцитивную силу магнитожесткого слоя, перемагничивается его оставшаяся часть.

Интерес к физическим процессам перемагничивания обменносвязанных многослойных систем связан с тем, что многослойные цилиндрические пленки находят успешное практическое применение в запоминающих устройствах с неразрушающим считыванием информации [1]. Несмотря на это физика перемагничивания таких пленок мало изучена [2]. Это, в частности, связано с тем, что цилиндрические магнитные пленки (ЦМП) являются неудобным объектом для исследований. Так, в ЦМП трудно создавать перемагничивающие поля в направлении оси легкого намагничивания (ОЛН) из-за малого диаметра проволоки, хотя отдельные слои многослойных ЦМП имеют коэрцитивную силу (H_c) порядка 50÷100 э [3].

В настоящей работе методом дифференциальной восприимчивости (χ) исследовались процессы перемагничивания плоских обменносвязанных двухслойных пленок в большом интервале перемагничивающих полей. Пленки состояли из двух слоев: магнитомягкого железо-никелевого слоя с близкой к нулю магнитоупругой постоянной и магнитожесткого слоя из чистого железа. Железные пленки были изотропными и имели H_c порядка 50 э. Намагниченность железной пленки можно устанавливать в желаемом направлении приложением достаточно больших постоянных полей. Пленки осаждались в едином технологическом цикле без нарушения вакуума при температурах 250 и 80° С соответственно для $FeNi$- и Fe-слоев.

Измерения $\chi_{\alpha,\,\beta,\,\gamma}$ проводились на установке типа описанной в работе [4], где α, β — углы между ОЛН магнитомягкой пленки и направлениями соответственно постоянного поля и пробного переменного поля, а γ — угол между ОЛН магнитомягкой пленки и направлением индикации сигнала. Измерялись два вида восприимчивости: $\chi_{\pi/2,\,0,\,0}$ и $\chi_{0,\,\pi/2,\,\pi/2}$. Частота переменного поля составляла 1000 гц, амплитуда —

0,01 *э*. Считываемый сигнал после предварительного усиления с помощью узкополосного усилителя У2—6 измерялся цифровым вольтметром ВК—10А/1.

Ниже приводятся результаты исследований характерной двухслойной пленки со следующими параметрами: толщина магнитомягкой пленки — 2350 Å, $H_c = 1{,}8$, $H_k = 3{,}0$ *э*, толщина магнитожесткой пленки — 1000 Å, $H_c = 40$ *э*. На рис. 1*а*—*г* приведены петли гистерезиса этой пленки, снятые индукционным методом, в направлении ОЛН при

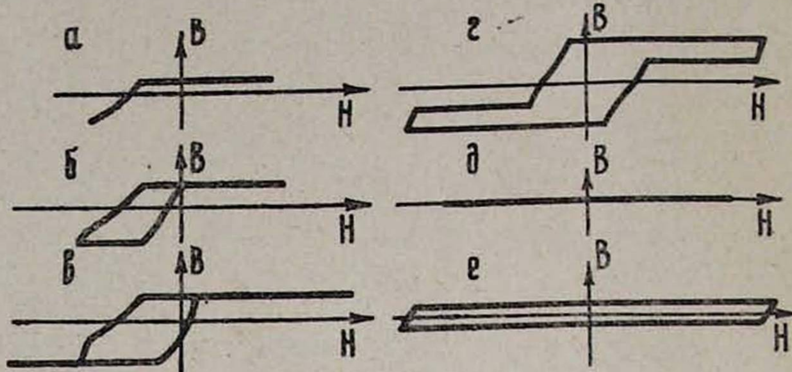


Рис. 1. Схематические петли гистерезиса обменносвязанных двухслойных пленок при различных значениях амплитуды перемагничивающего поля: *а* — $H = 20$ *э*; *б* — $H = 25$ *э*; *в* — $H = 41$ *э*; *г* — $H = 80$ *э*; *д* — $H = 65$ *э*; *е* — $H = 80$ *э*.

различных амплитудах перемагничивающего поля, а на рис. 1*д*, *е* — петли гистерезиса той же пленки, снятые магнитооптически с поверхности магнитожесткого слоя.

На рис. 2 приводятся кривые зависимости $\chi_{0,\ \pi/2,\ \pi/2}$ от насыщающих полей. Перед каждым измерением пленка насыщалась в направ-

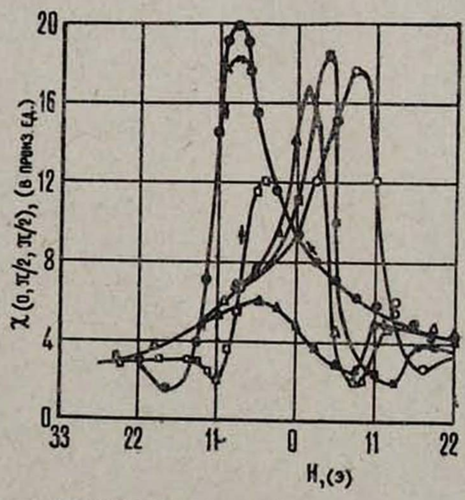


Рис. 2. Кривые восприимчивости $\chi_{0,\ \pi/2,\ \pi/2}$ при различных значениях H_0: ● — $H_0 = 0$; × — $H_0 = 15$ *э*; □ — $H_0 = 22$ *э*; ▲ — $H_0 = 41$ *э*; △ — $H_0 = 57$ *э*; ■ — $H_0 = 62$ *э*; ○ — $H_0 = 71$ *э*.

лении ОЛН полем в 200 э, чем задавалось направление намагниченности магнитожесткой пленки. Потом поле уменьшалось и, начиная с 45 э, по ходу уменьшения поля производились измерения χ. Измерения проводились до некоторой определенной отрицательной величины поля (H_0). Этот ход кривой χ будем называть прямым ходом. Ход кривой, получаемый при увеличении поля от H_0, будем называть обратным ходом. Как видно из рисунка, кривые обратного хода сильно зависят от H_0. При $H_0 > -20$э кривые обратного хода χ практически совпадают с кривыми прямого хода. При $H_0 < -20$э кривые прямого хода и обратного хода существенно различаются. Так, уже при $H_0 = -23$э резко падает величина пика χ, причем сам пик на кривой обратного хода сдвигается в направлении положительных полей. При $H_0 = -41$ э χ очень мало, причем кривая уже не имеет резко выраженного пика. При дальнейшем уменьшении H_0 пики χ обратного хода сдвигаются в область положительных полей, причем при $H_0 = -80$э кривые прямого хода и обратного хода имеют одинаковый вид и расположены симметрично относительно оси ординат.

Кривые $\chi_{0,\ \pi/2,\ \pi/2}$ резко меняют свой вид при изменении исходного направления намагниченности магнитожесткого слоя. На рис. 3 приводится соответствующая кривая, которая в отличие от кривых рис. 2

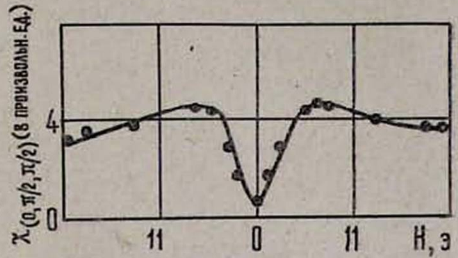


Рис. 3. Экспериментальная кривая восприимчивости $\chi_{0,\ \pi/2,\ \pi/2}$.

снята при следующих условиях: пленка сначала намагничивалась в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) постоянным полем в 200 э, затем в направлении ОЛН прикладывалось поле в 20 э и по мере уменьшения этого поля до −20 э производились измерения.

На рис. 4 приводятся результаты измерений $\chi_{\pi/2,\ 0,\ 0}$ в зависимости от величины насыщающего поля в направлении ОТН магнитомягкой пленки. Для снятия всех кривых пленка насыщалась в направлении ОЛН магнитомягкой пленки полем в 200э и затем уже в направлении ОТН прикладывались поля, указанные в подписи к рисунку, и производились измерения. Характерным здесь является постепенный сдвиг пика χ в область отрицательных полей с ростом величины напряженности исходного поля, приложенного по ОТН.

Из рис. 1 и 2 видно, что в интервале перемагничивающих полей до 20 э состояние намагниченности магнитожесткой пленки не меняется. Это позволяет сравнить χ и петли гистерезиса в этом интервале полей с теоретическими расчетами, выполненными для анизотропной-пленки, обменносвязанной с магнитожестким слоем с жестко зафиксированным направлением намагниченности [5—7]. Сравнение показывает хорошее совпадение теоретических и экспериментальных данных. Действительно, как было показано теоретически [5], пленка в направлении ОЛН в полях, меньших 20 *э*, перемагничивается обратимо. Совпадают с теоретическими и экспериментальные кривые восприимчивости. В работах [6, 7] было показано, что поперечная восприимчивость ($\chi_{0,\,\pi/2,\,\pi/2}$) анизотропной пленки очень сильно зависит от направления закрепления спинов на границе контакта с магнитожесткой пленкой, т. е. от направления намагниченности магнитожесткого слоя. На рис. 5*а*, *б* приведены теоретические кривые $\chi_{0,\,\pi/2,\,\pi/2}$ магнитомягкой пленки толщи-

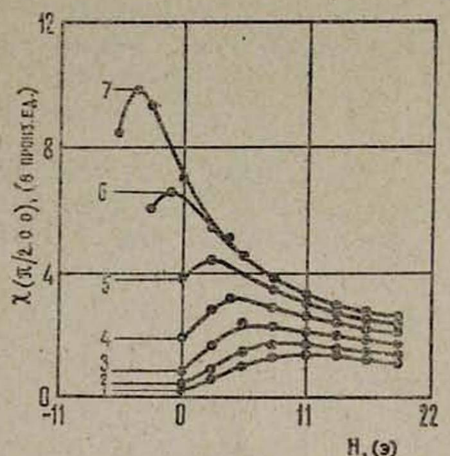


Рис. 4. Кривые восприимчивости $\chi_{\pi/2,\,0,\,0}$ при разных значениях величины насыщающего поля: 1—H=22 *э*; 2—H=41 *э*; 3—H=76 *э*; 4—H=110 *э*; 5—H=145 *э*; 6—H=179 *э*; 7—H=214 *э*.

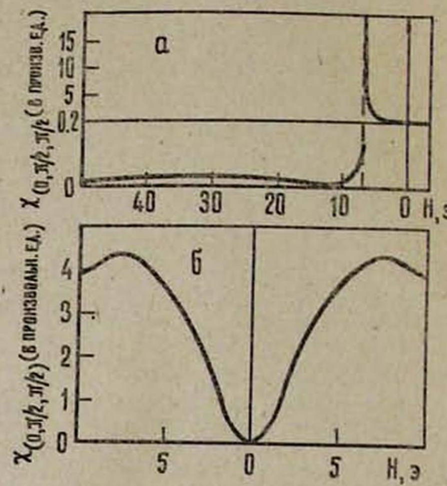


Рис. 5. Теоретические кривые восприимчивости $\chi_{0,\,\pi/2,\,\pi/2}$ для случаев взаимно-параллельной (*а*) и взаимно-перпендикулярной (*б*) ориентаций ОЛН магнитомягкого и магнитожесткого слоев.

ной 0,2 *мкм* для двух случаев, когда намагниченность магнитожесткого слоя направлена соответственно по ОЛН и ОТН магнитомягкой пленки. Экспериментальные кривые на рис. 2 и 3 действительно качественно совпадают с теоретическими кривыми, что указывает как на правильность предпосылок теории, так и на возможность относительно стабильного установления намагниченности изотропной железной пленки в двухслойной системе в желаемом направлении в интервале перемагничивающих полей до 20 *э*.

В полях, превышающих 20 *э*, характер перемагничивания двухслойной пленки меняется. Резко изменяются кривые обратного хода χ, перемагничивание в направлении ОЛН имеет гистерезисный характер, причем в полях, больших 80 *э*, петли гистерезиса симметричны, так же, как кривые прямого и обратного хода χ. Сравнение размаха петель гистерезиса контрольных пленок (магнитомягкой и магнитожеской) с размахом петель двухслойной пленки показывает, что в полях, больших 20 э, в перемагничивании начинает участвовать магнитожесткая пленка. Однако вплоть до полей в 80 э сигнал, снимаемый магнитооптически со свободной поверхности магнитожесткой пленки, равен нулю; в поле же в 80э сразу появляется петля гистерезиса (рис. 1*д*, *е*).

Таким образом, вплоть до полей в 80 э перемагничивание магнитожесткой пленки происходит со стороны поверхности, находящейся в контакте с магнитомягкой пленкой, причем этот процесс начинается в полях, меньших, чем коэрцитивная сила магнитожесткой пленки. Это обусловлено действием обменных сил со стороны магнитомягкой пленки на магнитожесткую.

В работах [8, 9] теоретически показано, что при взаимодействии двух анизотропных пленок магнитожесткая пленка под действием обменных сил полностью переключается в полях, много меньших, чем ее критические поля перемагничивания. В нашем случае, действительно, процесс перемагничивания начинается в малых полях, однако полностью пленка переключается в полях, намного превышающих ее коэрцитивную силу. Помимо данных рис. 1 и 2 это хорошо иллюстрируется кривыми рис. 4, где наглядно видно, что существенное изменение кривых χ продолжается в полях, намного превышающих 100 э.

Вышеуказанное объясняется изменением характера перемагничивания магнитожесткой пленки, находящейся в контакте с магнитомягкой, по сравнению с отдельной пленкой. Перемагничивание отдельной магнитожесткой пленки, как показывают магнитооптические исследования, идет через возникновение и смещение доменных границ, так что H_c этой пленки определяется полем смещения доменных границ. Как это следует из совпадения теоретических и экспериментальных кривых перемагничивания в малых полях в направлении ОЛН, магнитомягкая пленка в двухслойной системе перемагничивается вращением, причем на границе раздела фаз вдоль толщины магнитомягкой пленки возникает характерная спиралеобразная структура распределения намагниченности типа структуры границы Блоха [5]. С ростом перемагничивающего поля в процесс вращения вовлекаются слои магнитожесткой пленки, примыкающие к магнитомягкой, так что с ростом поля все новые слои магнитожесткой пленки начинают принимать участие во вращении. При некотором критическом поле такая структура намагниченности становится нестабильной и происходит скачкообразный переброс намагниченности магнитожесткой пленки по всей ее толщине в новое равновесное положение. При дальнейшем росте поля происходит уменьшение локальных разбросов направлений намагниченности в различных областях и доворот общей намагниченности до направления приложенного поля.

Таким образом, перемагничивание исследованных двухслойных обменносвязанных пленок с ферро-ферромагнитным взаимодействием в направлении ОЛН происходит в три стадии. На первой стадии магнитомягкая пленка перемагничивается в соответствии с теоретическими расчетами для случая жесткого закрепления спинов на границе раздела фаз [5]. На второй стадии в процесс перемагничивания (вращения) вовлекаются слои магнитожесткой пленки, находящиеся в контакте с магнитомягкой, и спиралеобразная структура намагниченности распространяется вглубь магнитожесткой пленки. На третьей стадии намагниченность магнитожесткой пленки скачком перебрасывается в новое равновесное положение. Процесс перемагничивания завершается в полях, превышающих H_c магнитожесткой пленки.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.V.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. А. Григорян.* Запоминающие устройства на цилиндрических магнитных пленках, Изд. Энергия, М., 1975.
2. *А. Йелон.* Взаимодействия в многослойных пленочных магнитных структурах. Физика тонких пленок, том 6, Изд. Мир, М., 1973.
3. *А. А. Едигарян* и др. Физика магнитных пленок, том 6, Улан-Уде, 1974.
4. *E. I. Torok, H. N. Oredson.* J. Appl. Phys., 33, 10 (1962).
5. *Ю. Г. Саноян, К. А. Егиян.* ФММ, 39, 231 (1974).
6. *К. А. Егиян, Ю. Г. Саноян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 410 (1974).
7. *К. А. Егиян, Ю. Г. Саноян.* Магнитные пленки, Изд. Высшая школа, Минск, 1974.
8. *F. B. Hagedorn.* J. Appl. Phys., 41, 2491 (1970).
9. *I. S. Lin, H. Chang.* J. Appl. Phys., 40, 604 (1969).

ԾԱՎԱԼԱՓՈԽԱՆԱԿԱՅԻՆ ՈՒԺԵՐՈՎ ԿԱՊՎԱԾ ԵՐԿՇԵՐՏ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅԱՆ ՓՈՐՁՆԱԿԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Կ. Ա. ԵՂՅԱՆ, Վ. Հ. ՄԱՄՅԱՆ

Ծավալափոխանակային ուժերով կապված երկշերտ ֆերոմագնիսական թաղանթների դիֆերենցիալ թափանցելիության և հիստերեզիսի օղակների հետազոտման հիման վրա արված է այն եզրակացությունը, որ այդ թաղանթների վերամագնիսացումը տեղի է ունենում երեք էտապով: Առաջին էտապում տեսական հաշվումներին համապատասխան մագնիսանում է փոքր կոերցիտիվությամբ թաղանթը: Երկրորդ էտապում երկու թաղանթների արանքում ըստ հաստության առաջացած Բլոխի սահմանը մտնում է մեծ կոերցիտիվությամբ թաղանթի մեջ, վերամագնիսացնելով նրա որոշ հաստությամբ շերտ: Երրորդ էտապում վերամագնիսանում է այդ թաղանթի մնացած մասը, ընդ որում նրա կոերցիտիվ ուժը գերազանցող դաշտերի դեպքում:

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF DIFFERENTIAL PERMEABILITY OF TWO-LAYER EXCHANGE-COUPLED FILMS

K. A. EGIYAN, V. A. MAMYAN

Based on the experimental investigation of differential permeability and hysteresis loops of exchange-coupled two-layer films, it was shown that the reversal of films magnetism along the easiest magnetization axis of soft layers is a three stage process. At the first stage the magnetization of the soft layer is reversed in accor-

dance with the calculations for the case of rigid fixation of spins on the phase interface. During the second stage the hard layers contiguous to the soft one are involved in the magnetization reversal (rotation) and the helical configuration of the magnetization extends to limited depths of the hard layer. During the third stage, the magnetition of the rest of the hard layer is reversed in the fields exceeding its coercive force.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 278—283 (1977)

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ВИЗУАЛИЗАЦИИ РЕНТГЕНОТОПОГРАФИЧЕСКИХ КАРТИН *p-n*-СТРУКТУР В ПРОЦЕССЕ ИЗГОТОВЛЕНИЯ

С. А. ШАБОЯН

Разработано устройство для визуализации рентгенотопографических картин *p-n*-структур в процессе изготовления. Запоминающее телевизионное устройство служит для записи видеосигнала от последовательно облучаемых в процессе сканирования участков кристалла и воспроизведения всего изображения.

Для повышения эффективности производства полупроводниковых приборов необходимо улучшить качество исходных полупроводниковых кристаллов и технологию изготовления полупроводниковых приборов. Поэтому исследование и контроль структурных дефектов и электрофизических параметров полупроводниковых материалов после выращивания кристаллов и в течение технологического процесса изготовления приборов с целью браковки негодных дают возможность улучшить качество и увеличить процент выхода годных приборов.

Для исследования дефектов структуры кристаллов (в частности дислокационной структуры) применяются косвенные и прямые методы. Прямыми методами наблюдения дислокаций являются: метод избирательного травления, метод декорирования дислокаций, метод рентгеновской топографии и метод наблюдения дислокаций в тонких пленках с помощью электронного микроскопа.

Для исследования дефектной структуры полупроводниковых пластин непосредственно в технологическом процессе изготовления полупроводниковых приборов могут быть применены не все из вышеперечисленных методов.

Так, электронная микроскопия [1] несмотря на ее большую разрешающую способность не пригодна для данной цели. Метод декорирования также неприменим, так как для определения дислокационной структуры необходимо иметь образцы толщиной в несколько микрон, которые, однако, содержат примеси *Cu* или *Li* [2, 3], что делает эти образцы непригодными для изготовления полупроводниковых приборов.

Метод избирательного травления [4] пригоден при предварительных проверках образцов кремния для изготовления полупроводниковых приборов, но он не позволяет обнаруживать объемное распределение и изменение дефектной структуры при диффузии и технологическом процессе изготовления полупроводниковых приборов.

Рентгенотопографические методы Ланга и Бормана [5, 6] являются хорошо разработанными методами для определения объемной дефектной структуры кристаллов и дают возможность наблюдать после каждого технологического процесса изменения дислокационной структуры. Однако экспозиции при таких исследованиях достигают $50 \div 60$ часов, что неприемлемо для контроля технологического процесса (диффузии) в полупроводниковых приборах.

В работах [7, 8] визуализация рентгенотопографических картин осуществлена на основе инерционности фоточувствительного слоя видикона: видимое изображение появляется на мониторе телевизионной системы через 3÷5 минут после включения источника рентгеновских лучей. Для наблюдения быстропротекающих процессов в объеме монокристаллов крем-

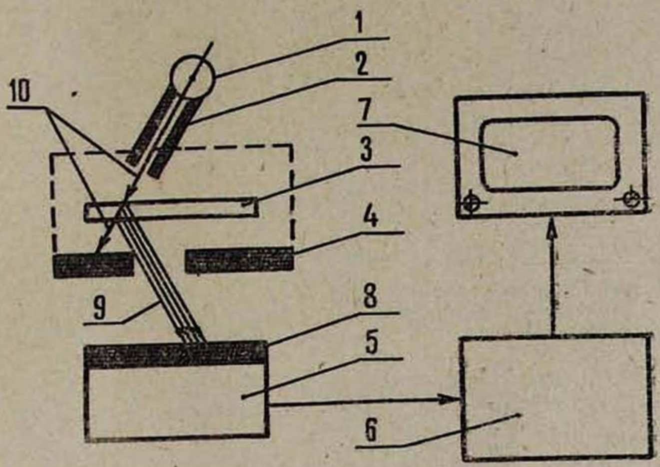


Рис. 1. Структурная схема системы визуализации рентгенотопографических картин: 1 — рентгеновская трубка, 2 — коллиматор, 3 — исследуемый образец монокристалла, 4 — диафрагма, 5 — безынерционный видикон, 6 — запоминающее телевизионное устройство, 7 — монитор, 8 — безынерционный фоточувствительный слой в диапазоне рентгеновских излучений, 9 — дифрагированный пучок, 10 — прямой пучок.

ния (в процессе диффузии и различных технологических процессов) необходимо иметь видикон без инерционности и запоминающее телевизионное устройство (см. рис. 1).

Запоминающее телевизионное устройство

Запоминающее телевизионное устройство служит для записи видеосигнала от последовательно облучаемых в процессе сканирования участков кристалла и последующего воспроизведения всего изображения. При выключении сканирования (неподвижном источнике) дифрагированный пучок, несущий информацию (рефлекс), оставляет на мониторе узкую полоску изображения шириной порядка толщины исследуемого кристалла (см. рис. 2).

Для получения изображения всего кристалла первичный пучок перемещается по кристаллу, т. е. производится сканирование. Соответственно дифрагированный пучок перемещается по мишени видикона, т. е. в каждый определенный момент фиксируется изображение участка кристалла шириной 0,1÷0,2 *мм*, что не дает общего представления о дефектной структуре всего кристалла. Запоминающее телевизионное устройство, записывая на

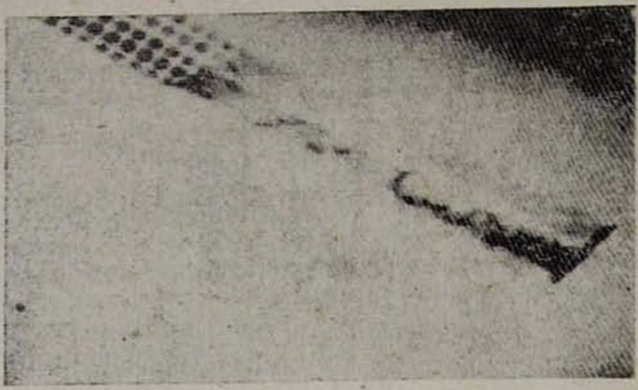


Рис. 2. Дифрагированный пучок, несущий информацию (рефлекс).

мишень узкие полоски отдельных участков кристалла, как бы сшивает их и при одном цикле сканирования (20 *сек*) образует полное изображение всего кристалла (см. рис. 3). Это полное изображение по команде операто-

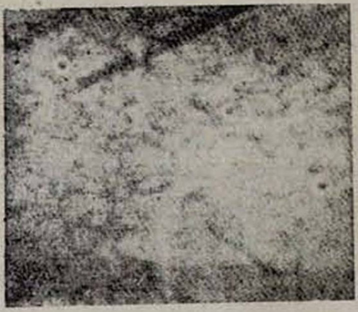


Рис. 3. Изображение всего кристалла.

ра в течение 20 *сек* выносится на экран монитора и его можно наблюдать без существенного ухудшения качества и разрешения изображения.

Запоминающее телевизионное устройство состоит из трех блоков, разделяемых по функциональным признакам: камеры, коммутатора и блока питания (см. рис. 4). Записываемый видеосигнал поступает на «вход видео» коммутатора, где в режиме записи он суммируется с гасящими импульсами для установки рабочей точки в литоконе и регулируется по амплитуде в зависимости от длительности режима записи. Этот суммарный сигнал поступает в режиме активной записи на модулятор запоминающей телевизионной трубки. Синхронизация генераторов разверток камеры осуществляется от строчных и кадровых ведущих импульсов. Гасящие импульсы, подаваемые на камеру, поступают на формирующий усилитель, где они замешиваются в видеосигнал, выдаваемый для просмотра с камеры на видеоконтрольное устройство. Для запуска времязадающих устройств в коммутаторе на него с камеры заводятся кадровые импульсы, а для установки рабочих точек на

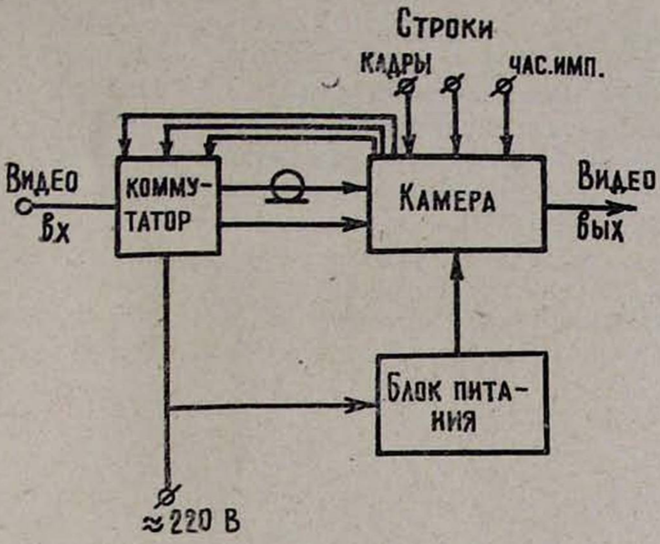


Рис. 4. Структурная схема запоминающего телевизионного устройства.

модуляционной характеристике литокона в режимах записи, считывания и стирания—гасящие импульсы.

Работа литокона

Запоминающая телевизионная трубка литокона выполнена в типовом корпусе 40 *мм* видикона и имеет только один прожектор. В связи с этим режимы записи, считывания и подготовки мишени должны быть разнесены по времени, так как режим трубки определяется энергией электронов, достигающих сигнальной пластины, т. е. напряжением на сигнальной пластине.

В рекомендуемом режиме записи на сигнальную пластину литокона подается +150 *в* относительно термокатода. Энергия электронов при приложенном ускоряющем напряжении между сигнальной пластиной и термокатодом, равном 150 *в*, достаточна, чтобы вызвать значительную вторичную эмиссию с мишени. Если на модулятор литокона подать постоянное отпирающее напряжение и переменное напряжение, например, напряжение видеосигнала для модуляции электронного пучка, то на мишени литокона будет сформирован положительный потенциальный рельеф, соответствующий видеосигналу.

Глубина этого потенциального рельефа определяется следующим выражением:

$$U_{\text{м}} = a(\sigma - 1)(U_0 + U_{\text{видео}})\,t,$$

где $U_{\text{м}}$ — величина напряжения, записываемого на мишень, a — постоянный коэффициент пропорциональности, определяемый физическими параметрами мишени, σ — коэффициент вторичной эмиссии с мишени при ускоряющем напряжении +150 *в*, U_0 — постоянное напряжение на модуляторе в режиме записи, $U_{видео}$ — напряжение видеосигнала, подаваемое на модулятор, t — время записи.

В режиме считывания на сигнальную пластину литокона подается небольшое постоянное напряжение ($+5\div10$ *в*); при этом записанный на мишень потенциальный рельеф перемещается в область потенциалов, расположенных ниже потенциала термокатода. Благодаря этому электроны не попадают на элементы мозаики мишени и записанное на них напряжение в режиме считывания длительное время сохраняется неизменным.

Типичная характеристика — ток луча как функция напряжения на мозаике мишени — приведена на рис. 5. Раствор характеристики не

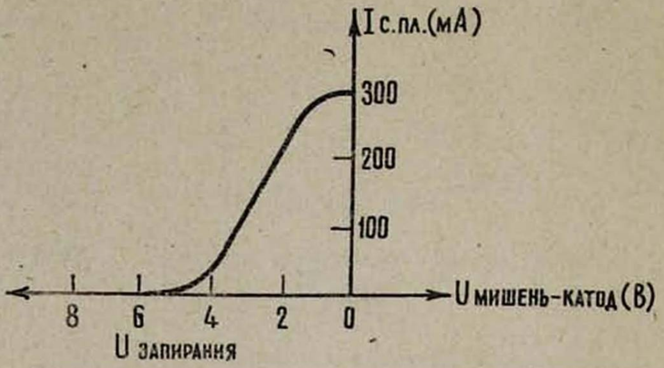


Рис. 5. Характеристика $I_{с.\ пл.} = f\ (U_м)$ литокона.

превышает $4\div6$ *в* для напряжений на мишени. Согласно раствору характеристики $I_{с.\ пл.} = f(U_м)$, величинам записываемых на мишень потенциалов нужно уделять особое внимание при установке режима записи. В случае недоиспользования раствора характеристики уменьшится отношение *сигнал/шум* в выходном видеосигнале, при перезаписи произойдет вырезание части записанного видеосигнала, т. е. потеря изображения в самых темных и светлых участках. В настоящей схеме коммутатора напряжение, записываемое на мишень в режиме „стирание-подготовка“, устанавливается автоматически. Повторная многократная запись видеосигнала на одни и те же участки раствора в литоконе позволяет увеличить отношение *сигнал/шум* на выходе камеры по сравнению с исходным сигналом. Суммирование нескольких одинаковых значений сигнала, содержащего некоррелированный шум, приводит к улучшению отношения *сигнал/шум* на выходе сумматора.

Величина выигрыша видеосигнала определяется выражением

$$K = \sqrt{n},$$

где n — число суммируемых значений. Однако этот выигрыш не может быть бесконечно большим при увеличении числа n, так как определенная часть шумов добавляется к видеосигналу в усилителе в режиме считывания.

Визуализация рентгеновских дифракционных топографических картин с применением безынерционного видикона с запоминающим телевизионным устройством может найти широкое применение не только в производстве, но и для исследования быстропротекающих структурных изменений. Такие интересные процессы, как возникновение, размножение, продвижение и исчезновение дислокаций под воздействием тепловых и механических напряжений, возникновение и распад фаз, структурные изменения в процессе диффузии можно наблюдать на мониторе и сфотографировать.

Ереванский СКТБ ПТ Поступила 28.IV.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. Амелинкс.* Методы прямого наблюдения дислокаций, Изд. Мир, М., 1968.
2. *W. C. Dash.* J. Appl. Phys., 27, 1193 (1956).
3. *W. W. Tyler, W. C. Dash.* J. Appl. Phys., 28, 1221 (1957).
4. *S. Cevers.* J. Chem. Phys., 50, 321 (1953).
5. *A. P. Lang.* J. Appl. Phys., 29, 597 (1958).
6. *G. Borrman.* Phys. Z., 42, 157 (1941); Phys. Bl., 11, 508 (1959).
7. *П. А. Безирганян* и др. ЕГУ--ФТТ—2 (1975).
8. *J. Chikawa, T. Fujimoto.* Appl. Phys. Lett., 15, 258 (1969).

ՌԵՆՏԳԵՆԱՏՈՊՈԳՐԱՖԻԿ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ ՎԻԶՈՒԱԼԻԶԱՑԻԱՅԻ ՀԱՐՄԱՐԱՆՔ *p—n*- ՍՏՐՈՒԿՏՈՒՐԱՆԵՐԻ ՍՏԱՆԱԼՈՒ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Ս. Հ. ՇԱԲՈՅԱՆ

Առաջարկված է ռենտգենյան տոպոգրամայի վիզուալիզացիայի նոր հիշող սարք։ Ցույց է տրվում, որ այդ սարքի օգտագործման դեպքում հնարավոր է դառնում դիտել դեֆեկտների վերաբաշխումը տեխնոլոգիական պրոցեսներում, կիսահաղորդչային սարքեր պատրաստելիս։

A DEVICE FOR THE VISUALIZATION OF *X*-RAY TOPOGRAPHICAL PICTURES OF *p-n* STRUCTURES IN THE PROCESS OF THEIR PREPARATION

S. A. SHABOYAN

The device for the visualization of *X*-ray topographical pictures of *p-n* structures in the process of their preparation was developed. A television memory was used to record the video signals from sections of a crystal irradiated during the scanning as well as to reproduce the picture as a whole.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 284—287 (197

КВАНТОВЫЙ УСИЛИТЕЛЬ 8-мм ДИАПАЗОНА НА РУТИЛЕ

В. П. ШАХПАРЯН

Приведены результаты создания КПУ 8-мм диапазона на рутиле. При температуре 4,2°К на образцах рутила, размеры которых подобраны таким образом, чтобы в них возбуждались только два типа колебаний, удалось получить полосу пропускания примерно 15 Мгц при усилении 15 ÷ 18 дб. Влияние высокой диэлектрической постоянной уменьшено благодаря разделению высокочастотных полей в объеме, где происходит взаимодействие сигнала с веществом. Исследована возможность улучшения характеристик этого усилителя путем модуляции частоты накачки.

Достаточно высокое начальное расщепление рутила с примесью трехвалентного хрома и железа, как известно [1, 2], позволяет использовать его в качестве активного вещества для квантовых усилителей миллиметрового диапазона. Большая величина диэлектрической проницаемости позволяет получать диэлектрические резонаторы с максимальным коэффициентом заполнения волноводного тракта с активным веществом. Этим объясняется тот факт, что созданные квантовые усилители на рутиле [3, 4], в основном, работают при низких температурах (1,6÷1,7°К). Это вызывает определенные трудности при их практическом применении.

Создание квантовых усилителей миллиметрового диапазона, работающих при температуре 4,2°К и более высоких температурах, возможно только при достаточно сильном взаимодействии полей накачки и сигнала с активным веществом. С этой точки зрения наибольший интерес представляет усилитель резонаторного типа.

В настоящей работе описывается резонаторный квантовый парамагнитный усилитель (КПУ) 8-мм диапазона на рутиле с примесью ионов хрома. Приводятся также результаты исследования характеристик этого КПУ при постоянной и частотно-модулированной накачке.

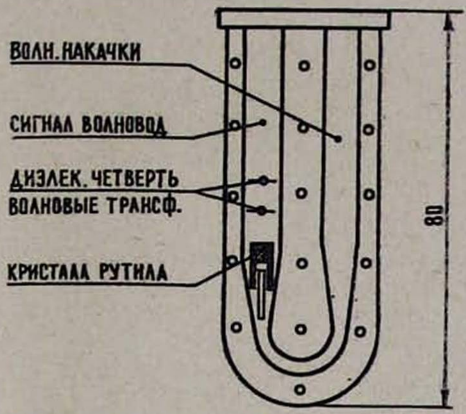
Благодаря высокой диэлектрической проницаемости рутила можно использовать кристалл вещества в качестве резонатора. При этом плотность типов колебаний в объеме кристалла можно вычислить по формуле Релея—Джинса с учетом анизотропии кристалла:

$$dU = \frac{8\pi V \varepsilon_{\perp} \sqrt{\varepsilon_{\parallel}}}{c^3} f^2\, df, \tag{1}$$

где V—объем кристалла, $\varepsilon_{\perp}$ и $\varepsilon_{\parallel}$ — компоненты диэлектрической проницаемости в перпендикулярной и параллельной ориентациях, f — частота сигнала.

Однако при этом возникают большие трудности согласования трактов сигнала и накачки с многочисленными типами колебаний, которые возбуждаются. Для обеспечения хорошего согласования сигнала и накачки с кристаллом была сконструирована специальная резонансная система, где электрическая и магнитная составляющие СВЧ сигнала разделялись, а кристалл помещался в пучности магнитной составляющей.

Конструкция резонаторной системы приведена на рисунке. Резонансная система представляет собой отрезок П-образного волновода, который плавно переходит в прямоугольные волноводы по сигналу и накачке с соответствующими размерами $7{,}2 \times 1{,}5$ *мм*^{2} и $3{,}0 \times 1{,}5$ *мм*^{2}. Размеры волновода по накачке выбраны так, что он является запредельным по сигналу.



Конструкция резонаторной головки для КПУ 8-*мм* диапазона.

Для согласования тракта сигнала с веществом были использованы различные системы согласования. Наиболее эффективными оказались четвертьволновые трансформаторы, расстояние и положение которых в волноводе изменялись. В качестве материала для трансформаторов использовался стикаст с $\varepsilon = 5{,}0$. Были испытаны и сапфировые пластины ($\varepsilon = 10$). Наилучшее согласование получилось при толщинах пластин 1 *мм* по тракту сигнала и $0{,}6 \div 0{,}7$ *мм* по накачке.

Образцы рутила с примесью ионов хрома, использованные в этих экспериментах, были вырезаны из булей в ориентациях $\theta = 90°$, $\varphi = 90°$. Концентрация примесей в них была приблизительно 0,1%. Использовались образцы П-образной и прямоугольной форм. При этом размеры образцов выбирались таким образом, чтобы согласно выражению (1) в объеме кристалла возбуждалось определенное число колебаний в заданном интервале частот. В экспериментах были использованы образцы с объемом 8 *мм*^{3}, где возбуждалась одна мода в интервале частот 100 *Мгц*, и объемом 20 *мм*^{3}, в которых возбуждались два типа колебаний.

Частота накачки и напряженность внешнего магнитного поля определялись путем численного решения спин—гамильтониана для ионов хрома в рутиле, приведенного в [2]. При ориентации $\theta = 90°$, $\varphi = 90°$ в качестве сигнального служил переход $4 \rightarrow 3$, а переходом накачки — $2 \rightarrow 4$. При этом частота накачки составляла примерно 65 *Ггц*, а напряженность внешнего магнитного поля — 5800 *э*.

Рабочие характеристики усилителя снимались при помощи широкополосного видеоприемника, а источником сигнала служила ЛОВ в режиме модуляции частоты. При помощи такого приемника удалось исследовать характеристики этого КПУ в довольно широком диапазоне частот ($36 \div 38$ *Ггц*). В качестве источника накачки была использована более мощная ЛОВ на частоте 65 *Ггц* с выходной мощностью около 1 *вт*. В наших экспериментах мощность накачки составляла не более 200 *мвт*. Отметим, однако, что инверсия, а иногда и генерация на отдельных модах возникали при мощности накачки, не превышающей 20 *мвт*.

Различия в релаксационных вероятностях сигнального и холостого переходов позволили получить инверсию населенностей на частоте, большей половины частоты накачки. При этом наблюдалась нестабильность коэффициента усиления, вызванная кипением жидкого гелия, что приводит к достаточно сильному изменению диэлектрической постоянной рутила, так как она сильно зависит от температуры. Если эффективный объем одномодового кристалла при температуре 300°K составляет 6,6 *мм*^{3}, то при температуре 4,2°K он составляет 3,6 *мм*^{3}. Кипение гелия всегда приводит к появлению нестабильности коэффициента усиления. Поэтому желательно образец изолировать от жидкого гелия.

На двухмодовом образце удалось получить усиление одновременно на двух модах. При помощи регулировки связи можно было сдвигать и раздвигать частоты колебаний этих мод. При этом полоса пропускания была больше 15 *Мгц*, а степень нестабильности была больше, чем в одномодовом образце.

На этом же усилителе были измерены характеристики при модуляции частоты накачки. Диапазон электронной настройки лампы накачки составлял 150 *Мгц*, частота модуляции была равна 20 *Кгц*. Измерения показали что при модуляции частоты накачки нестабильность коэффициента усиления уменьшается на один порядок по сравнению с нестабильностью при постоянной накачке. В обоих случаях величины нестабильностей измерялись при одних и тех же значениях коэффициента усиления. При модуляции частоты накачки кроме улучшения стабильности коэффициента усиления было замечено еще и расширение полосы пропускания. Если при постоянной накачке ширина полосы КПУ составляла $6 \div 8$ *Мгц* при коэффициенте усиления $18 \div 15$ *дб*, то при модулированной накачке при том же усилении ширина увеличивалась на $2 \div 3$ *Мгц*.

Уменьшение нестабильности коэффициента усиления, увеличение полосы усиления и коэффициента усиления связано с тем, что частота сигнального перехода не является дискретной, а характеризуется полосой конечной ширины, что в свою очередь объясняется наличием спин-спиновой связи, неоднородностью кристалла и другими менее существенными эффектами. При постоянной накачке не удается полностью использовать полосы переходов накачки и сигнала. При частотно-модулированной же накачке ширина линии перехода используется полностью. Тем самым улучшаются характеристики КПУ.

Дилижанское отделение
ЕрПИ им. К. Маркса

Поступила 24.V.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. S. *Foner, L. Momo.* J. Appl. Phys., 31, 742 (1960).
2. *H. J. Geritsen* et al. Phys. Rev. Lett., 2, 153 (1959).
3. *Ф. Арамс, Б. Пейтон.* ТИИЭР, 53, 12 (1965).
4. *Y. de Coatpont, A. Robert.* L'Onde Electr., 47, 479 (1967).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉ ՌՈՒՏԻԼԻ ՎՐԱ 8-մմ ՌԱԴԻՈՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Վ. Պ. ՇԱԽՊԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում բերված է 8 մմ *ռադիոտիրույթում ռուտիլի վրա քվանտային ուժեղացուցիչի պատրաստման և փորձարկման ուսումնասիրության արդյունքները։ Ռուտիլի համապատասխան նմուշների վրա, որոնց չափսերը ընտրված են այնպես, որ նրանցում գրգռվում էին մեկ կամ երկու տիպի ալիքներ, հաջողվել է 15* մհց *ուժեղացման շերտում ստանալ 15÷18* դբել *ուժեղացում։ Ուսումնասիրված է նաև այդ ուժեղացուցիչի պարամետրերի բարելավման հարցը մղման հաճախության մոդուլյացիայի ճանապարհով։*

8-*mm* RUTHIL—Cr^{+3} DOPED MASER

V. P. SHAKHPARYAN

The construction of 8-*mm* ruthil—Cr^{+3} doped maser is described and the results of its experimental investigation are given. The 15÷18 *db* gain was achieved at liquid helium temperature of 4.2 °K and 15 *MHz* band width.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 288—293 (1977)

ОПТИЧЕСКИЕ И СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ БЛИЖНЕГО ОРИЕНТАЦИОННОГО ПОРЯДКА В ПОЛИМЕРНЫХ СИСТЕМАХ

А. К. ДАДИВАНЯН, Г. А. АЙРАПЕТЯН, Р. С. АВОЯН,
А. В. МУШЕГЯН, В. Ю. АГАСАРЯН

Методами линейного инфракрасного дихроизма и фотоупругости исследована ориентация молекул растворителя относительно полимерных цепей. Определены средние значения функции ориентации в исследованных системах. Совпадение результатов, полученных различными методами, свидетельствует о том, что различие значений оптической анизотропии макромолекул в разных растворителях обусловлено существованием в полимерных системах ближнего ориентационного порядка. Показано, что относительно макромолекул могут ориентироваться только молекулы растворителя, находящиеся в монослоях, окружающих полимерные цепи.

Известно, что в растворах и набухших образцах полимеров существует ближний ориентационный порядок — ориентация молекул растворителя относительно макромолекулярных цепей [1, 2], в результате чего измеряемые величины оптической анизотропии и дипольного момента макромолекул существенно зависят от используемого растворителя [1—7]. Однако до последнего времени не выяснено, является ли ближний ориентационный порядок единственной причиной различия значений «собственной» оптической анизотропии макромолекул при использовании различных растворителей, или на нее оказывают влияние и другие факторы, как, например, анизотропия внутреннего поля или конформационные изменения макромолекулы.

Выяснение этого вопроса представляет большой интерес, так как исследование оптической анизотропии макромолекул позволяет получить информацию о структуре макромолекул, конформационных переходах в них, эффектах макро- и микроформы. Ответ может быть получен при одновременном определении степени ориентации молекул растворителя относительно полимерных цепей из исследования оптической анизотропии и другим, прямым методом.

В настоящей работе исследовались оптическая анизотропия и линейный инфракрасный (ИК) дихроизм набухших образцов поливинилхлорида (ПВХ), инфракрасные спектры которого хорошо изучены [8]. Исследования ИК дихроизма проводились на спектрофотометре UR-10, снабженном поляризатором из хлористого серебра. Величина оптической анизотропии определялась из данных фотоупругости, которая изучалась на стандартной установке с полутеневым компенсатором. Образцы приготовлялись выпариванием растворов ПВХ в циклогексаноне. Введение низкомолекулярной компоненты осуществлялось набуханием пленок в данном растворителе. В ряде случаев нами использовались пластифицированные промышленные образцы.

Величина оптической анизотропии статистического сегмента макромолекулы $\alpha_1 - \alpha_2$ связана с коэффициентом фотоупругости $\Delta n/\sigma$ соотношением [9]

$$\frac{\Delta n}{\sigma} = \frac{2\pi (n^2 + 2)^2}{45\, n\, kT} (\alpha_1 - \alpha_2), \tag{1}$$

где Δn — величина двойного лучепреломления образца при напряжении σ, n — показатель преломления образца, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Зависимость оптической анизотропии ПВХ от весовой концентрации полимера приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, при использовании оптически анизотропных растворителей нитробензола и дибутилфталата соответственно в областях концентраций 0,3÷0,5 и 0,15÷0,3 существует сильная концентрационная зависимость оптической анизотропии ПВХ, в то

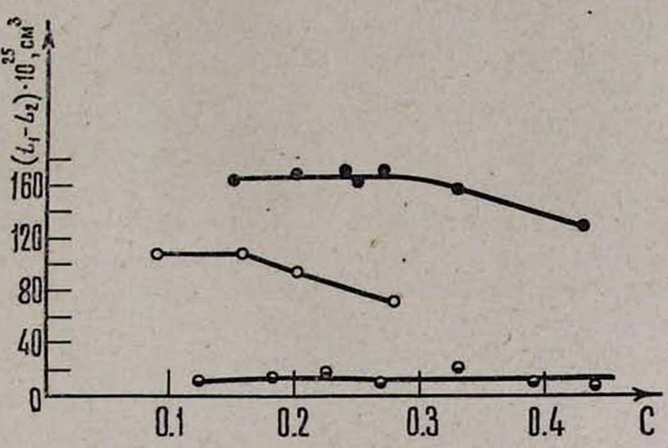


Рис. 1. Зависимость сегментной анизотропии ПВХ от весовой концентрации полимера. Растворители: ● — нитробензол, ⊙ — дибутилфталат, ◒ — циклогексанон.

время как при использовании циклогексанона, анизотропия молекул которого существенно меньше, чем у растворителей, указанных выше [10], зависимость $\alpha_1 - \alpha_2$ от концентрации отсутствует.

Такое поведение оптической анизотропии макромолекул может быть объяснено согласно гипотезе о ближнем ориентационном порядке в полимерных системах. Молекулы растворителя, ориентированные относительно полимерной цепи, вносят вклад в измеряемую оптическую анизотропию макромолекул $\alpha_1 - \alpha_2$. В этом случае величина $\alpha_1 - \alpha_2$ должна быть суммой двух членов:

$$\alpha_1 - \alpha_2 = (\alpha_1 - \alpha_2)_0 + (\alpha_1 - \alpha_2)_s, \tag{2}$$

где $(\alpha_1 - \alpha_2)_0$ — «истинная» оптическая анизотропия статистического сегмента макромолекулы, которая может быть определена при использовании изотропного растворителя и не зависит от концентрации полимера, а $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ — разность поляризуемостей, вносимая в измеряемую величину молекулами растворителя, ориентированными относительно макромолекулы. В предположении, что молекуле растворителя соответствует аксиально-симметричный эллипсоид поляризуемости, для величины $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ было получено следующее выражение [2]:

$$(\alpha_1-\alpha_2)_s = \frac{3Z}{2}(\beta_1-\beta_2)\left(\overline{\cos^2\vartheta}-\frac{1}{3}\right), \tag{3}$$

где β_1 и β_2 — главные значения поляризуемости молекулы растворителя, Z — число молекул растворителя, ориентированных относительно сегмента, ϑ — угол между направлением сегмента и осью симметрии молекулы растворителя.

Изменение концентрации растворителя может привести к изменению Z, что в случае анизотропных молекул дибутилфталата и нитробензола должно привести к зависимости $(\alpha_1-\alpha_2)_s$, а следовательно и измеряемой оптической анизотропии, от концентрации. В случае же циклогексанона, анизотропия поляризуемости молекул которого, как было указано выше, незначительна, величина $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ должна быть существенно меньше, чем в других использованных растворителях, поэтому концентрационная зависимость измеряемой оптической анизотропии не наблюдается.

Малость величины $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ в циклогексаноне позволяет считать оптическую анизотропию в этом растворителе равной $(\alpha_1-\alpha_2)_0$; тогда различие между значениями $\alpha_1-\alpha_2$, полученными в анизотропном растворителе и в циклогексаноне, можно считать избыточной анизотропией $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ вносимой этим растворителем.

Сведения о числе молекул растворителя, ориентированных относительно сегмента макромолекулы, можно получить из зависимости величины $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ от Z_s — числа молекул растворителя, приходящихся на один сегмент макромолекулы [11]. Величина Z_s связана с весовой концентрацией полимера C соотношением

$$Z_s = \frac{(1-C)\,M_0}{CM_s}, \tag{4}$$

где M_0 и M_s — соответственно молекулярные массы сегмента и растворителя. Значение M_0 мы взяли равным 270 [5].

Зависимость $(\alpha_1-\alpha_2)$ от Z_s приведена на рис. 2. Из рис. 2 видно, что величина $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ сначала растет с увеличением Z_s, а затем достигает насыщения при значениях Z_s, равных числу молекул растворителя, которые могут заполнить первый монослой вокруг сегмента. Отметим, что хотя избыточная анизотропия $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ достигает насыщения при одинаковых Z_s, значения ее различаются, так как различны величины $\beta_1-\beta_2$.

Считая, что все молекулы в монослое ориентированы относительно полимерной цепи, и используя табличные значения $\beta_1-\beta_2$ [10], мы можем определить величину $\overline{\cos^2\vartheta}$ по начальному наклону зависимости $(\alpha_1-\alpha_2)_s$ от Z_s, используя соотношение (3). Найденные значения $\overline{\cos^2\vartheta}$ приведены во втором столбце таблицы.

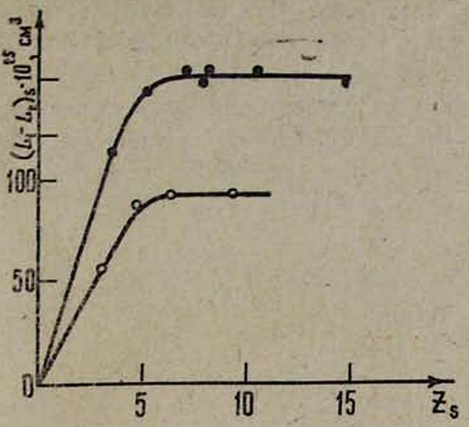


Рис. 2. Зависимость величины $(\alpha_1 - \alpha_2)_s$ от Z_s. Растворители: ⊙ — дибутилфталат, ⊕ — нитробензол.

Таблица

Ориентация молекул растворителя относительно ПВХ

Растворитель	$\overline{\cos^2 \vartheta}$*	$\overline{\cos^2 \vartheta}$**
Дибутилфталат	0,13	0,10
Нитробензол	0,17	0,15

* Значения $\overline{\cos^2 \vartheta}$ определены по соотношению (3).

** Значения $\overline{\cos^2 \vartheta}$ определены по соотношению (5).

На рис. 3 приведены инфракрасные спектры образца ПВХ, набухшего в дибутилфталате, в случаях, когда направление колебаний электрического вектора совпадает с направлением растяжения образца и перпендикулярно ему. Как видно из рисунка, полосы поглощения как полимера, так и растворителя обладают существенным ИК дихроизмом. Сравнение величин дихроизма полос поглощения полимера и растворителя позволяет определить степень ориентации молекул растворителя относительно полимерной цепи. Действительно, величина дихроизма $R=\varepsilon_\parallel/\varepsilon_\perp$ может быть связана с величинами, характеризующими ориентацию, соотношением [8]

$$\frac{R-1}{R+2}=\frac{3\overline{\cos^2\alpha}-1}{2}\cdot\frac{3\cos^2\vartheta_M-1}{2}, \tag{5}$$

где $\varepsilon_\parallel$ и $\varepsilon_\perp$ — коэффициенты поглощения излучения при ориентации электрического вектора параллельно и перпендикулярно направлению растяжения, α — угол между направлением растяжения и полимерной цепью, ϑ_M — угол между полимерной цепью и направлением дипольного момента перехода.

Известно, что дипольный момент перехода полосы 1435 $см^{-1}$, соответствующей деформационным колебаниям группы CH_2, перпендикулярен направлению макромолекулярной цепи ПВХ [8]. Поэтому сравнение дихроизма полосы 1435 $см^{-1}$ с дихроизмом другой полосы позволяет определить ориентацию момента перехода сравниваемой полосы относительно полимерной цепи. Для определения ориентации молекул растворителя были выбраны полосы 745 $см^{-1}$ и 750 $см^{-1}$, соответствующие внеплоскостным дефор-

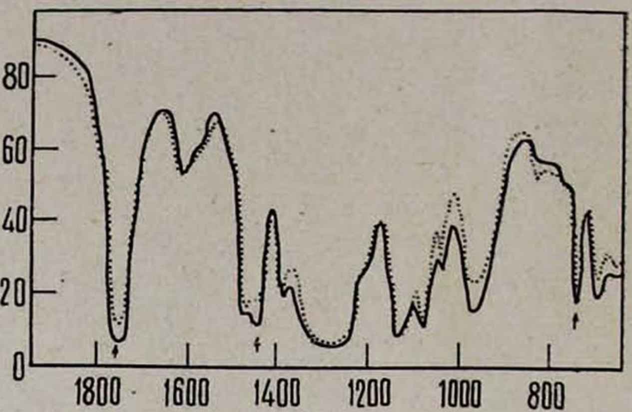


Рис. 3. Спектры поглощения поляризованного инфракрасного излучения системой ПВХ — дибутилфталат. Электрический вектор излучения параллелен (пунктирная кривая) и перпендикулярен (сплошная кривая) направлению растяжения образца.

мационным колебаниям группы CH соответственно для дибутилфталата и нитробензола. Дипольные моменты переходов выбранных полос перпендикулярны плоскости бензольных колец молекул, поэтому определение ориентации этих моментов перехода дает ориентацию бензольных колец молекул растворителя. Значения $\overline{\cos^2\theta}$ приведены в третьем столбце таблицы.

Степени ориентации молекул растворителя относительно полимерной цепи, определенные разными способами, как следует из таблицы, находятся в хорошем согласии. Это означает, что различие величин оптической анизотропии в разных растворителях обусловлено ориентацией молекул растворителя относительно макромолекул. Таким образом, полученные нами данные доказывают гипотезу о существовании в растворах полимеров ближнего ориентационного порядка и его влиянии на оптические свойства макромолекул.

Ереванский государственный
университет

Поступила 9.IX.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. В. Фрисман, А. К. Дадиванян, Г. А. Дюжев.* ДАН СССР, 153, 1062 (1963).
2. *E. V. Frisman, A. K. Dadivanian.* J. Polymer Sci., C16, 1001 (1967).
3. *Э. В. Фрисман, В. И. Андрейченко.* Высокомол. соед., 4, 1559 (1962).
4. *В. Н. Цветков, В. Е. Эскин, С. Я. Френкель.* Структура макромолекул в растворах, Изд. Наука, М., 1964.
5. *P. Munk.* Collection Czechoslovak Commun., 32, 1541 (1966).

6. *Л. Л. Бурштейн, В. П. Малиновская, Т. П. Степанова.* Высокомол. соед., 16Б, 28 (1974).
7. *A. K. Dadivanian.* Polymer Preprints, 16, 654 (1975).
8. *J. Umemura* et al. Bull. Inst. Chem. Res., Kyoto Univ., 46, 228 (1968).
9. *W. Kuhn, F. Grün.* Kolloid Zs., 101, 248 (1942).
10. *H. A. Stuart.* Dic. Physik der Hochpolymren, Berlin, Bd 1, 1953.
11. *А. К. Дадиванян* и др. Высокомол. соед., 17А, 745 (1975).

ՊՈԼԻՄԵՐԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐՈՒՄ ՄԵՐՁԱՎՈՐ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇԱՅԻՆ ԿԱՐԳԻ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԵՎ ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻԿ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ

Ա. Կ. ԴԱԴԻՎԱՆՅԱՆ, Հ. Ա. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ռ. Ս. ԱՎՈՅԱՆ,
Ա. Վ. ՄՈՒՇԵՂՅԱՆ, Վ. Յու. ԱՂԱՍԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում գծային ինֆրակարմիր դիխրոիզմի և ֆոտոառաձգականության մեթոդներով հետազոտվում է լուծիչի մոլեկուլների կողմնորոշումը պոլիմերային շղթաների նկատմամբ պոլիվինիլքլորիդ-դիբուտիլֆտալատ և պոլիվինիլքլորիդ-նիտրոբենզոլ սիստեմներում։ Որոշված են կողմնորոշման ֆունկցիայի միջին արժեքները։ Ցույց է տրված, որ մակրոմոլեկուլների նկատմամբ կարող են կողմնորոշվել միայն պոլիմերային շղթաները շրջապատող մոնոշերտերում գտնվող լուծիչի մոլեկուլները։

OPTICAL AND SPECTROSCOPIC STUDIES OF SHORT-RANGE ORIENTATIONAL ORDER IN POLYMER SYSTEMS

A. K. DADIVANYAN, H. A. AJRAPETYAN, R. S. AVOYAN,
A. K. MUSHEGHYAN, V. Yu. AGASARYAN

The orientation of solvent molecules relative to polymer chains was studied by means of the infrared dichroism and photoelasticity methods. For systems studied the average values of the orientation function were determined. It is shown, that the difference in the values of optical anisotropy is due to the short-range orientational order. It is shown, that only the molecules of the solvent in monolayers surrounding the macromolecule may be oriented relative to the macromolecule.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 294—296 (1977)

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА РАДИАЛЬНУЮ НЕОДНОРОДНОСТЬ НЕКОТОРЫХ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Р. М. АБРАМЯН, Э. М. КАЗАРЯН, Г. Г. МАНУКЯН, Р. А. ОГАНЕСЯН

В распределении всякого рода структурных несовершенств по диаметру монокристаллов кремния имеется радиальная неоднородность, оказывающая большое влияние на параметры силовых полупроводниковых приборов (СПП) [1]. В связи с этим представляет большой интерес нахождение способов уменьшения неоднородностей распределения важнейших электрофизических параметров. Решение этого вопроса, естественно, приведет к стабилизации основных характеристик и повышению надежности СПП.

Одним из известных методов уменьшения неоднородностей легирования является высокотемпературный отжиг [2]. В работе [3] была предпринята попытка уменьшить разброс удельного сопротивления и времени жизни неосновных носителей заряда в монокристаллах кремния путем выбора вводимых примесей. Другим методом уменьшения разброса является радиационное легирование, которое в последнее время приобретает большое значение [4]. В работе [5] изучено изменение неоднородностей распределения удельного сопротивления кремния под действием нейтронного и γ-облучений различными дозами.

Нами проведено исследование влияния облучения быстрыми нейтронами на радиальную неоднородность удельного сопротивления и времени жизни неосновных носителей заряда. Исследовались монокристаллы кремния n-типа, легированные фосфором с концентрацией $4\cdot 10^{13}$ *атом/см*^{3}.

Монокристаллы были выращены методом бестигельной зонной плавки в направлении (111). Из этих монокристаллов (диаметр—45 *мм*) вырезались шайбы толщиной до 1 *мм*. Средняя плотность дислокаций, определенная методом избирательного травления, составляла $5\cdot 10^4$ *см*$^{-2}$. На образцах предварительно было исследовано радиальное распределение удельного сопротивления (ρ) и времени жизни неосновных носителей заряда (τ).

Распределения значений каждого из этих параметров для различных образцов имели одинаковый вид и были симметричны относительно их геометрического центра. Измерения разброса удельного сопротивления и времени жизни неосновных носителей заряда до и после облучения проводились по двум взаимно-перпендикулярным диаметральным направлениям с интервалом 2 *мм*. Среднее значение удельного сопротивления для каждой точки измерения было получено усреднением данных восьми измерений. В полученных результатах учитывались краевые эффекты. Измерение величин удельного сопротивления и времени жизни неосновных носителей заряда осуществлялось 4-х зондовым методом [6] и методом спада фотопроводимости [7].

Изучение электрофизических параметров образцов после их облучения потоком быстрых нейтронов с дозой облучения $1{,}1\cdot10^{13}$ *нейтрон/см²* показало, что их абсолютные значения существенно изменяются. Среднее зна-

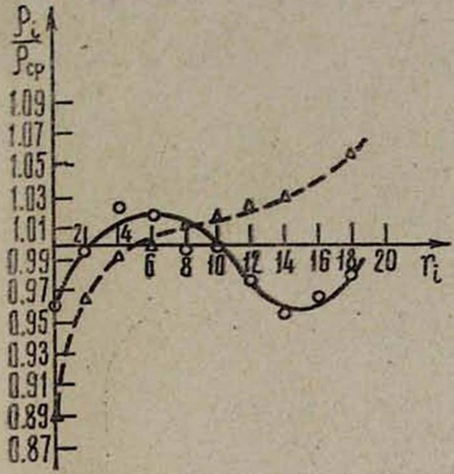


Рис. 1. Относительные значения удельного сопротивления в зависимости от радиуса образца.

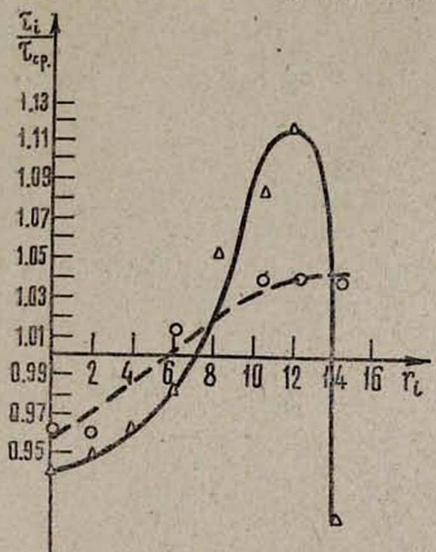


Рис. 2. Относительные значения времени жизни неосновных носителей заряда в зависимости от радиуса образца.

чение удельного сопротивления после облучения образцов увеличивается примерно в шесть раз, а среднее значение времени жизни неосновных носителей заряда уменьшается примерно в четыре раза.

На рис. 1 приведены зависимости $\rho_i/\rho_{ср}$ от радиуса образца r_i, где ρ_i — значение удельного сопротивления для радиуса r_i, а $\rho_{ср}$ — усредненное по диаметру значение удельного сопротивления. Сплошная кривая характеризует радиальное распределение удельного сопротивления до облучения, а пунктирная — после облучения. На рис. 2 приведены зависимости $\tau_r/\tau_{ср}$ от радиуса r_i (в *мм*) до (сплошная линия) и после (пунктирная линия) облучения образца.

Как видно из рисунков, нейтронное облучение приводит к ранее не замеченному уменьшению разброса, или к «сглаживанию» значений времени жизни неосновных носителей заряда. Детальное изучение этого явления может открыть новую перспективу по увеличению стабильности и надежности СПП. В настоящее время нами изучаются структурные изменения исследуемых образцов с помощью рентгеновской топографии.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса
СКТБ полупроводниковой
техники

Поступила 27.X.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *R. Mazur*. J. Electr. Soc., 114, 255 (1967).
2. *И. Н. Магден*. Физика полупроводниковых материалов, Изд. Знание, сер. Физика, № 7, 39 (1975).
3. *I. N. Magden* et al. Phys. Stat. Sol. (a), 26, 737 (1974).
4. *В. А. Харченко, С. П. Соловьев*. Неорганические материалы в элементах микроэлектроники, Изд. Электроника, М., 1968.
5. *В. К. Дубовой*. Препринт КИЯИ 76—23, 1976, стр. 16.
6. *L. Valdes*. Proc. IRE, 42, 420 (1954).
7. *L. Valdes*. Proc. IRE, 40, 1420 (1952).

ՆԵՅՏՐՈՆԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՍԻԼԻՑԻՈՒՄԻ ՄԻԱԲՅՈՒՐԵՂԻ ՄԻ ՔԱՆԻ ԷԼԵԿՏՐԱՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ՇԱՌԱՎՂԱՅԻՆ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Ռ. Մ. ԱԲՐԱՀԱՄՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Գ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ, Ռ. Ա. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է նեյտրոնային ճառագայթման ազդեցությունը միաբյուրեղային սիլիցիումի մի քանի էլեկտրաֆիզիկական պարամետրերի անհամասեռության շառավղային բաշխման վրա: Ցույց է տրված, որ նեյտրոնային ճառագայթման հետևանքով տեսակարար դիմադրության միջին արժեքը մեծանում է մոտ 6 անգամ, իսկ ոչ հիմնային լիցքակիրների կյանքի տևողության միջին արժեքը փոքրանում է 4 անգամ: Նկատված է այդ պարամետրերի ըստ տրամագծի ցրման փոքրացում:

THE EFFECT OF NEUTRON IRRADIATION ON RADIAL INHOMOGENEITY OF SOME ELECTROPHYSICAL PARAMETERS OF *Si* CRYSTALS

R. M. ABRAMYAN, E. M. KAZARYAN, G. G. MANUKYAN, R. A. OGANESYAN

The effect of neutron irradiation on the radial inhomogeneity of some electrophysical parameters of *Si* crystals is studied. As a result the mean value of resistivity was increased by 6 times and the lifetime of minority charge carriers decreased by about 4 times. A decrease in the radial inhomogeneity of the lifetime spread was also observed.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 12, 297—300 (1977)

БЛИЖНИЙ ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПОРЯДОК И КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ РАСТВОРОВ

А. К. ДАДИВАНЯН, Р. С. АВОЯН, Г. А. АЙРАПЕТЯН, А. В. МУШЕГЯН, Г. Г. ГРИГОРЯН

В растворах полимеров существует ближний ориентационный порядок — ориентация молекул растворителя относительно полимерной цепи [1—3]. Корреляция ориентаций молекул полимера и растворителя оказывает сильное влияние на оптические, электрические и термодинамические свойства полимеров [1—8]. Ближний ориентационный порядок должен оказывать существенное влияние и на кристаллизацию растворов, так как способность к кристаллизации молекул, ориентированных относительно макромолекул, должна отличаться от способности к кристаллизации остального растворителя. В связи с этим нами была исследована кристаллизация растворителя в системах, в которых существует ближний ориентационный порядок.

Были исследованы теплопоглощение и линейный инфракрасный дихроизм систем поливинилацетат (ПВА)-нафталин и полиэтиленоксид (ПЭО)-нафталин. Теплопоглощение измерялось на дифференциальном сканирующем микрокалориметре DSC-1B фирмы PERKIN—ELMER, а линейный инфракрасный дихроизм — на спектрофотометре UR-10, снабженном поляризатором из хлористого серебра. Растворы полимеров приготовлялись растворением полимеров в жидком нафталине при 90°С.

На рис. 1 приведены инфракрасные спектры поглощения системы ПВА-нафталин в случаях, когда электрический вектор излучения параллелен и перпендикулярен направлению растяжения образца. Как видно из рисунка, поглощение полосы 476 $см^{-1}$, соответствующей внеплоскостным деформационным колебаниям группы С-Н нафталина, зависит от угла между электрическим вектором излучения и направлением растяжения образца. Это свидетельствует об ориентации молекул нафталина относитель-

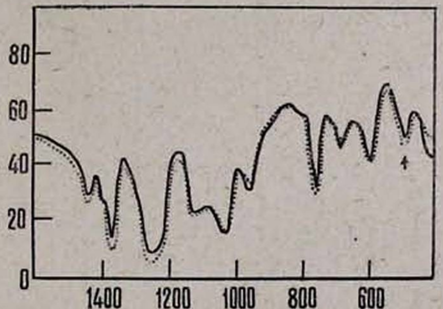


Рис. 1. Спектры поглощения поляризованного инфракрасного излучения системой ПВА — нафталин. Электрический вектор излучения параллелен (сплошная кривая) и перпендикулярен (пунктирная кривая) направлению растяжения образца.

но направления растяжения образца, являющейся результатом ближнего ориентационного порядка в этой системе.

На рис. 2 приведены кривые теплопоглощения растворов ПВА в нафталине в области плавления нафталина. По этим данным определена энтальпия плавления $\Delta H_{пл.}$ нафталина в растворах различной концентрации.

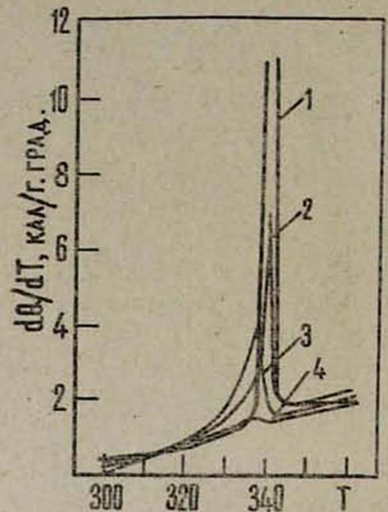
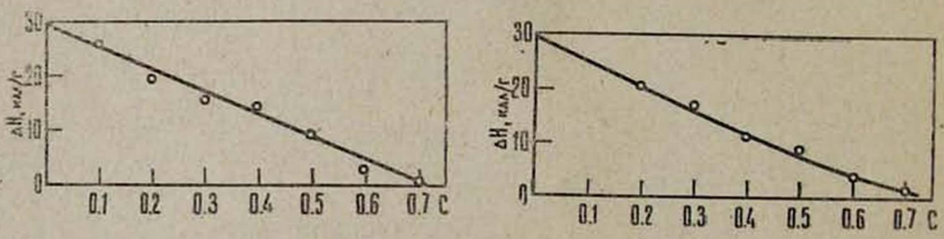


Рис. 2. Кривые теплопоглощения растворами ПВА в нафталине при различной концентрации полимера: 1 — чистый нафталин; 2 — $C = 0{,}2$; 3 — $C = 0{,}5$; 4 — $C = 0{,}7$.

Зависимость энтальпии плавления нафталина от весовой концентрации полимера приведена на рис. 3*а*. На рис. 3*б* приведена концентрационная зависимость $\Delta H_{пл.}$ нафталина в растворе ПЭО. Из рис. 3 видно, что энтальпия плавления растворителя уменьшается с повышением концентрации полимера, и при концентрациях полимера выше 0,7 фазовый переход не наблюдается. Такое поведение $\Delta H_{пл.}$ можно объяснить, если предположить, что часть растворителя, которая ориентируется относительно полимерных цепей, не участвует в процессе кристаллизации. Тогда энтальпия плавления растворителя в растворе должна быть равна



а *б*

Рис. 3. Зависимость энтальпии плавления нафталина в растворах ПВА (*а*) и ПЭО (*б*).

$$\Delta H_{пл.} = \Delta H^0_{пл.} (1 - C_{ор.}), \tag{1}$$

где $\Delta H^0_{пл.}$ — энтальпия плавления чистого растворителя, $C_{ор.}$ — весовая концентрация ориентированного растворителя, равная отношению массы ориентированного растворителя к массе всего растворителя.

Из соотношения (1) следует, что энтальпия плавления растворителя должна понижаться с увеличением концентрации полимера C, а при тех концентрациях полимера, при которых весь растворитель ориентирован, т. е. $C_{ор.} = 1$, $\Delta H_{пл.}$ должна быть равна нулю, что и наблюдается экспериментально. Пользуясь соотношением (1), можно определить часть растворителя, ориентированного относительно полимера, а зная $C_{ор.}$ можно определить отношение массы ориентированного растворителя $m_{ор.}$ к массе полимера $m_{п.}$ согласно соотношению

$$\frac{m_{ор.}}{m_{п.}} = \frac{C_{ор.}(1 - C)}{C}. \tag{2}$$

Значения $C_{ор.}$ и $m_{ор.}/m_{п.}$ приведены в таблице. Из данных таблицы можно заключить, что отношение массы растворителя, который не участвует

Таблица

Количество связанного с полимером растворителя

Система ПВА — нафталин				Система ПЭО — нафталин			
C	$\Delta H_{пл.}$, *кал/г*	$C_{ор.}$	$m_{ор.}/m_{п.}$	C	$\Delta H_{пл.}$, *кал/г*	$C_{ор.}$	$m_{ор.}/m_{п.}$
0,3	17	0,44	1,00	0,185	21,0	0,22	0,94
0,4	12	0,60	0,90	0,3	17,5	0,40	0,92
0,5	8	0,74	0,74	0,4	11,5	0,60	0,90
0,6	4	0,87	0,58	0,5	8,5	0,70	0,70
0,7	2	0,94	0,40	0,6	3,85	0,87	0,57
				0,7	1,40	0,95	0,40

в кристаллизации, к массе полимера меняется в зависимости от концентрации полимера C в пределах от 0,4 до 1. Это означает, что связаны с полимером и не могут кристаллизоваться только молекулы растворителя, находящиеся в первом монослое вокруг полимерных цепей. Исследования оптической анизотропии и линейного инфракрасного дихроизма также свидетельствуют о том, что относительно полимерной цепи ориентируются только молекулы растворителя, находящиеся в монослое, окружающем ее [3, 7]. Отсюда можно сделать вывод, что молекулы растворителя, ориентированные относительно макромолекул, не участвуют в кристаллизации.

Ереванский государственный университет

Поступила 9.IX.1976

ЛИТЕРАТУРА

1. *Э. В. Фрисман, А. К. Дадиванян, Г. А. Дюжев.* ДАН СССР, 153, 1062 (1963).
2. *E. V. Frisman, A. K. Dadivanian.* J. Polymer Sci., C16, 1001 (1967).
3. *A. K. Dadivanian.* Polymer Preprints, 16, 654 (1975).

4. *Э. В. Фрисман, В. Н. Андрейченко.* Высокомол. соед., 4, 1559 (1962).
5. *M. Fukuda, G. L. Wilkes, R. S. Stein.* J. Polymer Sci., A—2, 2, 1417 (1971).
6. *Л. Л. Бурштейн, В. П. Малиновская, Т. П. Степанова.* Высокомол. соед., Б16, 28 (1974).
7. *А. К. Дадиванян* и др. Высокомол. соед., А17, 745 (1975).
8. *А. А. Тагер* и др. Высокомол. соед., А13, 2454 (1971).

ՄԵՐՁԱՎՈՐ ԿՈՂՄՆՈՐՈՇՄԱՆ ԿԱՐԳԸ ԵՎ ԼՈՒԾՈՒՅԹՆԵՐԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՈՒՄԸ

Ա. Կ. ԴԱԴԻՎԱՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ԱՎՈՅԱՆ, Հ. Ա. ՀԱՅՐԱՊԵՏՅԱՆ,
Ա. Վ. ՄՈՒՇԵՂՅԱՆ, Գ. Գ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է պոլիմերային լուծույթներում լուծիչի կարգավորվածությունը սպեկտրոսկոպիկ և մակրոկալորիմետրիկ եղանակներով։ Ցույց է տրված, որ պոլիմերային շղթաների նկատմամբ կողմնորոշված լուծիչի մակրոմոլեկուլները չեն բյուրեղանում։ Որոշված է պոլիմերի հետ կապված լուծիչի քանակը։

SHORT-RANGE ORDER AND THE CRYSTALLIZATION OF SOLUTIONS

A. K. DADIVANYAN, R. S. AVOYAN, H. A. AJRAPETYAN,
A. V. MUSHEGHYAN, G. G. GRIGORYAN

The short-range order in polymer solutions was studied with spectroscopic and microcalorimetric methods. It is shown, that the molecules oriented relative to the macromolecules do not crystallize. The quantity of the solvent connected with the polymer was determined.

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ