ՅՍՍՅ ԳԱ Տեղեկագիր

1973

BUPRASCULUE SALESPE

Ա. 8. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմրագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղարիթյան (պատասխանատու խմրագիր), Է. Գ. Միրզարեկյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շաճնազարյան (պատասխանատու թարտուղար), Է. Գ. Շարոյան, Գ. Ս. Սաճակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան։

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

. 11.11

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ НА ЯДРАХ *Аl²¹* И *В*¹¹ ПРИ МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ФОТОНОВ ОТ 2 ДО 4,5 Гэв

А. С. ДАНАГУЛЯН, Н. А. ДЕМЕХИНА

Методом наведенной активности измерены выходы фотоядерных реакций Al^{27} ($\gamma\pi$ +) Mg^{27} и B^{11} ($\gamma\pi$ -) C^{11} в области максимальных значений энергии тормозного спектра от 2 до 4,5 Гэв. Получены следующие оценки для сечений указанных реакций: 2,7 мкби для Al^{27} ($\gamma\pi$ +) Mg^{27} и 3,5 мкби для B^{11} ($\gamma\pi$ -) C^{11} .

Введение

Взаимодействие высокоэнергетичных фотонов с ядрами в большинстве случаев приводит к расщеплению ядра и сильному изменению зарядового и массового чисел мишени. Согласно каскадно-испарительной модели это есть двухступенчатый процесс: первая ступень — образование каскада в ядре с вылетом нескольких быстрых нуклонов, вторая ступень — испарение, т. е. снятие возбуждения ядра путем испускания сравнительно медленных нуклонов или более тяжелых частиц. Очень незначительную группу составляют реакции, в которых масса исходного ядра остается постоянной, а изменяется только заряд [1]. Такого типа процессы протекают при очень малых значениях передаваемых энергий, так как энергия возбуждения остаточного ядра не должна превышать энергию связи нуклона, в противном случае произойдет испускание нуклона или образование каскада с последующим расщеплением ядра. Импульсное распределение нуклонов остаточного ядра также мало отличается от первоначального.

В настоящей работе приводятся результаты исследования реакций $Al^{2^{\gamma}}(\gamma \pi^+) Mg^{2^{\gamma}}$ и $B^{11}(\gamma \pi^-) C^{11}$, относящихся к указанному выше типу. Ранее проведенные измерения выходов этих реакций относились к максимальной энергии фотонов 0,8 Гэв [2—4] и 1,2 Гэв [5]. С целью получения новых данных об этих реакциях в области высоких энергий нами были продолжены измерения до энергии 4,5 Гэв. Результаты измерений выходов реакции $Al^{2^{\gamma}}(\gamma \pi^+) Mg^{2^{\gamma}}$ до максимальной энергии фотонов 7 Гэв [6], опубликованные после окончания настоящего эксперимента, были использованы нами при обсуждении полученных данных.

Эксперимент

Эксперимент выполнен на Ереванском электронном ускорителе. Тормозное излучение, полученное на тонкой вольфрамовой мишени толщиной 0,1 радиационной единицы, проходя через первый коллиматор, очищающий магнит и второй коллиматор, попадало в камеру, где находились облучаемые мишени. Измерение интенсивности пучка про-

изводилось квантометром. Толщина мишеней не превышала 1,3 ι/cm_{ε} для Al^{z_7} и 0,6 ι/cm^2 для B^{11} , чистота составляла соответственно 99,9 и 99,7%.

Мишени облучались при энергиях в интервале от 2 до 4,5 Γ эв через каждые 0,5 Γ эв, длительность экспозиций составляла 30 мин. Измерения выхода Mg^{27} производились через 5 мин, а C^{11} — через 30 мин после кояца облучения.

Выходы изучаемых реакций измерялись по наведенной активности ядер Mg^{27} и C^{11} в мишенях под действием 7-квантов. Для измерения активностей использовался 7-спектрометр, состоящий из кристалла NaI(Tl) с размерами 40×40 мм², фотоумножителя ФЭУ—36 и многоканального анализатора NTA—512. Энергетические спектры изотопов Mg^{27} и C^{11} приведены на рис. 1. Энергии регистрируемых ли-



Рис. 1. Энергетические спектры, полученные при облучении Al^{27} (a) и B^{11} (b) фотонами тормозного излучения с $E_{7max} = 4,5$ Гзе.

ний и соответствующие периоды полураспада составляли 511 Кэв и 20,7 мин для С¹¹ и 840 Кэв и 9,5 мин для Mg^{27} .

Выходы реакций рассчитывались по формуле

$$\sigma_{Q} = \frac{\Delta N \lambda}{N_{\rm T} N_{\rm g} \varepsilon_{\rm W} k e^{-\lambda t_{\rm g}} (1 - e^{-\lambda t_{\rm g}}) (1 - e^{-\lambda t_{\rm g}})}, \qquad (1)$$

где с_о — выход реакции, отнесенный к эквивалентному кванту,

 ΔN — число отсчетов под фотопиком γ -линии за время измерения t_3 ,

N_я — число ядер мишеней на см²,

N₇ — число эквивалентных 7-квантов по данным квантометра,

- в фотоэффективность сцинтилляционного детектора,
- телесный угол,

λ-постоянная полураспада,

- k коэффициент поглощения испускаемых фотонов самой мишенью и алюминиевой крышкой кристалла,
- t₁ время облучения,
- t₂ временной интервал между концом облучения и началом измерений,
- t₃ время измерения.

Измерение тормозного спектра парным спектрометром показало совпадение его формы с "идеальным спектром", описываемым формулой Бете-Гайтлера с поправкой на толщину мишени и коллимацию

пучка. Фотоэффективность спектрометра определялась по выходам реакций $C^{12}(\gamma, n) C^{11}$, $Mn^{55}(\gamma, n) Mn^{54}$ и $Mn^{55}(\gamma, 3n) Mn^{52}$ [7]. В каждой серии измерений дополнительно определялся выход мониторной реакции $C^{12}(\gamma n) C^{11}$.

Экспериментальные результаты и обсуждение

Выходы измеренных реакций представлены в таблице и на рис. 2 и 3. На рис. 2 приведены экспериментальные результаты по выходу реакции $B^{11} \rightarrow C^{11}$, полученные в настоящей работе, вместе с данными работы [5]. На рис. 3 выходы реакции $Al^{27} \rightarrow Mg^{27}$, измеренные нами, хорошо совпали с данными работы [6].



Рис. 2. Выход и поперечное сечение для реакции $B^{11} \rightarrow C^{11}$: О —экспериментальные результаты настоящей работы, \times — данные [5], • — сечение [5]. Сплошная линия — сечение, полученное в настоящей работе (заштрихованная область указывает ошибки).



Рис. 3. Выход и поперечное сечение для реакции $Al^{27} \rightarrow Mg^{27}$: О — результаты настоящей работы, • — данные [4], Δ — данные [6]. Сплошная кривая — сечение [6], прямая линия — сечение, полученное в настоящей работе (заштрихованная область указывает ошибки).

Таблица

Тип реакции		Сечение реакции 5.** (10 ⁻²⁹ см ²)					
	Максимальная энергия фотонов (Гэе)						
	2	2,5	3	3,5	4	4,5	· · · · · · · · · · · · · · · · · · ·
B ¹¹ →C ¹¹	6,5 <u>+</u> 0,6	6 <u>+</u> 0,6	S. 024	6±0,6	6,5 <u>+</u> 0,6	7,1±0,7	0,35 <u>+</u> 0,2
A 127 → Mg27	5,3 <u>+</u> 0,5	4,6 <u>+</u> 0,5	5,3 <u>+</u> 0,5	4,6±0,4	4,9±0,5	5,7±0,6	0,27±0,13

Указанные ошибки носят статистический характер. Абсолютные ошибки составляют 20% с учетом точности определения фотоэффективности спектрометра.

** Расчет сеченый производился методом наименьших квадратов с учетом точности измерений.

Сечения фотоядерных реакций связаны с выходом, измеренным экспериментально, следующим соотношением:

$$\sigma_Q = \frac{E_{\tau_{\max}} \int_{E_{nop}}^{E_{\tau_{\max}}} \sigma_k N(E, E_{\tau_{\max}}) dE}{\int_{E_{nop}}^{E_{\tau_{\max}}} EN(E, E_{\tau_{\max}}) dE}$$

где

 σ_Q — выход реакции, отнесенный к эквивалентному кванту, σ_k — сечение реакции, отнесенное к реальному фотону,

N(E, E_{їтах}) — формула, описывающая тормозной спектр с максимальной энергией E_{їтах}.

Для решения этого интегрального уравнения можно использовать несколько методов. При этом для описания тормозного спектра $N(E, E_{\text{тmax}})$ берется одно из приближенных выражений. Нами были оценены сечения исследуемых реакций в области энергий от 2 до 4,5 Гэв с учетом статистической точности полученных экспериментальных результатов на основе использования прямоугольного приближения для аппроксимации тормозного спектра и предположения о постоянстве сечения в исследуемой области энергий [8].

Полученные оценки приведены на рис. 2, 3. На тех же рисунках указаны сечения, рассчитанные для реакции $Al^{27} \rightarrow Mg^{27}$ [6] и для реакции $B^{11} \rightarrow C^{11}$ [5].

Во всех ранее выполненных работах большое внимание уделялось вопросу фоновых реакций, протекающих в мишенях и их примесях под действием фотонного пучка и сопровождающих его частиц. Подробно этот вопрос рассматривался в работах [2, 4, 5]. Для алюминиевой мишени реакции на примесях не имеют большого значения из-за высокой чистоты образца (99,9%)) и основной фон, очевидно, обусловлен реакцией $Al^{27}(np) Mg^{27}$, вызываемой нейтронами. Нами проводились дополнительные измерения, позволившие определить нейтронный фон и оценить выход указанной выше реакции в исследуемой области энергий. Что касается фона от вторичных реакций внутри мишени, то простые расчеты показали, что этим фоном можно пренебречь. Основной вклад в фон реакции $B^{11}(\gamma \pi^{-}) C^{11}$ будет давать выход реакции $C^{12}(\gamma n) C^{11}$, протекающей на углеродной примеси борной мишени. Учитывая чистоту образца (99,7%)), был оценен вклад этой реакции в измеряемый выход.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Вартапетяну и А. Г. Худавердяну за постоянный интерес к работе и ценные советы, а также персоналу ускорителя Ереванского физического института за обеспечение хороших параметров пучка.

Ереванский государственный университет Ереванский физический институт

Поступила 23.Х.1972.

(2)

ЛИТЕРАТУРА

- 1. T. Ericson et al. Nucl. Phys., 36, 353 (1962).
- P. Dyal, J. P. Hummel. Phys. Rev., 127, 2217 (1962); W. B. Walters, J. P. Hummel. Phys. Rev., 143, 833 (1966).
- 3. A. Masaike. J. Phys. Soc. Japan, 19, 427 (1964).
- 4. G. Nydahl, B. Forkman. Nucl. Phys., B7, 97 (1968); I. Blomqvist, G. Nydahl, B. Forkman. Nucl. Phys., A162, 193 (1971).
- 5. В. И. Нога, Ю. Н. Ранюк, П. В. Сорокин, В. А. Ткаченко. ЯФ, 14, 904 (1971). 6. G. Andersson, I. Blomqvist et al. DESY 72/22, May (1972).
- 7. Г. А. Вартапетян и др. ЯФ, 17, 685 (1973).
- 8. G. Rudstam. Zs. Naturf., 21a, 1027 (1966).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՊԻՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈԾՆՈՒՄԸ A127 ԵՎ B11 ՄԻՋՈՒԿՆԵՐՈՒՄ 2_ԻՑ ՄԻՆՉԵՎ 4.5 ԳԷՎ ՄԱՔՍԻՄԱԼ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԳԵՊՔՈՒՄ ●

Ա. Ս. ԳԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Ն. Ա. ԳԵՄՅՈԽԻՆԱ

Այս աշխատանջում ներմուծված ակտիվության մեթողով չափված են $B^{11}(\gamma, \pi-) C^{11}$ և $Al^{27}(\gamma\pi+) Mg^{27}$ ֆոտոմիջուկային ռեակցիաների ելջերը արդելակման ֆոտոնների 2-ից մինչև 4,5 Գէվ մաջսիմալ էներդիաների դեպջում։ Էներդիաների այդ տիրույթում դնամատված են $B^{11}(\gamma\pi-) C^{11}$ և $Al^{27}(\gamma, \pi+) Mg^{27}$ «հակցիաների ընդլայնական կտրվածջների արժեջների վերին սամմանները, որոնջ մամապատասխանաթար մավասար են 3,5 և 2,7 վկրաբն,

PHOTOPRODUCTION OF CHARGED PIONS ON Al²⁷ AND B¹¹ AT MAXIMUM ENERGIES BETWEEN 2 AND 4,5 GeV

A. S. DANAGULIAN, N. A. DEMIOKHINA

The yields of the reactions $B^{11}(\gamma\pi^{-}) C^{11}$ and $Al^{27}(\gamma\pi^{+}) Mg^{27}$ are measured by the activation method at maximum bremsstrahlung energies from 2 up to 4,5 GeV. The cross sections for above mentioned reactions equal to 3,5 μb and 2,7 μb res-

pectively are obtained for this energy interval.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО РЕЗОНАТОРА ЛИНЕЙНЫМ СГУСТКОМ С ПРОИЗВОЛЬНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ЗАРЯДА

В. Л. СЕРОВ, Г. А. НАГОРСКИЙ

В приближении заданных токов рассмотрена задача о возбуждении цилиндрического резонатора нитевидным сгустком частиц с произвольным распределением плотности заряда внутри сгустка. Поле излучения представляется в виде набора собственных мод колебаний соленоидального типа. Получены формулы, описывающие энергетическое распределение частиц внутри сгустка и интегральные потери энергии сгустком для произвольной моды. Приведены некоторые результаты численных расчетов для релятивистских сгустков с равномерным и синусоидальным распределениями заряда.

Задача о возбуждении цилиндрического резонатора нитевидным сгустком заряженных частиц, движущимся с постоянной скоростью υ вдоль оси z резонатора, решена в предположении о равномерном распределении заряда по длине сгустка [1—6]. В действительности же распределение заряда никогда не бывает равномерным. Поэтому представляет интерес рассмотреть более общую задачу об излучении сгустка конечной длины с произвольным распределением заряда внутри него.

Для решения поставленной задачи воспользуемся представлением поля излучения в виде набора собственных мод колебаний, продоль ная компонента электрического поля которых на оси резонатора имеет вид

$$E_{l, m}\left(T, \frac{z}{v}\right) = -\dot{q}_{l, m}(T) A_{l, m} \cos \omega_{m} \frac{z}{v}$$
(1)

Функция q(T) выражается через решение уравнения

$$q_{l,m} + \omega_{\lambda}^2 q_{l,m} = j_{l,m} (T)$$

при нулевых начальных условиях следующим образом

$$\dot{q}_{l, m}(T) = \int_{0}^{1} \cos \omega_{\lambda} (T-\tau) \cdot j_{l, m}(\tau) d\tau.$$
 (2)

Здесь и в дальнейшем основные обозначения приняты такими же, как и в работах [1, 6].

Если длина сгустка меньше или равна длине резонатора, то функция $j_{l, m}(T)$ определена в трех интервалах времени: $0 < T < \frac{h_1}{v}$ когда сгусток входит в резонатор, $\frac{h_1}{v} < T < \frac{h}{v}$ — когда он переме-

fdx,

$$i_{l,m}(\tau) = \frac{Qv^2 A_{l,m}}{h_1} \times \begin{cases} \int_0^{\frac{h_1}{v}} f dx, \\ \int_{\tau-\frac{h}{v}}^{\frac{h_1}{v}} f dx, \end{cases}$$

где

$$A_{l, m} = \frac{\sqrt{2} c v_e}{\sqrt{\pi \varepsilon_0 h} \omega_\lambda a^2 f_1(v_e)}, \quad f = \rho(x) \cos \omega_m (\tau - x),$$

 $\rho(x)$ — нормированная на единицу плотность заряда в сгустке длиной h_1

$$\frac{v}{h_1}\int_0^{\frac{n_1}{v}}\rho(x)\,dx=1.$$

Изменение энергии отдельной частицы сгустка, влетевшей в резонатор в момент времени ⁵, может быть представлено в виде

$$\Delta U_{l,m}(\xi) = ec \int_{\xi}^{\xi + \frac{h}{v}} E_{l,m}\left(T, \frac{z}{v}\right) dT, \qquad (4)$$

 $r_{\mathcal{A}}e \ z = v (T - \xi).$

После подстановки (1)—(3) в (4) и изменения порядка интегрирования получаем

$$\Delta U_{l,m}(\xi) = -\frac{ecv^2 Q A_{l,m}^2}{h_1(\omega_{\lambda}^2 - \omega_m^2)} \bigg[\int_0^{\frac{n_1}{v}} \rho(x) F(x,\xi) \, dx - 2 \int_0^{\xi} \rho(x) \, \Phi(x,\xi) \, dx \bigg], \quad (5)$$

где

$$F(x,\xi) = \frac{\omega_m}{2} \left(x - \xi - \frac{h}{v} \right) \sin \omega_m (\xi - x) + \frac{\omega_\lambda^2}{\omega_\lambda^2 - \omega_m^2} \left[\cos \omega_m (x - \xi) - (-1)^m \cos \omega_\lambda \left(x - \xi - \frac{h}{v} \right) \right],$$

$$\Phi(x,\xi) = \frac{\omega_m}{2}(x-\xi)\sin\omega_m(\xi-x) + \frac{\omega_\lambda^2}{\omega_\lambda^2 - \omega_m^2}[\cos\omega_m(x-\xi) - \cos\omega_\lambda(x-\xi)].$$

Выражение (5) описывает изменение энергии частиц сгустка, имеющих разные 5-координаты, возникающее из-за возбуждения *l*, *m*-ой моды

327

(3)

после пролета цилиндрического резонатора, и является обобщением эффекта "голова-хвост" в одиночном сгустке, рассмотренного ранее [6] для случая равномерного распределения $\rho(x) = 1$.

Суммарная энергия, теряемая всеми частицами сгустка на *l*, *m*-ой моде, равна

$$U_{l,m} = \frac{Qv}{eh_1} \int_0^{\frac{n_1}{v}} \rho(\xi) \Delta U_{l,m}(\xi) d\xi.$$
 (6)

Подставляя выражение (5) в (6) и учитывая, что

$$\int_{0}^{\frac{h_{1}}{v}} \rho(\xi) d\xi \int_{\xi}^{\frac{h_{1}}{v}} \rho(x) \Phi(x, \xi) dx = \int_{0}^{\frac{h_{1}}{v}} \rho(\xi) d\xi \int_{0}^{\xi} \rho(x) \Phi(x, \xi) dx,$$



Рис. 1. Распределения частиц по энергии после выхода из резонатора длиной $h = \frac{\lambda_0}{2}$ для сгустков различной длины с учетом первых 25 мод колебаний. Сплошные кривые — для случая $\rho(x) = \frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi v}{h_1} x$, пунктир — для $\rho(x) = 1; \xi$ — момент влета частицы в резонатор, λ_0 — длина волны на основной моде, $K = \frac{Q}{\pi \varepsilon_0 \lambda_0}$. До входа в резонатор энергии частиц одинаковы.



Рис. 2. Суммарные потери энергии сгустками заряженных частиц в цилиндрическом. резонаторе в зависимости от длины сгустков $h_1\left(h = \frac{\lambda_0}{2}, \frac{\lambda_0}{3}\right)$ и $\frac{\lambda_0}{4}$. Сплошные кривые — для случая $\rho(x) = \frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi v}{h_1} x$, пунктир — для $\rho(x) = 1$; a — радиус резонатора, $K = \frac{8 Q^2}{\pi \varepsilon_0 a}$. получим

$$U_{l, m} = B_{l, m} \int_{0}^{\frac{h_{1}}{\sigma}} \varphi(\xi) d\xi \int_{0}^{\frac{h_{1}}{\sigma}} \varphi(x) \cos \omega_{\lambda} (x-\xi) dx,$$

$$B_{l,m} = \frac{Q^2 v^3 c \, \omega_{\lambda}^2 A_{l,m}^2}{h_1^2 (\omega_{\lambda}^2 - \omega_m^2)^2} \left[1 - (-1)^m \cos \omega_{\lambda} \frac{h}{v} \right].$$
(7)

На основе формул (7) и (5) нами проведены численные расчеты полных потерь энергии и эффекта "голова-хвост" для случая синусоидального распределения $\rho(x) = \frac{\pi}{2} \sin \frac{\pi v}{h_1} x \left(0 \leqslant x \leqslant \frac{h_1}{v} \right)$, которое бо-

лее или менее соответствует реальному распределению. Результаты расчетов с учетом первых 25 мод колебаний $(l = 1 \div 5, m = 0 \div 4)$ приведены на рис. 1 и 2 (сплошные кривые). Для сравнения приведены некоторые результаты для случая равномерного распределения $\rho(x)=1$ (пунктир). Отличие результатов в интегральных потерях связано, в основном, с уменьшением эффективной длины сгустка, что и приводит к увеличению полных потерь при синусоидальном распределении. Энергетические распределения для коротких сгустков практически не зависят от их формы (см. рис. 1). С увеличением длины сгустков максимальный разброс по энергии при синусоидальном распределении (в отличие от равномерного) приходится не на крайние частицы.

Формулы (5) и (7), полученные в данной работе, могут быть использованы для нахождения оптимальных распределений заряда вдоль сгустка при различных режимах взаимодействия его с резонатором (ускорение, генерация волн и т. д.).

Авторы благодарны Ю. Ф. Орлову за постановку задачи и интересные обсуждения.

Поступила 29. VIII.1972

ЛИТЕРАТУРА

- 1. О. А. Колпанов, В. И. Котов. ЖТФ, 34, 1387 (1964).
- 2. О. А. Колпаков, В. И. Котов, Ом Сан Ха. ЖТФ, 35, 26 (1965).
- 3. Г. В. Воскресенский, В. Н. Курдюмов. Труды VII Международной конференцик по ускорителям заряженных частиц. Ереван, 1970.
- 4. А. К. Орлов, А. Б. Рябцев. Сб. Электрофизическая аппаратура, вып. 6, Атомиздат, 1967.
- 5. Г. В. Воскрессиский, Ю. М. Майоров. Сб. Ускорители, вып. 12, Атомиздат, 1970.
- 6. В. Л. Серов, А. И. Барышев. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 406 (1972).

ԼԻՑՔԵՐԻ ԿԱՄԱՅԱԿԱՆ ԲԱՇԽՈՒՄ ՈՒՆԵՑՈՂ ԳԾԱՑԻՆ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՈՒՄ

Վ. Լ. ՍԵՌՈՎ, Գ. Ա. ՆԱԳՈՐՍԿԻ

Քննարկված է գլանային ռեզոնատորի գրգռման խնդիրը լիցջերի ներջին կամայական բաշխում ունեցող թելանման թանձրուկով, տրված հոսանջի մոտավորությամբ։ Ճառապայթ-

329

ված դաշտը ներկայացվում է որպես սեփական տեսքի սոլենսիդալ տատանումների հավաքածու։ Ստացված են բանաձևեր, որոնք որոշում են մասնիկների էներգետիկ բաշխվածությունը թանձրուկի ներսում և տատանման կամավոր տեսքի համար թանձրուկի էներգիայի զումարային կորուստը։ Բերված է թվային հաշվարկների մի քանի արդյունքներ լիցքերի համասեռ և սինուսոիդայ բաշխմամբ ռելատիվիստիկ թանձրուկների համար։

THE RADIATION IN CYLINDRICAL RESONATOR FROM LINEAR BUNCH WITH ARBITRARY DISTRIBUTION OF CHARGE

V. L. SEROV, G. A. NAGORSKY

In the approximation of given currents the problem of excitation of cylindrical resonator by tread-like bunch of particles with arbitrary distribution of charge density inside is considered. The radiation field is presented as a set of natural oscillation modes of solenoidal type. The formulae describing the energetic distribution of particles inside the bunch and integral lasses of energy by the bunch for the arbitrary mode are obtained. Some results of numerical calculations for the relativistic bunches with uniform and "sinusoidal" distribution of the charge are given.

ПРОХОЖДЕНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ МОНОХРОМАТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ ЧЕРЕЗ РЕЗОНАНСНУЮ СРЕЛУ

А. Ж. МУРАДЯН, Г. Г. АДОНЦ, В. Г. КОЛОМИЕЦ

Работа посвящена изучению поляризационных свойств интенсивной монохроматической волны при прохождении через резонансную среду. Получены выражения для показателя преломления, сдвигов уровней, параметров Стокса, вращения эллипса поляризации.

Для эллиптически поляризованного света при произвольном значении момента двухуровневого атома эта задача не поддается анали-

тическому решению. В работе [1] подробно был изучен случай $j_1 = \frac{1}{2}$,

 $j_2 = \frac{3}{2} \cdot 3$ десь рассматривается случай $j_1 = j_2 = \frac{3}{2}$, где j_1 – момент нижнего уровня атома, а j_2 – момент возбужденного уровня. Расчеты проводятся по теории, развитой в работе [1].

Электромагнитное поле будем описывать векторным потенциалом \vec{A}

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial A}{\partial t}, \ \vec{H} = \operatorname{rot} \vec{A}, \ \operatorname{div} \vec{A} = 0.$$
 (1)

В дальнейшем ограничимся только электрически-дипольными переходами. В этом приближении векторный потенциал удовлетворяет уравнению

$$\left(\Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \vec{A} = -\frac{4\pi n}{c} \frac{\partial}{\partial t} \vec{\langle d \rangle}, \qquad (2)$$

где n — плотность атомов, d — оператор дипольного момента атома, а уголковые скобки означают квантовомеханическое среднее.

Рассмотрим плоскую одномерную задачу, предполагая

$$\vec{A} = \vec{A}_0 e^{i(kz - \omega l)} + \vec{A}_0^* e^{-i(kz - \omega l)}, \qquad (3)$$

где $\frac{\partial \vec{A}_0}{\partial t} = 0$, $k = \frac{\omega}{c}$. Поток энергии имеет вид $P = \frac{\omega^2}{2\pi c} |\vec{A}|^2$.

Электрический вектор Е определяется соотношением

$$\vec{E} = \frac{i\omega}{c} [\vec{A}_0 e^{i(kz - \omega t)} - \vec{A}_0^* e^{-i(kz - \omega t)}].$$
(4)

Поляризационные свойства волны определяются тензором

$$J_{\alpha\beta} = \frac{\omega^2}{2\pi c} A_{\alpha} A_{\beta}^* \quad (\alpha, \ \beta = x, \ y).$$
 (5)

Матрица / может быть представлена в виде

$$J = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} P + P_3, P_1 - iP_2 \\ P_1 + iP_2, P - P_3 \end{pmatrix},$$
 (6)

где P_a — вещественные величины. Параметр P_3 определяет вероятность поляризации по оси x. Параметр P_1 характеризует вероятность линейной поляризации под углом $\frac{\pi}{4}$ к оси x, а P_3 связан с вероятностью круговой поляризации (более подробно см. [1]).

Рассмотрим двухуровневый атом с энергией E_1 и моментом $j_1 = \frac{3}{2}$ в основном состоянии и соответственно E_3 и $j_2 = \frac{3}{2}$ в возбужденном состоянии. Для изолированного атома состояния вырождены по проекции момента. Обозначим волновые функции атома без поля через ψ_m и $\Phi_\mu \left(*m = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}, \mu = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2} \right)$. Гамильтониан атома в поле (4) представим в виде

$$H = H_0 - dE, \tag{7}$$

где Но - гамильтониан изолированного атома. По определению

$$H_0 \psi_m = E_1 \psi_m, \quad H_0 \Phi_\mu = E_2 \Phi_\mu.$$
 (8)

Решение уравнения Шредингера

$$\partial t \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H \Psi \tag{9}$$

будем искать в виде

$$\mathbf{F} = \mathbf{a} (\mathbf{m}) \psi_{\mathbf{m}} e^{-\frac{l}{\hbar} E_1 t} + b (\mathbf{\mu}) \Phi_{\mathbf{\mu}} e^{-\frac{l}{\hbar} E_2 t + l \cdot t}, \qquad (10)$$

FAC $\varepsilon \equiv \omega_0 - \omega$, $\hbar \omega_0 \equiv E_2 - E_1$.

Подставляя (10) в (9) и используя (7) и (8), в резонансном приближении $\left(\frac{\varepsilon}{m}\ll 1\right)$ найдем

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} a(m) = \frac{i\omega_0}{2c} (\psi_m, \ (d_+ A_0^{(+)} e^{-i\hbar z} + d_- A_0^{(-)} e^{-i\hbar z}) \Phi_\mu) b(\mu), \tag{11}$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} b(\mu) = \hbar \varepsilon b(\mu) - \frac{i\omega_0}{2c} (\Phi_{\mu}, (d_+ \tilde{A}_0 e^{i\hbar z} + d_- \tilde{A}_0 e^{i\pi z}) \psi_m) a(m), \quad (12)$$

где приняты обозначения

$$d_{\pm} = d_x \pm i d_y, \ A_0^{(\pm)} = A_{ox} \pm i A_{oy}, \ A_0^{(\pm)} = A_{ox}^* \mp i A_{oy}^*.$$
(13)

Используя значения матричных элементов оператора d (см. [2]), для решений уравнений (11) и (12) получим выражения типа e , где возможные значения λ следующие:

Прохождение волны через резонансную среду

$$\begin{split} \lambda_{1} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{1}} \right), \quad \lambda_{2} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \xi_{1}} \right), \\ \lambda_{3} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{3}} \right), \quad \lambda_{4} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \xi_{3}} \right), \end{split}$$
(14)
$$\begin{split} \lambda_{1}^{\prime} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{1}} \right), \quad \lambda_{2}^{\prime} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \xi_{1}} \right), \\ \lambda_{3}^{\prime} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{3}} \right), \quad \lambda_{4}^{\prime} &= \frac{\hbar s}{2} \left(1 - \sqrt{1 + \xi_{3}} \right). \end{split}$$

Здесь $\xi_{1,3}$ и $\xi_{1,3}^{'}$ — безразмерные параметры интенсивности и определяются соотношениями

$$\begin{aligned} \xi_{1,3} &= \frac{\omega_0^2 |d|^2}{15 \varepsilon^2 c^2 \hbar^2} \Big(2 |\overset{(+)}{A_0}|^2 + 3 |\overset{(-)}{A_0}|^2 \pm 2 \sqrt{|\overset{(+)}{A_0}|^2 (|\overset{(+)}{A_0}|^2 + 3 |\overset{(-)}{A_0}|^2)} \Big), \end{aligned} \tag{15}$$

$$\xi_{1,3}^{'} &= \frac{\omega_0^2 |d|^2}{15 \varepsilon^2 c^2 \hbar^2} \Big(2 |\overset{(-)}{A_0}|^2 + 3 |\overset{(+)}{A_0}|^2 \pm 2 \sqrt{|\overset{(-)}{A_0}|^2 (|\overset{(-)}{A_0}|^2 + 3 |\overset{(+)}{A_0}|^2)} \Big), \end{aligned}$$

а d — приведенный матричный элемент. При выключении поля $\lambda_{2,4}$, $\lambda_{2,4} \rightarrow 0$, а $\lambda_{1,3}$, $\lambda_{1,3} \rightarrow \hbar \epsilon$. Поэтому $\lambda_{2,4}$, $\lambda_{2,4}$ соответствуют сдвигу нижних энергетических уровней, а $\lambda_{1,3}$, $\lambda_{1,3}$ — верхних уровней.

Значения энергии системы "атом плюс поле плоской монохроматической волны" в основном и возбужденном состояниях будут

$$(E_{1})_{\lambda=\lambda_{2}}^{'} = E_{1} + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{1})_{\lambda=\lambda_{4}}^{'} = E_{1} + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}),$$

$$(E_{1})_{\lambda=\lambda_{2}}^{'} = E_{1} + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{1})_{\lambda=\lambda_{4}}^{'} = E_{1} + \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}),$$

$$(E_{2})_{\lambda=\lambda_{1}}^{'} = E_{2} - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{2})_{\lambda=\lambda_{3}}^{'} = E_{2} - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}),$$

$$(E_{2})_{\lambda=\lambda_{1}}^{'} = E_{2} - \frac{4\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{2})_{\lambda=\lambda_{3}}^{'} = E_{2} - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}),$$

$$(E_{2})_{\lambda=\lambda_{1}}^{'} = E_{2} - \frac{4\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{2})_{\lambda=\lambda_{3}}^{'} = E_{2} - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}).$$

$$(D_{1})_{\lambda=\lambda_{3}}^{'} = E_{2} - \frac{4\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{1}}), \quad (E_{2})_{\lambda=\lambda_{3}}^{'} = E_{2} - \frac{\hbar\varepsilon}{2} (1 - \sqrt{1 + \xi_{3}}).$$

При $\lambda = \lambda_2$ атом до включения взаимодействия находится на нижнем энергетическом уровне с проекцией момента $m = \frac{1}{2}$, при $\lambda = \lambda_4 - c$

$$m = -\frac{3}{2}$$
, при $\lambda = \lambda'_2 - c \ m = -\frac{1}{2}$ и при $\lambda = \lambda'_4 - c \ m = \frac{3}{2}$.

На рис. 1 приведена картина энергетических уровней системы "атом плюс поле плоской монохроматической волны" в случае $\approx >0$, а на рис. 2 — в случае $\approx <0$ (картина приводится для $|A_0|^2 > |A_0|^2$). Как видно из (14), в общем случае вырождение состояний полностью снимается (см. рис. 1 и 2).



Рис. 1.



В случае круговой поляризации (предполагая $\stackrel{(-)}{A_0} = 0$) $\xi_1 = \xi_3 = \frac{|\omega_0^2|d|^3}{15 \varepsilon^2 \hbar^2 c^2} 3 |A_0|^2 \equiv 3 \xi$, $\xi_1 = 4 \xi$, $\xi_3 = 0$, поэтому сдвинутые уровни, со-

ответствующие λ'_{2} и λ'_{4} , сливаются, а уровень, соответствующий λ_{4} , не сдвигается. Если $A_{0} = 0$ $(A_{0} \neq 0)$, то $\xi'_{1} = 4 \xi$, $\xi'_{3} = 0$, $\xi'_{1} = \xi'_{3} = 3\xi$, т. е. сдвинутые уровни, соответствующие λ_{2} и λ_{4} , сливаются, а уровень, соответствующий λ'_{4} , не сдвигается. В случае линейной поляризации $\xi_{1} = \xi'_{1}, \xi_{3} = \xi'_{3}$ и остается только двукратное вырождение. При $\lambda = \lambda_{1, 2, 3, 4}$ перепутываются состояния $\psi_{-\frac{3}{2}}, \psi_{\frac{1}{2}}, \phi_{-\frac{1}{2}}$ и $\frac{\phi_{3}}{2}$. При $\lambda = \lambda'_{1, 2, 3, 4}$ перепутываются $\psi_{-\frac{1}{2}}, \psi_{\frac{3}{2}}, \phi_{-\frac{3}{2}}$ и $\Phi_{\frac{1}{2}}$.

В дальнейшем мы будем предполагать, что атом до включения взаимодействия находился в основном состоянии. Это соответствует значениям $\lambda = \lambda_{2,4}$ и $\lambda = \lambda_{2,4}$. При $\lambda = \lambda_{2,4}$ для волновых функций получаем

$$\begin{split} \Psi_{2} &= a_{0} \left(\frac{1}{2}\right) \left\{ \psi_{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{1}t} + \frac{2\sqrt{3}\omega_{0}^{2}d^{2}}{15\varepsilon^{2}c^{2}\hbar^{2}} \frac{A_{0}A_{0}}{\xi_{1} - \sqrt{\xi_{1}\xi_{3}}} \psi_{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{1}t} - \\ &- \frac{i2d\omega_{0}}{\sqrt{15}\hbar c\varepsilon} \frac{1 - \sqrt{1+\xi_{1}}}{\xi_{1} - \sqrt{\xi_{1}\xi_{3}}} A_{0}^{2} e^{ikz} \Phi_{-\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{2}t + i\varepsilon t} + \frac{1}{s} \\ &+ \frac{i\sqrt{3}\omega_{0}d^{*}}{\sqrt{15}\hbar c\varepsilon} \frac{A_{0}}{1 + \sqrt{1+\xi_{1}}} e^{ikz} \Phi_{\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{2}t + i\varepsilon t} \right\} e^{-\frac{i}{\hbar}\lambda_{2}t}, \quad (17) \\ \Psi_{4} &= a_{0} \left(-\frac{3}{2}\right) \left\{ \psi_{-\frac{3}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{1}t} + \frac{2\sqrt{3}\omega_{0}^{2}d^{2}}{15\hbar^{2}c^{2}\varepsilon^{2}} \frac{A_{0}A_{0}}{\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} - \xi_{1}} \psi_{\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{1}t} + \\ &+ \frac{i\sqrt{3}\omega_{0}d^{*}}{\sqrt{15}\hbar c\varepsilon} \frac{\xi_{3}e^{ikz}}{\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}}(1 + \sqrt{1+\xi_{3}})} A_{0} e^{-\frac{i}{\hbar} E_{2}t + i\varepsilon t} \\ &+ \frac{i6\omega_{0}^{3}d^{*3}}{\sqrt{15}15\hbar^{2}c^{2}\varepsilon^{3}} \frac{A_{0}A_{0}}{(1 + \sqrt{1+\xi_{3}})(\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} - \xi_{1})} \Phi_{\frac{1}{2}} e^{-\frac{i}{\hbar}\lambda_{4}t} . \end{split}$$

Волновые функции Ψ'_{2} и Ψ'_{4} получаются соответственно из ψ_{2} и ψ_{4} с помощью замен $d \geq d^{*}$, $A_{0} \stackrel{(+)}{=} \stackrel{(-)}{A_{0}}, m \stackrel{(-)}{=} -m$ и $\mu \stackrel{(-)}{=} -\mu$. Из условия нормировки $(\psi_{2,4}, \psi_{2,4}) = (\psi'_{2,4}, \psi'_{2,4}) = 1$ находим $\left| a_{0} \left(\frac{1}{2} \right) \right|^{2} = \frac{\xi_{1} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{1}} \right)}{2\sqrt{1 + \xi_{1}} \left(\xi_{1} + \sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} \right)}, \left| a_{0} \left(-\frac{3}{2^{*}} \right) \right|^{2} = \frac{\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} \left(1 + \sqrt{1 + \xi_{3}} \right)}{2\sqrt{1 + \xi_{3}} \left(\xi_{3} + \sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} \right)},$ (18)

$$\left|a_{0}\left(-\frac{1}{2}\right)\right|^{2} = \frac{\xi_{1}^{'}\left(1+\sqrt{1+\xi_{1}^{'}}\right)}{2\sqrt{1+\xi_{1}^{'}\left(\xi_{1}^{'}+\sqrt{\xi_{1}^{'}\xi_{3}^{'}}\right)}}, \quad \left|a_{0}\left(\frac{3}{2}\right)\right|^{2} = \frac{\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}^{'}\left(1+\sqrt{1+\xi_{3}^{'}}\right)}}{2\sqrt{1+\xi_{3}^{'}\left(\xi_{3}^{'}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}}\right)}}.$$

Перейдем к вычислению < d >. Предположим, что до включения в заимодействия состояния $\psi_{\pm \frac{1}{2}}$ и $\psi_{\pm \frac{3}{2}}$ [некогерентны с весом $\frac{1}{4}$ · Тог-

$$\vec{\langle d \rangle} = \frac{1}{4} (\Psi_2, \vec{d}\Psi_2) + \frac{1}{4} (\Psi_4, \vec{d}\Psi_4) + \frac{1}{4} (\Psi_4', \vec{d}\Psi_4') + \frac{1}{4} (\Psi_2', \vec{d}\Psi_2').$$

Икороченные уравнения распространения получим из (2) и (19)

$$\frac{dA_{0}}{dz} = iq \left\{ \frac{2\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}(\xi_{1}-\xi_{3})}} + \frac{2\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}(\xi_{3}-\xi_{1})}} + \frac{3\xi_{1}'}{\sqrt{1+\xi_{1}'(\xi_{1}'+\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'})}} + \frac{3\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'(\xi_{3}'+\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'})}} \right\}^{(+)} + \frac{3\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'(\xi_{3}'+\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'})}} \right\}^{(+)}$$
(20)

$$\begin{aligned} \frac{dA_{0}^{(-)}}{dz} = iq \left\{ \frac{3\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}}(\xi_{1}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{3\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}(\xi_{3}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{2\xi_{3}^{'}}{\sqrt{1+\xi_{1}^{'}}(\xi_{1}^{'}-\xi_{3}^{'})} + \frac{2\xi_{3}^{'}}{\sqrt{1+\xi_{3}^{'}}(\xi_{3}^{'}-\xi_{1}^{'})} \right\} \hat{A}_{0}^{(-)}, \\ & = \frac{\pi |d|^{2} \omega_{0} n}{\pi |d|^{2} \omega_{0} n} \end{aligned}$$

где введено обозначение $q = \frac{\pi |a|}{30 \hbar c \epsilon}$

Из уравнений (20) и определений $\xi_{1,3}$ и $\xi_{1,3}'$ следует, что $\xi_{1,3}$ и $\xi_{1,3}'$ во время прохождения не меняются. Поэтому решение уравнений (20) имеет вид

$$\begin{aligned} \overset{(5)}{A_{0}} \overset{(1)}{(z)} &= \overset{(+)}{A_{0}} (0) \exp \left\{ iqz \left[\frac{2\,\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}}\,(\xi_{1}-\xi_{3})} + \frac{2\,\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}\,(\xi_{3}-\xi_{1})} + \right. \right. \\ &+ \frac{3\,\xi_{1}'}{\sqrt{1+\xi_{1}'}\,(\xi_{1}'+\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'})} + \frac{3\,\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'}\,(\xi_{3}'+\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'})} \right] \right\}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \overset{(-)}{A_{0}} (z) &= \overset{(-)}{A_{0}} (o) \exp \left\{ iqz \left[\frac{3\,\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}}\,(\xi_{1}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{3\,\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}\,(\xi_{3}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{3\,\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}\,(\xi_{3}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \right. \\ &+ \frac{2\,\xi_{1}'}{\sqrt{1+\xi_{1}'}\,(\xi_{1}'-\xi_{3}')} + \frac{2\,\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'}\,(\xi_{3}'-\xi_{1}')} \right] \right\}. \end{aligned}$$

Полученные соотношения позволяют ввести показатели прелом-

$$\begin{array}{l} \stackrel{(+)}{n=1} + \frac{qc}{\omega_{0}} \left[\frac{2\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}}(\xi_{1}-\xi_{3})} + \frac{2\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}(\xi_{3}-\xi_{1})} + \right. \\ \left. + \frac{3\xi_{1}'}{\sqrt{1+\xi_{1}'}(\xi_{1}'+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}'})} + \frac{3\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'}(\xi_{1}'+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}'})} \right], \\ \stackrel{(-)}{n=1} + \frac{qc}{\omega_{0}} \left[\frac{3\xi_{1}}{\sqrt{1+\xi_{1}}(\xi_{1}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{3\xi_{3}}{\sqrt{1+\xi_{3}}(\xi_{3}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \frac{2\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}}(\xi_{3}+\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}})} + \right.$$
(22)
$$\left. + \frac{2\xi_{1}'}{\sqrt{1+\xi_{1}'}(\xi_{1}'-\xi_{3}')} + \frac{2\xi_{3}'}{\sqrt{1+\xi_{3}'}(\xi_{3}'-\xi_{1}')} \right].$$

В отличие от волн A, для A_x и A_y в общем случае волновой вектор отсутствует.

Рассмотрим свойства поляризации прошедшего пучка. Если падающая волна поляризована по кругу (предположим $A_0^{(-)}(0) = 0$), то $\stackrel{(-)}{A_0}(z) = 0$ и поляризация не меняется. В случае линейной поляризации (предположим $A_{oy}(0) = 0$) $A_{oy}(z) = 0$ и линейная поляризация тоже не меняется.

Для показателя преломления линейно поляризованного и кругового поляризованного света получаем

$$n = 1 + \frac{qc}{2\omega_0} \left[\frac{9}{\sqrt{1+9\xi}} + \frac{1}{\sqrt{1+\xi}} \right],$$

$$n_{\pm} = 1 + \frac{qc}{\omega_0} \left[\frac{2}{\sqrt{1+8\xi}} + \frac{3}{\sqrt{1+6\xi}} \right],$$
(23)

где Е есть безразмерный параметр интенсивности и определяется со-

отношением
$$\xi = \frac{2\pi |d|^2}{15 \hbar^2 \varepsilon^2 c} P$$
, $a \ n_+ \equiv \stackrel{(+)}{n} \stackrel{(-)}{(A=0)}, \ n_- \equiv \stackrel{(-)}{n} \stackrel{(+)}{(A=0)}.$

В общем случае формулы (21) описывают поворот эллипса поляризации (без его деформации) на угол

$$\gamma = qz \left\{ \frac{3\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} - \xi_{1}}{\sqrt{1 + \xi_{1}}(\xi_{1} - \xi_{3})} + \frac{3\sqrt{\xi_{1}\xi_{3}} - \xi_{3}}{\sqrt{1 + \xi_{3}}(\xi_{3} - \xi_{1})} + \frac{\xi_{1}' - 3\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'}}{\sqrt{1 + \xi_{1}'}(\xi_{1}' - \xi_{3}')} + \frac{\xi_{3}' - 3\sqrt{\xi_{1}'\xi_{3}'}}{\sqrt{1 + \xi_{3}'}(\xi_{3}' - \xi_{1}')} \right\}.$$
(24)

Как показано ниже, поворот эллипса поляризации определяется мощностью проходящей волны, а также степенью круговой поляриза-

ции $\eta_2 = \frac{P_2}{P}$. Причем, даже при небольших примесях круговой поляризации имеет место довольно значительный поворот эллипса поляризации. Это можно использовать для точного определения степени круговой поляризации лазерного излучения.

Рассмотрим сдвиги энергетических уровней. В общем случае сдвиг определяется не только мощностью, но и вероятностью круговой поляризации,

$$\xi_{1,3}^{*} = \xi \left(5 + \eta_2 \pm 2 \sqrt{2(1 - \eta_2)(2 + \eta_2)}\right),$$

$$\xi_{1,3}^{*} = \xi \left(5 - \eta_2 \pm 2 \sqrt{2(1 + \eta_2)(2 - \eta_2)}\right).$$
(25)

В случае линейной поляризации ($\eta_2 = 0$) $\xi_1 = \xi_1 = 9 \xi$, $\xi_3 = \xi_3 = \xi$ В случае круговой поляризации при $\eta_2 = 1$ имеем $\xi_1 = \xi_3 = 6 \xi$, $\xi_1 = 8 \xi$, $\xi_3 = 0$, а при $\eta_2 = -1$ — $\xi_1 = 8 \xi$, $\xi_3 = 0$, $\xi_1 = \xi_3 = 6 \xi$. Полученные результаты показывают, что при $A_0 = 0$ не смещается уровень ψ_3 , а при $A_0 = 0$ — уровень $\psi_{-\frac{3}{2}}$. При одной и той же мощности вол- $-\frac{3}{2}$ ны максимальный сдвиг получается в случае линейной поляризации. В смысле сдвига уровней неполяризованный свет ведет себя как линейно поляризованный свет.

Для параметров Стокса, определенных согласно (6), с помощью (21) находим

$$P(z) = P, \quad P_{1}(z) = P_{1} \cos \gamma + P_{3} \sin \gamma,$$

$$P_{2}(z) = P_{2}, \quad P_{3}(z) = P_{3} \cos \gamma - P_{1} \sin \gamma.$$
(26)

Эти соотношения показывают, что степень поляризации света при прохождении не меняется. Не меняются также мощность и вероятность круговой поляризации, а неполяризованный свет остается неполяризованным. Вероятности поляризации по оси x и под углом $\frac{\pi}{4}$ к оси xпри прохождении света осциллируют, что связано с вращением эллипса поляризации.

Учет зависимости интенсивности пучка от радиальной координаты (в предположении, что поляризационные свойства пучка по сечению не меняются) приводит к модуляции параметра $\eta_3 = \frac{P_3}{P}$ по сечениюпучка.

В случае малой немонохроматичности, когда на эксперименте измеряются не интегральные (во времени) характеристики пучка, для $|A_x|^2$ и $|A_y|^2$ получается модуляция во времени.

Ереванский государственный университет

Поступила 15. ІХ.1972.

Statute 1

1-14Pa.

337

686 - 2

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Арутюнян, Е. Г. Канецян, В. О. Чалтыкян. Препринт ИФИ АН АрмССР, 7102 (1971).

2. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, 1963, стр. 121.

ՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԱԼԻՔԻ ԱՆՑՈՒՄԸ ՌԵԶՈՆԱՆՍԱՑԻՆ ՄԻՋԱՎԱՑՐՈՎ

Ա. Ժ. ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ, Գ. Գ. ԱԴՈՆՑ, Վ. Գ. ԿՈԼՈՄԻԵՑ

Աշխատան բում բննարկված են մի բանի էֆեկտներ, որոնը առաջանում են ռեղոնանսային միջավայրով մոնոբրոմատիկ ալիթի անցման ժամանակ, հաշվի առնելով լույսի բևեռացումը և ատոմային մակարդակների այլասեռվածությունը։ Ստացված են արտահայտություններ միջավայրի բեկման ցուցիչի, Ստոբսի պարամետրերի և բևեռացման էլիպսի պտույտի Համար։

PROPAGATION OF INTENSE MONOCHROMATIC WAVE THROUGH THE RESONANT MEDIUM

A. G. MURADIAN, G. G. ADONTS, V. G KOLOMIETS

Polarization effects at the propagation of intense monochromatic wave through the resonant medium of two-level atoms with angular momentum of both lower and upper levels equal to 3/2 are considered. Expressions for the index of refraction, atomic level shifts, Stokes parameters and the rotation of polarization ellipse are obtained.

СОБСТВЕННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ТОНКИХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Г. М. АРУТЮНЯН, Э. М. КАЗАРЯН

В работе рассматривается поглощение слабой электромагнитной волны в присутствии сильной в тонких полупроводниковых пленках. Показано, что учет размерного квантования приводит к возможности управления областью пропускаемых и усиливаемых частот.

В недавних работах [1, 2] было показано, что в поле сильной электромагнитной волны (в приближении резонансности) спектр носителей заряда существенно перестраивается как в массивном полупроводнике, так и в полупроводниковых пленках.

Характерной чертой энергетического спектра носителей заряда является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны. Последнее обстоятельство существенно влияет на разные физические характеристики образца и, в частности, на характер поглощения дополнительной слабой электромагнитной волны. Так, в работах [1, 3] показано, что коэффициент поглощения (как внутризонный, так и междузонный) в массивных образцах при наличии сильной электромагнитной волны становится анизотропным, что позволяет надеяться на экспериментальное определение величины щели.

В данном сообщении исследуется междузонное поглощение слабой электромагнитной волны в присутствии сильной в размерно квантованных полупроводниковых пленках.

Будем исходить из результатов работы [2], где в приближении резонансности были получены точные волновые функции и спектр носителей заряда.

В поле сильной электромагнитной волны $\vec{A}_{+} = \vec{A}_{+}^{\circ} \cos(\Omega t - s_z z)$ спектр электронов "с"-зоны принимает вид [2]

$$E_{m,\vec{k}}^{c} = \frac{1}{2} \left[\frac{\pi^{2}\hbar^{2}}{2m^{*}d^{2}} (m^{2} - n^{2}) + \Delta + \hbar\Omega \right] + \sqrt{\left[\frac{\hbar^{2}}{2m^{*}} (\vec{k}^{2} - \vec{k}_{0}^{2}) \right]^{2} + \hbar^{2} |\alpha_{\rightarrow}|^{2}}$$

$$(m, n = 1, 2, 3...), \qquad (1)$$

Здесь $\hbar k_0 = p_0$ — резонансный импульс, вблизи которого возникает щель шириной $\hbar a_{\rightarrow}$ (массы носителей предполагаются одинаковыми, $m_c = m_n = m^*$),

$$p_{0} = \sqrt{m^{*} \left[\hbar \Omega - \Delta - \frac{\pi^{2} \hbar^{2}}{2m^{*} d^{2}} (m^{2} + n^{2}) \right]}, \ \hbar a_{p} = \frac{e}{c} (\vec{A}_{p}^{\circ} \cdot \vec{v}_{cv}) F_{n, s_{z}}^{m}, \quad (2)$$

где v_{cv} — матричный элемент перехода между двумерными "c"- и "v"зонами.

Следуєт отметить, что в отличие от [1, 3] величины p_0 и $a_{,,p}$, определяемые (2), характеризуют резонансный импульс и частоту переходов в условиях размерного квантования. Величина F_{n,s_2}^m [2], зависящая от толщины пленки d, порядка единицы (при m = n = 1, $d \sim 10^{-5}$ см и фотонном волновом векторе $s_z \sim 10^5$ см⁻¹). При этом небольшое уменьшение d (в пределах одного порядка) приводит к увеличению F_{n,s_2}^m ; соответственно увеличивается и величина щели (2). Это обстоятельство оказывается существенным при рассмотрении поглощет ния слабой электромагнитной волны $\vec{A}_{1p} = \vec{A}_{1p}^{\circ} \cos (\omega t - q_z z)$ с частотой $\omega \sim \Omega$.

Слабая волна учитывается по теории возмущений и коэффициент поглощения $x(\omega)$ вычисляется с учетом междузонных и резонансных переходов; температура пленки T при этом предполагается равной нулю.

Приведем выражения для коэффициента поглощения x (w) при некоторых определенных условиях.

1. Для области $|\Omega - \omega| > 2\alpha$ (щель изотропна, $\alpha = \sigma = \text{const}$) имеем

$$w_{1}(w) = \pm \frac{\pi^{2} e^{2} m^{*} |v_{cv}|^{2}}{16 N c \hbar^{2} w} \sum_{n,m} |F_{n,m}^{m}|^{2} \times 10^{-10}$$

(3)

$$\times \sqrt{\frac{x^2}{x^2-1}} \left[\left(\frac{2x^2-1}{x^2} \right) \left(\Theta_1 + \Theta_2 \right) \pm 2 \sqrt{\frac{x^2-1}{x^2}} \left(\Theta_1 - \Theta_2 \right) \right], \quad \omega \ge \Omega,$$

где

$$\mathbf{x} = \frac{\omega - \Omega}{2\alpha}, \ \Theta_{1,2} = \Theta\left(\frac{p_0^2}{2m^*} \pm \hbar \sqrt{\left(\frac{\Omega - \omega}{2}\right)^2 - |\alpha|^2}\right)$$

Здесь N — показатель преломления, а $\Theta_{1,2}$ — ступенчатые функции. Знак минус в (3) соответствует отрицательному поглощению, поскольку для частоты $\omega < \Omega$ имеется инверсная населенность.

2. Если разность энергий превосходит величину щели настолько, что $|\Omega - \omega| \gg \alpha$, то из (3) получаем

$$\mathbf{x}_{\mathbf{2}}(\boldsymbol{\omega}) = \pm \frac{\pi^2 e^2 m^* |\boldsymbol{v}_{cv}|^2}{4 N c \hbar^2 \boldsymbol{\omega}} \sum_{m, n} F_{n, q_2}^m |\mathbf{z}\Theta \left[\hbar \boldsymbol{\omega} - \Delta - \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* d^2} (m^2 + n^2) \right], \ \boldsymbol{\omega} \geq \Omega.$$
(4)

3. Рассмотрим область |2 – ω | < 2 a_+ . В случае изотропной щели коэффициент поглощения есть

$$x_{a}(\omega) = 0, \quad |\Omega - \omega| \leqslant 2 \alpha. \tag{5}$$

4. Если щель анизотропна, $a_{p} = a \cos \theta$, то в предположении $\frac{p_{0}^{2}}{2m^{*}} \gg \hbar a$ для коэффициента поглощения получаем $z_{4}(\omega) = \frac{e^{2}m^{*} |v_{cv}|^{2}}{12 N c \hbar^{2} \omega} \sum_{m, n} |F_{n, q_{2}}^{m}| \Theta \left(\frac{p_{0}^{2}}{2m^{*}}\right) [a \cos^{2} \Phi + b \sin^{2} \Phi],$ (6) $a = \frac{1}{x} \left[(5 x^{2} - 2) F \left(\frac{\pi}{2}, x\right) + (2 - 4 x^{2}) E \left(\frac{\pi}{2}, x\right) \right],$ $b = \frac{1}{x} \left[(x^{2} - 1) F \left(\frac{\pi}{2}, x\right) + (4 x^{2} + 1) E \left(\frac{\pi}{2}, x\right) \right],$

где $F\left(\frac{\pi}{2}, x\right)$ и $E\left(\frac{\pi}{2}, x\right)$ — полные эллиптические интегралы, а Ф — угол между \vec{A}_{+} и \vec{A}_{+} .

Таким образом, в этом случае, как и в [3], поглощение становится анизотропным и при $\Phi = 0$ в интервале α оно практически равно нулю (см. рисунок, кривая 1: кривые 2

и 3 соответствуют
$$\Phi = \frac{\pi}{4}$$
 и $\Phi = \frac{\pi}{2}$). На-

личие щели в спектре приводит к тому, что коэффициент поглощения обращается в нуль в области изменения частоты (порядка α). Последнее, по-видимому, можно наблюдать в полупроводниковом лазере в условиях размерного квантования.

В заключение можно сказать, что учет размерного квантования дает возможность. управлять величиной щели (с помощью изме-

нения толщины пленки d) и, соответственно, областью пропускаемых и усиливаемых частот.

ИФИ АН АрмССР, Ереванский государственный университет

Поступила 10.ХІІ.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969). 2. Г. М. Арутюнян. ФПП, 7, 600 (1973).

3. С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. Письма ЖЭТФ, 10, 491 (1969).

ՍԵՓԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏՆՎՈՂ ԲԱՐԱԿ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՑԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում դիտարկվում է Թույլ էլեկտրամադնիսական ալիքի կլանումը բարակ կիսամաղորդչային ԹաղանԹներում ուժեղ ալիքի առկայուԹյան դեպքում։ Ցույց է տրվում,



որ չափային թվանտացումը տալիս է Դաճախությունների անցման և ուժեղացման տիրույթների լրացուցիչ փոփոխությունների Տնարավորություն։

SELF-ABSORPTION IN THIN SEMICONDUCTOR FILMS IN THE FIELD OF INTENSE ELECTROMAGNETIC WAVE

G. M. HARUTUNIAN, E. M. KAZARIAN

This paper deals with the absorption of weak electromagnetic wave in the presence of intense one in thin semiconductor films. It is shown that the dimensional quantization leads to the possibility of the variation of passing and amplified frequency range.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В МОНОКРИСТАЛЛАХ LiF

А. А. ТАДЕВОСЯН, А. А. БЛИСТАНОВ, А. А. ДУРГАРЯН, М. П. ШАСКОЛЬСКАЯ

В работе изучается внутреннее трение в кристаллах LiF на частоте ~10³ и в температурном интервале 300—500°К. Как показали исследования, на кривой температурной зависимости внутреннего трения наблюдается ряд пиков. Изучено влияние термообработки и примесей Mg^{++} на эти пики. Показано, что изменение высоты пиков при температурах 350—450°К в LiF связано с растворением и образованием выделений примесной фазы.

Имеющиеся в литературе сведения о температурной зависимости внутреннего трения (ВТ) в щелочногалоидных кристаллах [1-5] относятся, главным образом, к низким температурам и не позволяют пока составить надежного представления о механизме затухания упругих колебаний, определяющих эту зависимость.

В данной работе изучается ВТ в кристаллах фтористого лития при температурах 300—500°К. Характерной особенностью этого интервала температур является растворение примесных коагулянтов, возможное в легированных кристаллах при 400—550°К и приводящее к термическому раскреплению дислокаций и свижению предела текучести легированных кристаллов [6, 7].

Измерения ВТ проводились при затухании свободных изгибных колебаний на частоте 10^3 *и* на кристаллах *LiF* двух типов: *LiF* (I), выращенных методом Киропулоса на воздухе, содержание примесей ~ 10^{-3} ⁰/₀ *вес.*, предел текучести $\tau = 200$ *и/мм²*; *LiF* (II), выращенных в вакууме методом Стокбаргера, содержание примесей менее 10^{-3} ⁰/₀ *вес.*, предел текучести $\tau = 100$ *и/мм²*. Плотность дислокаций в кристалле I составляла 10^4 см⁻², а в кристалле II — 10^5 см⁻². Образцы выкалывались по спайности и подвергались предварительной деформации изгибом до степени деформации ~ $1^0/_0$.

Температурная зависимость ВТ для кристалла I показана на рис. 1. Кроме пиков при 350 и 390° К, отмечавшихся ранее [5], на рис. 1 видны пики при 320 и 440°К. Эти пики очень нестабильны. В ряде случаев вместо одного пика при 440°К наблюдалась группа узких пиков в интервале от 420 до 460°К. На температурную зависимость ВТ сильно влияет предыстория образца—термообработка и деформация. Длительный отжиг образцов (в течение 48 часов при 750°С) с последующим медленным охлаждением (50 град/час) приводил к полному исчезновению пиков ВТ в кристалле I (рис. 1).

В более чистых кристаллах II наблюдались три пика при 320, 350 и 440°К (рис. 2). Из рис. 2 видно, что отжиг кристаллов II не приводит к исчезновению пиков, как это имело место для I, а лишь меняет их высоту. В результате отжига уменьшается высота низкотемпературных пиков и возрастает высокотемпературный пик при 440°К. Быстрое охлаждение (закалка на воздухе) образцов от температуры 700°С, наоборот, приводит к росту низкотемпературных пиков и уменьшению высокотемпературного пика.



Рис. 1. Температурная зависимость внутреннего трения в кристаллах *L1F* (I) с концентрацией примесей ионов двузвалентных металлов ~10⁻³ 0/0: — после пластической деформации ~1⁰/0. **А** — после отжига при 750°С с последующим медленным охлаждением.





Чтобы установить влияние чистоты кристалла на способность пиков исчезать под действием отжига, в кристалл II диффузией была введена примесь магния [8]. Образец LiF (II), на поверхность которого был нанесен слой MgF_2 , отжигался в течение 100 часов при температуре 1000°К.

Для выяснения распределения примеси Мд в кристалле после диффузии было использовано измерение длин лучей звезды фигур травления (ЗФТ), возникающей на поверхности кристалла при действии сосредоточенной нагрузки. Зависимость между длиной лучей ЗФТ и концентрацией примеси Mg в LiF приведена в [8]. Распределение примеси Mg было проверено на контрольном образце LiF, который отжигался в тех же условиях, что и образец, предназначенный для измерения ВТ. После диффузии контрольный образец раскалывался по спайности для получения свежей поверхности так, чтобы поверхность скола была перпендикулярна к поверхности, на которую был нанесен слой MgF2. На свежей поверхности ставились отпечатки алмазного индентора на приборе ПМТ-3, после чего образец подвергался избирательному травлению в растворе FeCl₃. Возникающие при этом у отпечатка индентора звезды фигур травления имели различные размеры в зависимости от расстояния соответствующего отпечатка до поверхности, с которой шла диффузия примеси (рис. 3). Изменение длины лучей ЗФТ наблюдалось на расстояниях до 3 мм от поверхности, с которой шла диффузия. Так как толщина образца крис-

талла II, на котором измерялось ВТ, составляла 6 мм, а MgF_2 наносился на обе противоположные поверхности, можно считать, что примесь Mg распространялась за время диффузии на весь объем образиа.



Рис. 3. Относительная длина лучей ЗФТ (L) в кристаллах LiF (II), в которые введена примесь магния с помощью диффузии. L_0 — длина лучей ЗФТ до диффузии Mg^{+2} в тех же кристаллах, d — расстояние от поверхности кристалла, с которой шла диффузия примесей.

Влияние примеси Mg на температурную зависимость ВТ показано на рис. 4. Длительный отжиг образцов LiF (II) в процессе диффузии приводил к полному исчезновению пиков. Пики при 350 и 450°К возникали вновь после дополнительной деформации и увеличивались после закалки на воздухе от температуры ~700°К. Пик, наблюдавшийся ранее при 320°К, после диффузии не появлялся.



Рис. 4. Температурная зависимость внутреннего трения в кристаллах LiF (II) после диффузин в них примесей Mg^{+2} : — после деформацин ~1°/0, — после отжига при 750°С, — после закалки от 450°С, — после повторной деформации.

Отжиг снижал высоту пиков, причем, в отличие от рис. 2, уменьшались как низкотемпературный, так и высокотемпературный пики. Длительный отжиг приводил к полному исчезновению пиков. Можно полагать, что причиной уменьшения пиков является сегрегация примеси в результате отжига.

Как показывает измерение температурной зависимости рассеяния света в кристаллах LiF, при 350-480°К идет перестройка примесных ассоциаций, являющаяся начальной стадией процесса перехода примеси в твердый раствор [9]. Примесные ассоциации, в частности, ассоциации примеси Mg в LiF, контролируют движение дислокаций при температурах 220-500°K [7]. Растворение ассоциаций влияет на закрепленность дислокаций и на обусловленное их движением внутреннее трение [9].

Влияние деформации и отжига на высоту наблюдаемых пиков позволяет предположить, что пики обусловлены движением дислокаций и их взаимодействием с примесью. Пики ВТ, возникающие из-за термоактивационного отрыва дислокаций от локальных центров закрепления, которыми могут быть и примесные ассоциации, рассмотрены в работах Хасигути [10]. Такие пики являются релаксационными и их положение на температурной шкале определяется условием $\omega \tau = 1$ (ω — частота измерения, τ — время релаксации, зависящее от температуры). Наблюдавшиеся в данной работе пики были весьма неустойчивы: соответствующие им температуры менялись в пределах 5—10° при повторных измерениях и от образца к образцу. Неустойчивость пиков сильно затрудняла обнаружение их сдвигов по шкале температур при изменении частоты измерения.

При многократных измерениях температурной зависимости на образцах, выколотых из одного массивного монокристалла и имеющих различные собственные частоты изгибных колебаний, смещение пиков по температурной шкале при изменении частоты измерения также, как и в [5], обнаруживалось для пиков, наблюдавшихся при $T \ll 350^{\circ}$ К. Закономерного смещения пиков, возникавших при $T \ge 350^{\circ}$ К, замечено не было. По-видимому, положение высокотемпературных пиков ВТ на шкале температур определяется не условием $\omega \tau = 1$, а температурами, при которых происходят термические изменения состояний примесных ассоциаций в кристалле, так, как это предполагалось ранее [9].

Модель процесса, определяющего ВТ в этом случае, и его теоретическое описание пока отсутствуют. Можно предположить, что появление пиков связано с термическим растворением примесных центров определенного типа, закрепляющих дислокацию локально. Как показано в [7], макроскопическая пластичность при динамическом нагружении (предел текучести) кристаллов LiF с Mg при температурах, больших комнатной, определяется атермическим процессом преодоления дислокациями центров закрепления, возникающих в результате образовачия примесных ассоциаций.

Движение дислокации, закрепленной такими термически непреодолимыми центрами, при малых амплитудах напряжения, возникающих при измерении ВТ, в соответствии с [11] может рассматриваться как движение струны с закрепленными концами в вязкой среде. На вязкость среды, на диссипативную константу B в [11] может влиять, в частности, взаимодействие движущегося дислокационного сегмента с термически преодолимыми мелкими центрами закрепления, для которых выполняется условие $\omega \tau \ll 1$. Такими центрами могут быть простые точечные дефекты — ионы примеси, находящиеся в твердом растворе, или простейшие их ассоциации, например, диполи" ион Mg^{+2} плюс вакансия Li^+ .

Растворение термически непреодолимых для дислокаций примесных ассоциаций при повышении температуры должно влиять на внутреннее трение за счет изменения длин дислокационных петель вследствие изменения концентрации термически непреодолимых центров закрепления дислокаций.

Пики ВТ могут возникать, если растворение примесных центров происходит через ряд промежуточных стадий. Можно предположить, что с ростом температуры определенный тип примесных ассоциаций становится неустойчивым и растворяется с переходом примеси в твердый раствор.

Если состояние кристалла с примесью в твердом растворе еще не является равновесным при данной температуре, то примесь может вновь ассоциировать, образуя новые ассоциации другого типа, которые также могут быть термически непреодолимыми для дислокаций. Смена типа примесных ассоциаций, являющихся центрами закрепления дислокаций, должна приводить к немонотонному изменению закреплен. ности дислокаций и проявляться в виде пика при измерении температурной зависимости ВТ. Различие типов примесных ассоциаций может состоять в их размере, геометрии, кристаллографической ориентации и т. д. Число наблюдаемых пиков будет определяться числом возможных состояний примеси, числом возможных примесных ассоциаций, которое, в свою очередь, зависит от концентрации примеси.

Отжиг кристаллов с последующим медленным охлаждением приводит к сегрегации примесей на линиях дислокации. В тех кристаллах, в которых концентрация примеси достаточно велика, например, в LiF(I) или в LiF(II) после диффузии Mg, возможна полная блокировка дислокаций при отжиге, приводящая к исчезновению пиков. Если концентрация примеси мала, как в I.iF(II), то примеси может быть недостаточно для полной блокировки дислокаций и их закрепление остается локальным и после отжига.

Количественную информацию о процессах термической перестройки примесных ассоциаций можно получить, изучив изменение высоты соответствующих пиков во времени. Если считать, что декремент колебаний Δ связан со средней длиной l дислокационных петель степенной зависимостью, то Δ связан с числом N центров закрепления на линии дислокации как

$$\Delta \sim N^{-m}, \tag{1}$$

где т - некоторая постоянная.

Полагая, что выделение примеси из твердого раствора приводит к изменению N, можно приравнять скорости изменения N и изменения числа атомов примеси n_p в твердом растворе. Кинетику распада

А. А Тадевосян и др.

твердого раствора с образованием мелкодисперсной примесной фазы можно описать реакцией первого порядка

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{dn_p}{dt} = n_p \tau^{-1}, \qquad (2)$$

где т — характеристическое время процесса.

Отсюда находим

$$\frac{dN}{n_0 - \alpha N} = \tau^{-1} dt, \tag{3}$$

где а — среднее число атомов примеси, входящих в один центр закрепления, n₀ — общее число атомов примеси в единице объема.

Решая (3), получим

$$\frac{n_0 - \alpha N}{n_0 - \alpha N_0} = \exp\left(\frac{t}{\tau}\right),\tag{4}$$

где N_0 — число центров закрепления на линии дислокации при t = 0.

В кристаллах LiF при температурах 350—450°К большая часть двухвалентных катионных примесей находится в ассоциированном состоянии, на что указывают опыты по измерению рассеяния света в LiF: Mg [9]. Поэтому в (4) $\alpha N \gg n_0$ и $\alpha N_0 \gg n_0$. Учитывая это и используя уравнение (1), получим

$$\left(\frac{\Delta}{\Delta_0}\right)^{1/m} = \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \tag{5}$$

На рис. 5 показана зависимость ln 4 от времени изотермической



Рас. 5. Зависимость высоты пика Д, наблюдаемого при 380°К в LtF (I), от времени выдержки при температуре пика. выдержки для пика при 380°К. Используя эту зависимость и приняв, как в [11], m=4, получим τ=2500 сек. Для термоактивационного про-

цесса $\tau = \tau_0 e^{-H/kT}$, где H— энергия активации процесса, τ_0 — некоторая константа. Рассматривая дислокации как цилиндрические стоки для точечных дефектов [12], для τ_0 имеем

$$\tau_0^{-1} = \rho \gamma \alpha^2 v_0 \exp\left(-\frac{H}{kT}\right), \quad (6)$$

где ρ— плотность дислокаций, γ— константа порядка единицы,

а — константа решетки — наименьшее расстояние между положениями равновесия соответствующих точечных дефектов, у0 — частота попыток.

В наших кристаллах после деформации р составляло 10° см⁻². Беря для LiF междуатомное расстояние в направлении [110] $a = 2.9 \times \times 10^{-8}$ см и используя полученное значение т, с учетом изменения колебательной энтропии $y_0 = 10^{14}$ сек⁻¹ найдем, что H = 0.62 эв. Это

значение энергии активации хорошо соответствует энергии примесной проводимости в LiF. Ошибки в выборе констант ρ , γ , ν_0 и, в частности, в выборе константы *m* в (5) не сильно сказываются на величине *H*.

Таким образом, сделанные оценки позволяют считать, что изменение высоты пиков при температурах 350—450°К в LiF связано с растворением и образованием выделений примесной фазы и контролируется процессом миграции точечных дефектов.

Авторы выражают благодарность Я. М. Сойферу за ценные советы и помощь в работе.

Московский институт стали и сплавов, Ереванский государственный университет Поступила 29.1X.1972

ЛИТЕРАТУРА

- 1. A. Taylor. J. Appl. Phys., 32, 1799 (1961).
- 2. А. Тэйлор. Сб. Внутреннее трение и дефекты в металлах, Изд. Металлургия, М., 1965, стр. 361.
- 3. Д. Ф. Гиббсон, В. Д. Чирба. Сб. Внутреннее трение и дефекты в метала ., Изд. Металлургия, М., 1965, стр. 353.
- 4. Н. Г. Политов, Д. Н. Дрияев. ФТТ, 9, 1534 (1967).
- 5. А. А. Блистанов, Я. М. Сойфер, М. П. Шаскольская. ФТТ, 10, 1969 (1968).
- 6. W. Johnston. J. Appl. Phys., 53, 2050 (1962).
- 7. А. А. Блистанов, В. Ф. Гайдученя, М. М. Тагиева, М. П. Шаскольская. Кристаллография, 17, 361 (1972).
- 8. Л. М. Сойфер. Монокристаллы и техника, ВНИИМ, Харьков, 1970, вып. І, стр. 100.
- 9. А. А. Блистанов, А. Н. Павлов, М. П. Шаскольская. ФТТ, 13, 1901 (1971).
- 10. R. Hasiguti. Phys. Stat. Sol., 9, 157 (1965).
- 11. А. Гранато, К. Люкке. Сб. Ультразвуковые методы исследования дислокаций, 1963, стр. 27.
- 12. Дж. Динс, Дж. Виньярд. Радиационные эффекты в твердых телах, ИЛ. М., 1960, стр. 158.

Ա. Հ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Ա. Ա. ԲԼԻՍՏԱՆՈՎ, Ա. Հ. ԴՈՒՐԳԱՐՏԱՆ, Մ. Պ. ՇԱՍԿՈԼՍԿԱՅԱ

Ուսումնասիրվել է ներդին չփումը LiF թյուրեղներում 1036brg Հանախականունյան դեպրում 300-500°K ջերմաստիճանային տիրույթում։ Ուսումնասիրությունները ցույց են տըվել, որ LiF-ի ներջին չփման ջերմաստիճանային կախման կորի վրա առաջանում են մի չարբ մաբսիմումներ։ Ուսումնասիրվել է ջերմամշակման և Mg++ խառնուրդի աղդեցությունը այդ մաբսիմումների վրա։ Յույց է տրված, որ 350-450°K ջերմաստիճանային տիրույթում դիտվող մաբսիմումների վարբագիծը պայմանավորված է խառնուրդների կոմպներների առաջացման և տրոնման շետ։

THE TEMPERATURE DEPENDENCE OF INTERNAL FRICTION IN LiF MONOCRYSTALS

A. A. TADEVOSIAN, A. A. BLISTANOV, A. A. DURGARIAN, M. P. SHASKOLSKAYA

The internal friction in the LiF crystals is investigated at 300-500°K. Some peaks on the temperature curve of internal friction are discovered. It is also investigated the influence of the thermal treatment and Mg^{++} impurities on these peaks. It is shown that the change of peak height at 350-350°K is connected with the formation and dissolving of the impurity complexes.

УСЛОВИЯ СИММЕТРИЧНОСТИ ЗЕЕМАНОВСКИХ УРОВНЕЙ ЭНЕРГИИ ИОНОВ *Fe*³⁺ В АНДАЛУЗИТЕ

В. П. ШАХПАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Получены аналитические выражения для энергетических уровней ионов Fe^{3+} I и II типов в андалузите. Из этих выражений получены условия симметричности этих уровней для обоих типов ионов Fe^{3+} . Построены графические зависимости частот сигнала и накачки от напряженности магнитного поля для нонов I типа при $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 66^\circ 12'$, и для ионов II типа при $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 43^\circ 24'$.

Известно, что в кристаллической решетке андалузита имеются две группы неэквивалентных магнитных ионов Fe^{3+} , которые по классификации Бильдюкевича и др. [1] названы ионами I и II типов. Эти ионы имеют один и тот же вид спин-гамильтониана, но обладают различными значениями постоянных внутрикристаллического поля [2]. Последнее обстоятельство приводит к тому, что спектры обоих типов ионов отличаются друг от друга.

В работах [3, 4] сообщалось об успешном применении андалузита с примесью ионов Fe³⁺ (ионов II типа по вышеуказанной классификации) в качестве активного вещества в квантовых парамагнитных усилителях (КПУ). В силу достаточно больших начальных расщеплений и сравнительно небольшого значения диэлектрической постоянной применение андалузита с обоими типами ионов в КПУ миллиметрового диапазона представляет большой интерес.

Известно [5, 6], что при симметричном расположении энергетических уровней парамагнитного иона использование двухтактной схемы накачки приводит к увеличению относительной инверсии по сравнению с простой трехуровневой системой.

Исследования показывают, что применение андалузита в КПУ миллиметрового диапазона возможно, в основном, в двухтактном режиме накачки, так как при трехуровневой схеме накачки частота накачки резко возрастает (>150 Ггу). Исходя из вышеуказанных фактов, в данной работе получены аналитические выражения для симметричного расположения энергетических уровней ионов I и II типов в андалузите. Получены также зависимости частот сигнала и накачки от напряженности магнитного поля для ионов I типа при $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 66^\circ 12'$ и II типа при $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 43^\circ 24'$.

При эффективном спине $S = \frac{5}{2}$ точный расчет ориентации, необходимой для двухтактной схемы накачки, весьма затруднителен. По-

этому более удобным будет рассмотрение задачи в рамках теории возмущений.

Спиновый гамильтониан ионов Fe³⁺ в андалузите имеет следующий вид [2]: Уровни энергии ионов Fe3+ в андалузите

$$\hat{H} = D\left[\hat{S}_{z}^{2} - \frac{1}{3}S(S+1)\right] + E\left(\hat{S}_{x}^{2} - \hat{S}_{y}^{2}\right) + g\beta H\hat{S} = \hat{H}_{0} + \hat{H}_{1}, \quad (1)$$

где д - фактор спектроскопического расщепления,

β — магнетон Бора,

Н- вектор напряженности магнитного поля,

S-спиновый оператор.

Если известны собственные значения \hat{H}_0 , определяющие расщепления в нулевом магнитном поле, и соответствующие собственные кетсостояния, то \hat{H}_1 можно преобразовать к системе, в которой \hat{H}_0 имеет диагональную форму.

Этот метод более подробно описан в работе [7] и удобен тем, что вместо одного уравнения шестой степени он дает три квадратных секулярных уравнения, причем допускается, что каждый уровень энергии двухкратно вырожден при H=0.

Квадратные уравнения легко решаются и дают линейную зависимость расщеплений дублетных уровней от углов θ , φ ориентации постоянного магнитного поля [7]. Нужное условие $\varphi(\theta)$ равенства расщеплений каких-либо энергетических уровней можно теперь получить, приравняв друг другу любые два решения квадратных секулярных уравнений. Эти условия необходимые, но недостаточные, поскольку уравнения точны лишь в пределе $H \rightarrow 0$. Ошибка нахождения энергии уровней этим методом по порядку величины равна $(g\beta H)^{2}$, деленной на расщепление в нулевом поле.

Чтобы решить поставленную задачу вышеуказанным методом, надо рассчитать энергетические расщепления уровней в нулевом поле и разложить смешанные состояния в нулевом поле по чистым спиновым состояниям.

Волновые функции ионов Fe^{3+} с эффективным спином $S = \frac{5}{2}$, находящихся во внутрикристаллическом поле андалузита с спин-гамильтонианом (1), можно представить в следующем виде [8]:

$$\psi_{l}^{\pm} = a_{l} \left| S_{z} = \pm \frac{5}{2} \right| + b_{l} \left| S_{z} = \pm \frac{1}{2} \right| + c_{l} \left| S_{z} = \mp \frac{3}{2} \right|, \quad (2)$$

где индекс i = 1, 2, 3 относится к трем дублетам, а коэффициенты разложения удовлетворяют условиям нормировки

$$|a_i|^2 + |b_i|^2 + |c_i|^2 = 1.$$
(3)

Используя волновые функции (2), с помощью теории возмущений можно найти собственные значения энергии для двухкратно вырожденных состояний. Для этого надо решить систему квадратных секулярных уравнений

$$|\hat{H}_{nn'} - W\delta_{nn'}| = 0, \qquad (4)$$

где $\hat{H}_{nn'}$ — матричные элементы оператора возмущения $g\beta H\hat{S}$ для волновых функций ψ_{+}^{\pm} .

Решая эту систему уравнений, для ветвей дублетов получаем следующее аналитическое выражение:

$$W_{i}^{\pm} = \pm 2,8H \left\{ \frac{(5 a_{i}^{2} + b_{i}^{2} - 3 c_{i}^{2})^{2}}{4} \cos^{2\theta} + \sin^{2\theta} \left[\left(a_{i} c_{i} \sqrt{5} + \frac{3}{2} b_{i}^{2} \right)^{2} + 8 b_{i}^{2} c_{i}^{2} + 2 b_{i} c_{i} \sqrt{2} (2 a_{i} c_{i} \sqrt{5} + 3 b_{i}^{2}) \cos 2\varphi \right] \right\}^{1/2}.$$
(5)

Как видно из (5), для нахождения зависимости собственных значений энергии W_i^{\pm} от H, θ и φ надо знать волновые функции соответствующих состояний, т. е. коэффициенты a_i , b_i и c_i разложения смешанных состояний по чистым состояниям. Указанные волновые функции были найдены для двух типов ионов Fe^{3+} в андалузите. Для ионов I и II типов они соответственно есть

$$\begin{split} \psi_{1}^{\pm} &= -0,056 \left| \pm \frac{5}{2} > +0,9747 \right| \pm \frac{1}{2} > -0,2164 \left| \mp \frac{3}{2} >, \\ \psi_{2}^{\pm} &= -0,0195 \left| \pm \frac{5}{2} > +0,2156 \right| \pm \frac{1}{2} > +0,9763 \left| \mp \frac{3}{2} >, \\ \psi_{3}^{\pm} &= 0,9982 \right| \pm \frac{5}{2} > +0,0588 \left| \pm \frac{1}{2} > +0,0069 \right| \mp \frac{3}{2} >, \\ \psi_{1}^{\pm} &= -0,0003 \left| \pm \frac{5}{2} > +0,9999 \right| \pm \frac{1}{2} > -0,0013 \left| \mp \frac{3}{2} >, \\ \psi_{1}^{\pm} &= -0,000006 \right| \pm \frac{5}{2} > +0,0013 \left| \pm \frac{1}{2} > +0,9999 \right| \mp \frac{3}{2} >, \end{split}$$

$$\psi_{3}^{\pm} = 0,9999 \left| \pm \frac{5}{3} > \pm 0,0003 \right| \pm \frac{1}{2} > \pm 0,0000002 \left| \pm \frac{3}{2} > .$$

Подставляя в (5) коэффициенты разложения a_i , b_i , c_i из (6) и (7), - для энергий соответственно I и II типов ионов получаем

$$W_{1}^{\pm} = \pm 2,8 H \sqrt{0,2063 \cos^{2}\theta + \sin^{2}\theta (2,4642 - 1,715 \cos 2\varphi)},$$

$$W_{2}^{\pm} = \pm 2,8 H \sqrt{1,9755 \cos^{2}\theta + \sin^{2}\theta (0,3552 + 0,0323 \cos 2\varphi)},$$

$$W_{3}^{\pm} = \pm 2,8 H \sqrt{6,2135 \cos^{2}\theta + \sin^{2}\theta (0,0002 \pm 0,000075 \cos 2\varphi)},$$

$$W_{1}^{\pm} = \pm 2,8 H \sqrt{0,2499 \cos^{2}\theta + \sin^{2}\theta (1,2491 - 0,011 \cos 2\varphi)},$$

$$W_{2}^{\pm} = \pm 4,2 H \cos \theta \left(= \pm \frac{3}{2} g \beta H \cos \theta \right) - \text{чистое состояние},$$

$$W_{3}^{\pm} = \pm 7,0 H \cos \theta \left(= \pm \frac{5}{2} g \beta H \cos \theta \right) - \text{чистое состояние}.$$
(8)

Условия симметричного расщепления уровней для обоих типов ионов получаются из (8) и (9), если потребовать, чтобы

$$W_1^+ - W_1^- = W_2^+ - W_2^-,$$
 (10)

$$W_1^+ - W_1^- = W_3^+ - W_3^- \tag{11}$$

$$W_2^+ - W_2^- = W_3^+ - W_2^-$$
(19)

Для ионов I типа получаем:

из (10)
$$\cos 2 \varphi = 2,195 - \frac{1,009}{\sin^2 \theta}$$
, (13)

из (11)
$$\cos 2 \varphi = 4,9413 - \frac{3,503}{\sin^2 \theta}$$
, (14)

из (12)
$$\cos 2 \varphi = -142, 2 + \frac{131, 2}{\sin^{2\theta}}$$
 (15)

Для ионов II типа получаем

из (10)
$$\cos 2\varphi = 424,9 - \frac{200}{\sin^2 \theta}$$
, (16)

из (11)
$$\cos 2\varphi = 824,9 - \frac{600}{\sin^2 \theta}$$
. (17)

Из (12) следует, что симметричный режим невозможен, так как эти состояния остаются чистыми при всех ориентациях.

На рис. 1 и 2 приведены графики зависимости φ(θ) для обоих типов ионов Fe³⁺ в андалузите.



Рис. 1. Ориентация для двухтактной работы усилителя на нонах Fe³⁺ I типа в андалузите.





На основе (13) и (16) нами были найдены спектры и построены графики зависимостей частот сигнала и накачки от напряженности магнитного поля при $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 66^\circ 12'$ для ионов I типа и $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 43^\circ 24'$ для ионов II типа.

Как видно из рис. 3, частоты сигнала вблизи 75 Гид почти не зависят от изменения значения внешнего магнитного поля в интервале 686—3





Рис. 3. Зависимость частот сигнала и накачки для ионов Fe^{3+1} I типа в андалузите в одном из симметричных режимов ($\varphi = 0^{\circ}, \ \theta = 66^{\circ}12'$).

Рис. 4. Зависимость частот сигнала и накачки для ионов Fe^{3+} II типа в андалузите при симметричном режиме ($\varphi = 0^{\circ}, \ \theta = 43^{\circ}24'$).

(6,5-10,5) кэ, в то время, как соответствующие частоты накачки изменяются в пределах от 117,6 до 126,4 Ггу. Этот режим может быть с успехом применен при создании КПУ миллиметрового диапазона.

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 16.ПІ.1973.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Бильдюкевич и др. ЖЭТФ, 39, 1548 (1960).

2. F. Holuj, J. R. Thyer, N. E. Hedgecock. Canad. J. Phys., 44, 509 (1966).

- 3. 4. И. И. Еру, С. А. Песковацкий, А. Н. Чернец. Радиотехника и электроника-13, 1045, 1049 (1968).
- 5. А. Сигмен. Мазеры, Изд. Мир, 1966.
- 6. Н. В. Карлов, А. А. Маненков. Квантовые усилители. Под ред. А. М. Прохорова, Институт научной информации АН СССР, Итоги науки, серия Радиофизика, 1966.

7. E. U. Condon, H. Odishaw. Handbook of Physics, pt. 2, New-York, 1958, pp. 48-51.

8. H. Hollis Wickman, Melvin P. Klein, D. A. Shirly. J. Chem. Phys., 42, 2113 (1965).

Fe³⁺ ԻՈՆՆԵՐԻ ԶԵԵՄԱՆՅԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐԻ ՍԻՄԵՏՐԻԿՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԸ ԱՆԴԱԼՈՒԶԻՏՈՒՄ

Վ. Պ. ՇԱԽՊԱՐՑԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Umuguus bu Fe³⁺ I և II տիպի իոնների էներգետիկ մակարդակների անալիտիկ արտահայտունյուններն անդալուղիտում, այդ մակարդակների սիմետրիկունյան պայմանները, աղդանշանի և մղման հաճախունյունների կախվածունյունն արտաքին մագնիսական դաշտից I տիպի իոնների համար՝ $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 66^{\circ}12'$ դեպքում, իսկ II տիպի իոնների համար՝ $\varphi = 0^\circ$, $\theta = 43^{\circ}24'$ դեպքում,

THE SYMMETRY CONDITIONS OF THE ENERGY-LEVELS IN TRIVALENT-IRON-DOPED ANDALUSITE

W. P. SHAKHPARIAN, R. M. MARTIROSIAN

The analytical expressions for energy-levels of Fe^{3} + I and II type ions in andalusite, the symmetry conditions for these levels, the external magnetic field dependence for the signal and pumping frequency for I type ions at $\varphi = 0^{\circ}$, $\theta = 66^{\circ}12'$ and for II type ions at $\varphi = 0^{\circ}$, $\theta = 43^{\circ}24'$ have been obtained.

ОБ ОДНОМ МЕТОДЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ТРАНЗИСТОРНОГО КАСКАДА С ИНДУКТИВНОЙ НАГРУЗКОЙ, ОБЕСПЕЧИВАЮЩЕМ ОПТИМАЛЬНЫЕ ПЕРЕХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ТОКА И НАПРЯЖЕНИЯ

М. Г. ТОХМАХЯН

Рассматриваются некоторые особенности работы транзисторного каскада на индуктивную нагрузку с относительно малой активной составляющей. Предлагается метод уменьшення выбросов напряжения с сохранением высокого быстродействия каскада. Приводятся расчетные соотношения и графики для определения амплитуды выброса напряжения, а также времени установления тока в индуктивной ветви эквивалентного контура.

При работе транзисторного импульсного усилителя (рис. 1*a*) на индуктивную нагрузку выбросы напряжения, возникающие при запирании транзистора внешним входным сигналом, могут значительно превышать предельно допустимые значения соответствующих параметров транзистора и привести к электрическому пробою последнего. Включение шунтирующих нелинейных двухполюсников — диодов, стабилитронов, ограничивающих напряжение на транзисторе в пределах допу-



Рис. 1.

стимого значения, приводит к заметному увеличению времени установления тока в индуктивности. В случае, когда транзисторный каскад возбуждается входными сигналами отпирающей полярности, при выполнении условия

$$L_{\rm H} \frac{di_L}{dt} \geqslant E_{\rm a} - V_{\rm nHc} \tag{1}$$

он оказывается в режиме насыщения.

Здесь и на рис. 1 приняты следующие обозначения: L_u — индуктивность нагрувки, $C_{\rm H}$ — емкостная составляющая нагрузки,

- R_и шунтирующее сопротивление для обеспечения расчетного режима установления тока,
 - *i*_L ток через индуктивную ветвь контура,
- Еп напряжение питания каскада,
- V_{нас} напряжение насыщения транзистора,
 - r_ --- активное сопротивление катушки индуктивности.

В режиме насыщения нарастание тока в индуктивности происходит по линейному закону (если пренебречь сопротивлением транзистора в этом режиме), и при заданной нагрузке время нарастания определяется напряжением питания каскада. После выхода транзистора из насыщения закон изменения тока определяется режимом эквивалентного контура, представленного на рис. 16. В практических схемах время нарастания тока в режиме насыщения составляет 90-950/0 от полного времени установления тока [1], которым и определяется быстродействие каскада.

По вышеуказанным причинам усилители с индуктивной нагрузкой имеют существенно низкое быстродействие, что, в конечном итоге, определяет технически низкие показатели по быстродействию таких устройств, как янакогенерирующие ЭЛТ, устройства радиоавтоматики и т. д.

Возможность электрического пробоя можно предотвратить и существенно сократить время установления тока в индуктивной нагрузке. если применять схемные решения, позволяющие поддерживать на коллекторе транзистора напряжение, необходимое для его работы в активном режиме. Возможность применения подобных схемных решений в значительной мере определяется величиной выброса напряжения, возникающего при отпирании или запирании транзистора, обладающего характеристиками генератора тока. С этой точки зрения определенный интерес представляют методы уменьшения выбросов напряжения с одновременным сохранением возможно минимального времени установления тока в индуктивной ветви. В данной работе рассматриваются два метода возбуждения эквивалентного контура (рис. 16), составленного для простейшего транзисторного каскада с индуктивной нагрузкой (рис. 1а): возбуждение генератором тока, обеспечивающим идеальный скачок тока, и возбуждение генератором тока, обеспечивающим экспоненциальное нарастание фронта тока. Критерием оптимальности при оценке результатов в данном случае принимается минимальное время нарастания тока при заданном значении выброса напряжения.

Анализ работы транзисторного каскада можно выполнить на основе эквивалентной схемы, представленной на рис. 16. Она легко получается из полной эквивалентной схемы [2], если принять $r_9 = 0$, $\mu_{9K} = 0$ и $r_L = 0$, что имеет место для выходных каскадов, реализованных на транзисторах средней и большой мощности и работающих при сравнительно больших токах. Если время установления тока в индуктивной ветви $T_{ycr} \gg \tau_{\beta}$, что выполняется для большинства практических схем усилителей с индуктивной нагрузкой, то допустимы также следующие приближения:

$$r_{\kappa}^{*}(p) \approx \frac{r_{k}}{1+\beta}, \quad C_{k}^{*}(p) \approx C_{k}(1+\beta), \quad \beta(p) I(p) \approx \beta I(p).$$

На рис. 18] приведена эквивалентная схема после сделанных допущений, где приняты следующие обозначения:

$$C = C_n + C_\kappa (1 + \beta)$$
 — эквивалентная емкость контура,
 $R = R_n \parallel \frac{r_\kappa}{1 + \beta}$ — эквивалентное сопротивление контура,
 $L = L_n$ — индуктивность нагрузки.

Рассмотрим сначала возбуждение эквивалентного контура (рис. 1*в*) генератором тока, обеспечивающим идеальный перепад тока. Анализ переходных характеристик в апериодическом, критическом и колебательном режимах, описываемых операторным выражением второго порядка для выбросов малой величины, содержится в работе [2]. Большие значения выбросов напряжения, характерные при работе транзисторного каскада на значительную индуктивную нагрузку, в частности, на электромагнитную отклоняющую систему ЭЛТ, требующую также большой точности установления тока $\pm 0,5^{\circ}/_{0}$, не позволяют использовать результаты, приведенные в [2].

На рис. 2, 3 изображены графики функций $U_m = f(m)$ и $T_{\rm vcr} = f(m)$, представляющие собой зависимости максимального нор-



мированного значения выброса напряжения Um и нормированного вре-

мени T_{ycr} установления тока в индуктивной ветви от параметра контура *m*, где приняты следующие обозначения:

$$m = \frac{L}{R^2 C}$$
 — коэффициент, определяющий режим контура,
 $U_m = \frac{V_m}{I_0}$ — максимальное нормированное значение напряжения

$$T_{ycr} = \frac{t_{ycr}}{\sqrt{LC}}$$
 — нормированное время установления тока в индуктивной ветви с точностью $\pm 0,5^{0}/_{0}$, $\rho = 1/\frac{L}{C}$ — волновое сопротивление контура.

Рассмотрим теперь случай возбуждения эквивалентного контура генератором тока, обеспечивающим экспоненциальное нарастание фронта тока с постоянной времени 7. Для этого случая переходные характеристики для напряжения и тока записываются в следующей форме:

$$V(T) = Ae^{-\frac{\sqrt{m}}{2}T} \sin \frac{\sqrt{4-m}}{2} T - Be^{-\frac{\sqrt{m}}{2}T} \cos \frac{\sqrt{4-m}}{2} T + Be^{-k\frac{\sqrt{m}}{2}T}, (2)$$

$$i_{L}(T) = 1 - (1 - C) e^{-k\frac{\sqrt{m}}{2}T} - Ce^{-\frac{\sqrt{m}}{2}T} \cos \frac{\sqrt{4-m}}{2} T - \\-De^{-\frac{\sqrt{m}}{2}T} \sin \frac{\sqrt{4-m}}{2} T, \qquad (3)$$

где

$$A = \frac{2k(k-1)}{\sqrt{4-m} \left[(k-1)^2 + \frac{4-m}{m} \right]}$$

$$B = \frac{2k}{\sqrt{m} \left[(k-1)^2 + \frac{4-m}{m} \right]}$$

$$C = \frac{k(k-2)}{(k-1)^2 + \frac{4-m}{m}},$$

$$D = \frac{k \left[(k-1) + \frac{4-m}{m} \right] \sqrt{m}}{\sqrt{4-m} \left[(k-1)^2 + \frac{4-m}{m} \right]}$$

а безразмерная постоянная времени k определяется как

$$k=\frac{2}{m}\frac{\sqrt{LC}}{\gamma}.$$

359

на

(4)

На рис. 4, 5 приведены графики функций $U_m = f(m)_{k=\text{const}}$ и $T_{\text{уст}} = f(m)_{k=\text{const}}$, представляющие собой зависимости максимального нормированного значения напряжения U_m на контуре и нормированного времени $T_{\text{уст}}$ установления тока в индуктивной ветви от парамет-



ра контура *т* для ряда значений безразмерной постоянной времени k. Графики построены на основе функциональных соотношений (2) и (3).

Сопоставляя графики функций $U_m = f(m)$ (рис. 2) и $T_{ycr} = f(m)$ (рис. 3) с соответствующими графиками при возбуждении контура сигналом экспоненциальной формы, нетрудно убедиться, что при значениях нормированного выброса напряжения $0,1 \div 0,3$ время установления тока (с точностью $\pm 0,5^{0}/_{0}$) получается минимальным в случае возбуждения эквивалентного контура генератором тока, обеспечивающим экспоненциальное нарастание фронта тока. В среднем выигрыш по быстродействию составляет $30 \div 40^{0}/_{0}$. Для наглядной иллюстрации вышесказанного рассмотрим простейший пример: $L=10^{-3}$ гн, $C=1000 \ n\phi$.

1. Возбуждение контура генератором тока, обеспечивающим единичный скачок.

Примем $U_m = 0,2$; тогда согласно графику рис. 2 m = 20 и для такого значения m из графика рис. З находим $T_{ycr} = 24$ и, следовательно,

$$t_{\rm ycr} = \sqrt{LC} T_{\rm ycr} = 24 \cdot 10^{-6} \ ce\kappa.$$

2. Возбуждение контура генератором тока, обеспечивающим экспоненциальное нарастание фронта с безразмерной постоянной времени k. Возьмем k = 0,4; тогда согласно графику рис. 4 значению $U_m = 0,2$ соответствует m = 2,7 и из графика рис. 5 находим $T_{ycr} = 15$ и $t_{ycr} = \sqrt{LC} T_{ycr} = 15 \cdot 10^{-6}$ сек.

Постоянная времени возбуждающего сигнала при этом определяется из выражения (4)

$$\gamma = \frac{2}{mk} \sqrt[V]{LC} = 1,85 \cdot 10^{-6}$$
 cer.

Таким образом, возбуждение эквивалентного контура генератором тока, обеспечивающим экспоненциальное нарастание фронта тока, следует считать оптимальным, если за критерий оптимальности принимать минимальное время установления тока в индуктивной ветви при заданном значении выброса напряжения на контуре.

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Поступила 20. IV. 1973

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Е. Popodi. Electronic Design, 16, 4 (1968). 2. Т. М. Алаханян. Линейные импульсные усилители, Изд. Связь, 1970.

> ԻՆԴՈՒԿՏԻՎ ԲԵՌՈՎ ՏՐԱՆԶԻՍՏՈՐԱՅԻՆ ԿԱՍԿԱԴԻ ԳՐԳՌՄԱՆ ՄԻ ՍԿԶԲՈՒՆՔԻ ՄԱՍԻՆ, ՈՐԸ ԱՊԱՀՈՎՈՒՄ Է ՀՈՍԱՆՔԻ ԵՎ ԼԱՐՄԱՆ ՕՊՏԻՄԱԼ ԱՆՑՈՂԻԿ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԸ

Մ. Գ. ԹՈԽՄԱԽՅԱՆ

Գիտարկվում են դիմադրության Համեմատարար փոքր ակտիվ ակտիվ բաղադրիչ ունեցող ինդուկտիվ բեռով արանդիստորային կասկադի աշխատանքի որոշ առանձնաՀատկությունները։ Առաջարկվում է մի սկղթունք, որը պաՀպանելով կասկադի բարձր արագագործությունը թուլլ է տալիս փոքրացնել լարման խոյակների մեծությունը։ Բերվում են լարման խոյակների ամպլիտուղի և էկվիվալննա կոնտուրի ինդուկտիվ Հյուղում Հոսանքի Հաստատման ժամանակը որոշման Համար Հաշվարկային բանաձևեր և գրաֆիկներ։

ON THE METHOD OF EXCITEMENT OF TRANSISTOR STAGE WITH INDUCTIVE LOAD, ENSURING OPTIMAL TRANSIENT CURRENT AND VOLTAGE CHARACTERISTICS

M. G. TOKHMAKHIAN

Certain features in the operation of transistor stage loaded by impedance with relatively small active component are considered. A method is suggested that reduces the overshooting of voltage and retains the high level of operation rate. Formulas and graphs are given for the estimation of amplitude of voltage overshootings as well as for current equilibrium time in the inductive branch of equivalent circuit.

НАБЛЮДЕНИЕ СВЕТОВОГО СИГНАЛА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ МНОГОПРОВОЛОЧНУЮ ПРОПОРЦИОНАЛЬНУЮ КАМЕРУ

М. В. АНОХИН, Е. А. БОНДАРЕНКО, В. М. КУКАРЕВ, Г. Г. МАРИКЯН, Н. И. НИКИТИН, В. М. ХАРИТОНОВ

Исследовался световой сигнал, наблюдаемый при прохождении релятивистских электронов через многопроволочную пропорциональную камеру. В качестве рабочего газа использовалась смесь CO_2 , Ar, Ne и C_2H_5OH . Значительная величина светового сигнала позволяет рассматривать вопрос о его практическом использовании при создании детектора.

При прохождении заряженной частицы через пропорциональную камеру, имеющую тонкую анодную нить, в процессе газового усиления в зоне образования лавины присутствует значительное количество возбужденных атомов, которые могут дать световой сигнал, по яркости достаточный для четкой регистрации.

Время свечения в этом случае будет ограничиваться временем образования лавины, а именно, длительностью возрастания электронной компоненты, и временем высвечивания возбужденных атомов. Длительность возрастания электронной компоненты в силу соотношения [1]

$$T(r) = \frac{r^2 \ln \frac{r_{\text{RAYOAR}}}{r_{\text{AHOAR}}}}{2 U_0 k},$$

где U_0 — внешнее напряжение, k — подвижность электронов при E/p=5, r — расстояние от места образования первичного иона до анода, E — напряженность поля, p — давление газа, получается равной $\sim 1,5$ нсек для смеси Ar и CO_2 при реальной геометрии камеры. Основную неточность в эту оценку дает отсутствие точных значений коэффициента k. Время высвечивания возбужденных атомов составляет около 10 нсек. Таким образом, можно пытаться получить длительность светового сигнала с пропорциональной многопроволочной камеры менее 20 нсек. Флуктуация времени образования лавин относительно момента прохождения частицы через пропорциональную камеру с расстоянием от анода до катода, равным 6 мм, по нашим оценкам не должна превышать 6—8 нсек.

О наблюдении светового сигнала от пропорционального однонитевого счетчика сообщается в [2]. В этой работе пропорциональный счетчик наполнялся ксеноном с небольшими добавками азота и при облучении рабочего объема рентгеновскими фотонами с энергией 5,9 Кэв регистрировался световой импульс, коррелированный с токовым сигналом с проволочки.

В настоящее время в экспериментах физики высоких энергий широкое распространение получают многопроволочные пропорциональ-

Наблюдение сигнала при прохождении частиц через камеру

ные камеры, отличительной чертой которых является большое газовое усиление, для чего в составе рабочего газа используются гасящие добавки. Эти добавки увеличивают число безизлучательных переходов в смеси газа и интенсивно поглощают испущенные фотоны. Отсюда следует, что относительный световой выход должен быть значительно ниже. Между тем, использование светового импульса в многопроволочных пропорциональных камерах представляет еще больший интерес, чем в однонитевых пропорциональных счетчиках, наполненных чистым газом.

Для наблюдения светового сигнала от многопроволочной пропорциональной камеры собрано устройство, схематически показанное на рис. 1. Использовалась многопроволочная пропорциональная камера (1)



Рис. 1. Устройство для наблюдения светового сигнала от многопроволочной пропорциональной камеры.

с рабочей поверхностью $60 \times 60 \ mm^3$. Конструкция камеры с некоторыми изменениями позаимствована из работы [3]. Анод собран из молибденовой позолоченной проволоки с толщиной 20 *мк* с межпроволочным расстоянием 3 *мм*. Катоды собраны из такой же проволоки с толщиной 100 *мк* с межпроволочным расстоянием 1 *мм*. Расстояние от анода до катодов — 8 *мм*. Корпус камеры изготовлен из оргстек. ла, окна заклеены лавсаном толщиной 50 *мк*. Газовая система работала в режиме "на продув" с использованием смеси $Ne - 10^{0}/_{0}$, $Ar - 20^{0}/_{0}$, $CO_{2} - 70^{0}/_{0}$, проходящей через абсолютный спирт.

Камера помещалась в светонепроницаемую коробку (2) и просматривалась при помощи расположенного под углом зеркала (4) фотоэлектронным умножителем типа $\Phi \partial \mathcal{Y} - 24$ с индивидуально подобранным делителем и без предусилителя. Источником электронов (5) с энергией $E_{\beta} = 2,15$ Мэв служила смесь $Sr^{90} + \int^{90}$. Многопроволочная камера работала в режиме ограниченной пропорциональности при ксэффициенте газового усиления ~10⁵.



Рис. 2. Некоторые типичные виды одиночных осциллограмм при прохождении заряженной частицы через пропорциональную камеру. Верхний луч осциллографа модулировался световым сигналом, нижний луч модулировался токовым сигналом с проволочки.

Наблюдение сигналов велось с помощью двухлучевого осциллографа с памятью, оба луча которого запускались токовым сигналом с проволочки. В работе использовался сигнал только от одной анодной проволочки, остальные для уменьшения шумов заземлялись. Для сравнения токового и светового сигналов нагрузочные сопротивления ФЭУ и анодной проволочки брались одинаковыми и составляли 50 ом. Токовый сигнал с проволочки усиливался усилителем с полосой пропускания 30 Мгц и коэффициентом усиления 600.

На рис. 2 показана серия фотографий одиночных сигналов, полученных с экрана осциллографа. Верхний луч модулировался сигналом с ФЭУ, нижний — токовым сигналом с проволочки. Цена деления шкалы осциллографа составляет 200 нсек. Снимки показывают, что световой сигнал, возможно, более короткий, чем токовый. Крутизна фронтов, очевидно, ограничена возможностями использованного осциллографа, имеющего полосу пропускания около 1 *Мгц.* Характер изменения обоих сигналов во времени соответствует друг другу, причем световой сигнал имеет более четко выраженную структуру. Подавление шумов светового сигнала не представляло больших трудностей, чем отделение от шумов токового сигнала, и производилось подбором смеси газов и выбором рабочего напряжения. Воспроизводимость результатов эксперимента хорошая.

Авторам представляется возможным использовать световой сигнал от многопроволочной пропорциональной камеры, образованный при прохождении через рабочий объем заряженной частицы, для создания счетчика с большой аппертурой и малым количеством вещества, а также в тех приборах, где необходимо использование газовых сцинтилляторов. Нам кажется, что работа счетчика будет стабильной, а долговечность — превышать долговечность сцинтилляционных счетчиков. В ряде экспериментов световой импульс от многопроволочной пропорциональной камеры позволит осуществить сборку информации со всего рабочего объема.

Авторы выражают благодарность за помощь в работе сотрудникам лаборатории В. С. Асояну, Е. И. Кургину, Р. С. Нанагуляну. Ереванский физический институт Поступила 16.Х.1972

ЛИТЕРАТУРА

D. H. Wilkinson. Ionization chambers and counters, Cambridge, (1950).
 A. J. P. L. Polikarpo. Nuclear Instruments and Methods. 77, 309, (1970).
 G. Sharpak. Nuclear Instruments and Methods, 62, 262 (1968).

ԼՈՒՅՍԱՅԻՆ ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ԴԻՏՈՒՄԸ ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ԲԱԶՄԱԼԱԲ ԽՑԻԿԻ ՄԻՋՈՎ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԱՆՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Մ. Վ. ԱՆՈԽԻՆ, Ե. Ա. ԲՈՆԴԱՐԵՆԿՈ, Վ. Մ. ԿՈԻԿԱՐԵՎ, Գ. Գ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Ն. Ն. ՆԻԿԻՏԻՆ, Վ. Մ. ԽԱՐԻՏՈՆՈՎ

Համեմատական բաղմալար խցիկի միջով ռելյատիվիստիկ էլեկտրոնների անցման դեպբում հոսանքային ազդանշանի հետ միաժամանակ դիտվել է լույսային ազդանշան։ Որպես աշխատանքային դաղ օգտագործվել է CO₂-ի, Ar-ի, Ne-ի և C₂H₅OH-ի խառնուրդը։ Լույυωյին ազդանջանի զգալի մեծուβյունը βույլ է տալիս դետեկտոր ստեղծելիս դործնականում բննարկել այն օգտագործելու հարցը։

OBSERVATION OF LIGHT SIGNAL AT THE TRANSIT OF CHARGED PARTICLE THROUGH THE MULTIWIRE PROPORTIONAL CHAMBER

M. V. ANOKHIN, E. A. BONDARENKO, V. M. KUKAREV, G. G. MARIKIAN, N. I. NIKITIN, V. M. KHARITONOV

The light signal was observed simultaneously with the current pulse at the transit of relativistic electrons. The mixture of CO_a , Ar, Ne and C_2H_5OH was used as working gas. The significant magnitude of the light signal allows to consider its practical application at the designing of particle detectors.

КОНВЕРТОРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА И ПРИБОРЫ НА ИХ ОСНОВЕ

Ж. Х. ХАЧАТРЯН

Рассматривается возможность применения сцинтилляторов ЖС-9 и РОРОР в качестве конверторов вакуумного ультрафиолетового излучения. Изготовлены лабораторные образцы ФЭУ, в конструкциях которых входное окно представляет собой сцинтиллятор из уранового стекла марки ЖС-9.

Наряду со специальными фотоэлектрическими приемниками для регистрации вакуумного ультрафиолетового излучения широко применяются приемники, работающие на принципе преобразования коротковолнового излучения в более длинноволновое при помощи конверторов. В настоящее время распространены приемники с конверторами из салициловокислого натрия. Однако их невысокие эксплуатационные качества позволяют использовать их только в лабораторных условиях. Для работы в жестких климатических и механических условиях необходимо разработать новые приемники, сочетающие приемлемые спектральные характеристики с хорошими эксплуатационными качествами.

С этой целью мы исследовали сцинтиллятор, состоящий из 2% *Р* терфенила и 0,02% тетрафенил бутадиена (РОРОР) на полистиролевой основе, и стеклянный сцинтиллятор — урановое стекло марки ЖС—9. Пластины РОРОР разной толщины (вплоть до 0,05 *мм*) были получены плавлением под давлением при температуре +125°С. Они имели очень гладкую поверхность и не нуждались в дальнейшей механической обработке. Урановые стекла марки ЖС—9 разной толщины (вплоть до 0,1 *мм*) были получены при помощи механической обработки.

Аппаратура и методика измерения были описаны в работе [1]. Сравнивались по квантовой эффективности конверторы ЖС-9 и РОРОР (оба с толщиной 0,1 *мм*). Полученные результаты оценивались путем сравнения с результатами, полученными для салициловокислого натрия (толщина слоя равнялась 1,5 *ми/см²*), так как известно [2-4], что он обладает постоянным квантовым выходом в области спектра от 400 до 3400 Å. Все измерения проводились на одном фотоэлементе с Sb-Na-K-Cs-фотокатодом.

Результаты измерений приведены на рис. 1. Из рисунка видно, что конвертор из уранового стекла ЖС—9 является наиболее эффективным преобразователем ультрафиолетового излучения и обладает почти постоянным квантовым выходом в широком интервале длин волн спектра. РОРОР по эффективности уступает как ЖС—9, так и салициловокислому натрию. Наличие экстремумов на кривой для РОРОР определяется, по-видимому, пропусканием полистирола в вакуумной ультрафиолетовой области спектра.



Рис. 1. Спектральные характеристики Sb-Na-K-Cs-фотоэлемента с конвертерами излучения ЖС-9 (кривая 1), РОРОР (кривая 2), салициловокислый натрий (кривая 3) и без конвертора (кривая 4).

Исследованные конверторы были использованы нами в нескольких конструкциях приемников излучения. Самым подходящим оказалось урановое стекло ЖС-9. Конверторы РОРОР уступают ЖС-9 как по энергетическому выходу, так и по эксплуатационным характеристикам. РОРОР можно использовать в виде пластины, приклеенной с наружной стороны на торцевое стекло ФЭУ. Это создает определенные неудобства при эксплуатации такого приемника в жестких климатических и механических условиях. Урановое стекло ЖС-9 хорошо сваривается с электровакуумным стеклом, из которого изготовляют баллоны ФЭУ. Это дает возможность в качестве входного окна в конструкциях ФЭУ использовать стекло ЖС-9. Этим сильно упрощается технология изготовления колб ФЭУ для ультрафиолетового диапазона, так как прозрачные в дальнем ультрафиолете материалы, такие, как кварц, флюорит, сапфир, фтористый «литий — малотехнологичны и требуют для приварки с электровакуумным стеклом серию переходных стекол или металлов. По этой причине в настоящее время у нас в стране выпускают только три типа ФЭУ, в которых в качестве входного окна используется кварц с коротковолновой границей пропускания 1600 А.

Нами были изготовлены лабораторные образцы ФЭУ с конверторами из уранового стекла. Для таких ФЭУ использовалась базовая конструкция малогабаритных ФЭУ с шаровидной динодной системой из сплава AlMgSi [5]. Конструкция ФЭУ с входным окном из уранового стекла марки ЖС—9 отличается от базовой конструкции только материалом входного окна. Входное окно представляет собой сцинтиллятор из уранового стекла марки ЖС—9. Полупрозрачный многощелочной фотокатод наносится непосредственно на ЖС—9, который одновременно является торцевым стеклом колбы ФЭУ.

Конверторы излучения для вакуумного ультрафиолета

В энергетических измерениях при помощи конверторов излучения важное значение имеет определение области полного поглощения возбуждающего излучения, так как этой областью ограничивается линейность конверторов. На рис. 2 приведены зависимости энергетического выхода от длины волны падающего излучения для ЖС-9 с толщиной 0,1, 0,5 и 1 мм и слоя салициловокислого натрия толщиной 1,5 м2/см².



Рис. 2. Спектральные зависимости энергетического выхода для ЖС-9 с толщиной 0,1, 0,5 и 1 мм и салициловокислого натрия (кривые 1, 2, 3 и 4 соответственно).





Как видно из кривых, энергетический выход линейно зависит от длины волны возбуждающего излучения до тех пор, пока это излучение целиком поглощается сцинтиллятором. Как только материал начинает пропускать излучение, энергетический выход начинает резко падать, что связано с уменьшением вероятности возникновения элементарных процессов преобразования излучения. При этом оказывается, что чем тоньше стекло, тем больше его энергетический выход. Это объясняется поглощением собственного излучения самим материалом с ростом толщины. Наряду с увеличением светового выхода при уменьшении толщины стекла наблюдается также смещение максимума светового выхода в сторону коротких длин волн за счет сдвига коротковолновой границы пропускания. В результате уменьшается спектральная область, в которой сохраняется линейная зависимость энергетического выхода и имеет место постоянство квантового выхода сцинтиллятора.

К тому же, применение столь тонких торцевых стекол в качестве входных окон связано, с одной стороны, с уменьшением прочности баллона ФЭУ, а с другой — с трудностями заварки этих стекол. Как показали испытания образцов на повышенное давление (2 *атм*) и термоудар (+50 ÷ --60°C), прочность колбы (при диаметре стекла 19 *мм*) еще достаточна при толщине торцевого стекла 0,3 *мм*. Однако при заварке таких тонких стекол резко увеличивается брак за счет искривления входного окна ФЭУ. По этой причине мы остановились на толщине стекол ЖС-9, равной 0,5 *мм*. Технология обработки полупрозрачного фотокатода не отличалась от общепринятой. 686-4

На рис. З приведены спектральные характеристики $\Phi \partial Y - 71$ с окном из кварца (фотокатод Sb-Cs) и $\Phi \partial Y$ с окном из $\mathcal{KC}-9$ (фотокатод Sb-Na-K-Cs). Из рисунка видно, что в ближнем ультрафиолете $\Phi \partial Y - 71$ по чувствительности превосходит $\Phi \partial Y$ с $\mathcal{KC}-9$ на 15÷ $\div 20^{\circ}/_{\circ}$. Однако в вакуумном ультрафиолете чувствительность $\Phi \partial Y$ с $\mathcal{KC}-9$ значительно превосходит чувствительность $\Phi \partial Y - 71$ и простирается вплоть до 900 Å (коротковолновая граница эксперимента).

Таким образом, урановое стекло марки ЖС-9 можно использовать для создания широкополосного фотоприемника, обладающего преимуществом равномерной спектральной чувствительности в вакуумной ультрафиолетовой области спектра.

В заключение автор выражает глубокую благодарность А. Е. Меламиду за полезные советы и обсуждение работы.

Филиал Бюраканской астрофизической обсерватории по космическим исследованиям

Поступила 5.Х.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ж. Х. Хачатрян, А. Е. Меламид, А. А. Гужов. Изв. АН СССР, сер. физ., 35, 624 (1971).

2. W. Slavin, R. W. Mooney, D. T. Polumbo. J. Opt. Soc. America, 51, 93 (1961).

3. J. A. R. Samson. J. Opt. Soc. America, 54, 6 (1964).

4. R. Allison, J. Burus, A. J. Tuzzolino. J. Opt. Soc. America, 54, 1381 (1964).

5. Г. Э. Левин, А. Е. Меламид, А. М. Потапов, М. Т. Пахомов. Электронная, техника, сер. 4, вып. 6, 37 (1968).

ՎԱԿՈՒՄԱՅԻՆ ՈՒԼՏՐԱՖԻՈԼԵՏ ՏԻՐՈՒՅԹԻ ՀԱՄԱՐ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՎԵՐԱՓՈԽԻՉՆԵՐԸ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱԾ ՍԱՐՔԵՐԸ

d. w. wugusesut

Գիտարկվում է ЖС-9 տիպի ուրանային ապակու և POPOP տիպի պլաստմասային սցինտիլյատորների օգտագործման Տնարավորությունը որպես վակումային ուլտրաֆիոլնտտիրույթում օգտագործվող Ճառագայթման վերափոխիչներ։ Պատրաստված է ֆոտորագմապատկիչի լաբորատորային նմուշը։ Նրա կառուցվածքում որպես մուտքի պատուճան օգտագործվում է ЖС-9 տիպի ուրանային ապակի։

THE CONVERTERS FOR VACUUM ULTRAVIOLET RADIATION AND INSTRVMENTS ON THEIR BASES

G. Kh. KHACHATRIAN

The possibilities of the utilization of uranic glass GS—9 and plastic scintillator POPOP as converters for vacuum ultraviolet radiation are considered. The laboratory model of photomultiplier with uranic glass as entrance window was made.

МАГНИТНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ МЕЧЕНИЯ 7-КВАНТОВ

А. С. БАГДАСАРЯН, Э. О. БАРСЕГЯН, А. А. ТАШЧЯН, В. Х. ХААДЫБАНОВ

Предлагается магнитный спектрометр высокого разрешения, осуществляющий мечение квантов в широком диапазоне энергий, с использованием малого количества детекторов и блоков быстрой влектроники.

1. Введение

Метод меченых квантов нашел широкое применение в экспериментах по электромагнитным взаимодействиям [1-3]. Определение энергии кванта тормозного излучения с хорошей точностью осуществляется путем измерения энергии электрона отдачи. Создание высокоразрешающего спектрометра, способного анализировать импульсы электронов отдачи в широком диапазоне, связано с необходимостью использования большого количества детекторов (отличающихся размерами) и громоздкой системы быстрой электроники.

Нахождение подходящего способа, позволяющего использовать малое количество детекторов (с одинаковыми размерами) на разных участках фокусной линии, существенно упростило бы задачу. Однако для этого необходимо, чтобы анализирующее магнитное поле обладало постоянной дисперсией, т. е.

$$dL/dP = \text{const},\tag{1}$$

где dL/dP — элемент дуги фокусной линии, соответствующий приращению импульса dP. Таким образом, возникает необходимость в решении задачи, заключающейся в нахождении соответствующей конфигурации магнитных полюсов, обеспечивающей выполнение условия постоянства дисперсии вдоль своей фокусной линии.

2. Определение формы полюсов магнитного поля

Рассмотрим сначала задачу без учета влияния рассеянных полей на траекторию движения частицы. Характер фокусной линии в этом случае зависит от конфигурации полюсов магнита, угла и места входа пучка в магнитное поле. На рис. 1 представлена декартова система координат OXY, начало которой совпадает с местом входа центрального луча пучка электронов в магнитное поле, x', y' и x'', y''— системы координат Герцога [4], а ε' и ε'' — углы входа и выхода из магнитного поля. X, Y и x, y— соответственно декартовы координаты фокусной линии и кривой, задающей границу полюсов магнита, x_1 и y_1 — проекции l'' на OX и OY.

Для нахождения формы полюсов магнита, обеспечивающей выполнение условия (1), воспользуемся геометрией рис. 1. Легко убедиться, что



Рис. 1. Фокусировка в однородном магнитном поле: *a*) с произвольной формой полюсов; *б*) форма полюсов — прямая, выходящая из начала координат.

$$X = X(R) = x + x_1 = 2R \sin \frac{S(R)}{2R} \sin (\varepsilon' + \varepsilon'') + l'' \cos \left(\frac{S(R)}{R} - \varepsilon'\right),$$

$$Y = Y(R) = y + y_1 = 2R \sin \frac{S(R)}{2R} \cos (\varepsilon' + \varepsilon'') + l'' \sin \left(\frac{S(R)}{R} - \varepsilon'\right),$$
(2)

где S(R) — длина траектории частицы в магнитном поле, а l' и l'' — соответственно абсциссы источника и его изображения.

Из уравнения Герцога (при $l' \simeq \infty$) имеем

$$= -\frac{R\cos\varepsilon''\cos(\Phi - \varepsilon')}{\sin(\Phi - \varepsilon'' - \varepsilon')},$$
(3)

где

$$\Phi = \frac{S(R)}{R},\tag{4}$$

$$\varepsilon'' = \Omega - \Phi + \varepsilon'. \tag{5}$$

Нетрудно также получить, что

$$\varepsilon'' = \frac{\pi}{2} - \frac{S(R)}{R} + \arctan\frac{\cos\frac{S(R)}{R} - \frac{S'_R(R)R - S(R)}{R}\sin\frac{S(R)}{R} - 1}{\sin\frac{S(R)}{R} + \frac{S'_R(R) - S(R)}{R}\cos\frac{S(R)}{R}} + \varepsilon'.$$
(6)

Выражение (2) представляет собой явный вид уравнения фокусной линии в параметрической форме для заданной функции S(R), описывающей форму полюсов магнита в системе, представленной на рис. 2. Координатами точки A(S, R) в этой системе являются: S—длина дуги OA окружности, проходящей через точку A и являющейся продолжением траектории частицы, R— радиус этой окружности.

Рассматривая вышеуказанные выражения (3), (4) и (6), можно убедиться в том, что X(R) и Y(R) будут линейно зависеть от R только в том случае, если

$$S(R) = \Theta R, \tag{7}$$

где Θ — некоторое положительное число.

В системе, изображенной на рис. 2, выражение (7) представляет собой уравнение прямой линии, выходящей из начала координат О. Коэффициент Θ при заданном ε' характеризуется углом наклона α прямой (7) к оси ОХ, где $\alpha = \frac{\Theta}{2} - \varepsilon'$.

Таким образом, для того, чтобы фокусная линия удовлетворяла условию (1), необходимо, чтобы форма полюсов на выходе частии из



Рис. 2. Система координат, в которой задается искомая форма полюсов.

области магнитного поля представляла собой линию, проходящую через начало координат О.

3. Уравнение фокусной линии

Найденная форма полюсов магнита $y = x \operatorname{tg} \alpha$ позволяет получить простое уравнение для фокусной линии. Подставляя (7) в (2) с учетом (3), (5) и (6) и принимая во внимание справедливые в этом случае соотношения

$$\Phi = 2 (\alpha + \varepsilon'), \quad \varepsilon'' = \frac{\pi}{2} - (\alpha + \varepsilon'),$$

получим

$$Y = F(\alpha, \varepsilon') X, \tag{8}$$

где

$$F(\alpha, \varepsilon') = \frac{2\sin 2\alpha + \sin 2(2\alpha + \varepsilon')}{3 + 2\cos 2\alpha + \cos 2(2\alpha + \varepsilon')}$$
(9)

Таким образом, задавая x и ε' , по формуле (8) можно определить фокусную прямую, имеющую угол наклона $\gamma = \operatorname{arctg} F(\alpha, \varepsilon')$, вдоль которой дисперсия постоянна. Выражение для дисперсии вдоль фокусной прямой будет иметь вид

$$\frac{dL}{dP} = \frac{\sec \gamma \sin (\alpha + \varepsilon')}{300 H} \left[2\cos \alpha + \frac{\cos^2 (2\alpha + \varepsilon')}{\sin \left(3\alpha + 2\varepsilon' - \frac{\pi}{2} \right)} \right].$$
(10)

4. Область изменения параметров а н s'

Формально область изменения значений углов α и ε' задается интервалом $\left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$, однако условие действительной фокусировки вне магнитного поля и геометрия границы выхода накладывают определенное ограничение на область изменения значений углов α и ε' . Требование действительной фокусировки вне магнитного поля приводит к условию

$$2\alpha + \varepsilon' < \frac{\pi}{2}$$
 (11)

Из рис. 1 видно, что помимо условия (11) должно выполняться также условие

$$\alpha > -\varepsilon',$$
 (12)

так как в противном случае частицы не попадут в магнитное поле-Указанная допустимая область изменения α и ε' графически представлена на рис. 3.



Рис. З. Допустимая область изменения углов а и в'.

5. Выбор параметров магнитного поля

Реальная форма полюсов магнита, удовлетворяющая условию (1), приведена на рис. 4. Появление параметров *a* и *b* связано с тем обстоятельством, что реальный пучок частиц имеет конечные размеры, а также необходимостью обеспечения однородности магнитного поля в области входа пучка. Выбор значений *a* и *b* определяется также минимальным значением P_{min} измеряемого спектрометром импульса электронов отдачи. Формулы, связывающие параметры, характеризующие размеры спектрометра (рис. 4), имеют вид:

$$d = R_{\text{Makc}} [1 - \cos{(\alpha + \varepsilon')}], \qquad (13)$$

$$L = 2 R_{\text{make}} \sin (\alpha + \varepsilon'), \qquad (14)$$

$$l_{\text{Make}} = 2 R_{\text{Make}} \operatorname{tg} (\gamma - \alpha), \qquad (15)$$

где *d* — наибольшая ширина магнитной дорожки, *L* — длина прямой выхода, а $l'_{\text{макс}}$ характеризует компактность установки в целом. Из



Рис. 4. Схематическое изображение магнита, обладающего постоянной дисперсией.

формул видно, что задание ширины d или длины L совместно с величиной энергетического окна ($\mathcal{R}_{\text{макс}}$) однозначно определяет величину ($\alpha + \varepsilon'$), т. е. задает в плоскости (α , ε') (рис. 3) прямую

$$\varepsilon' = -\alpha + \arccos\left(1 - \frac{d}{R}\right)$$
 (16)

Для выбора оптимальных значений α и ε' необходимо выяснить поведение функции ($\gamma - \alpha$) вдоль прямой (16). Такая зависимость для $\alpha + \varepsilon' = 20^{\circ} \div 30^{\circ}$ приводится на рис. 5.



Рис. 5. Зависимость величины ($\gamma - \alpha$), характеризующей расхождение между фокусной прямой и прямой выхода, от угла є' вдоль прямых: 1) $\alpha + \varepsilon' = 20^\circ$, 2) $\alpha + \varepsilon' = 25^\circ$, 3) $\alpha + \varepsilon' = 30^\circ$.

Вышеуказанные вычисления были проведены в предположении о постоянном однородном магнитном поле с резкой геометрией границ. Однако строгий учет фокусирующих свойств магнита требует явного задания аналитического вида реального поля, который включает в себя помимо однородного поля также и поле, рассеянное на гранях полюсных наконечников. Как было показано в работе [5], реальное однородное поле, непрерывно спадающее на краях, можно отождествить с некоторым резкоограниченным магнитным полем, которое считается эффективным аналогом реального поля. Таким образом, найденную нами выше конфигурацию полюсов, обеспечивающую постоянство дисперсии вдоль фокусной линии, можно отождествить с границей некоторого поля, параллельно сдвинутой на величину $X_{зф\phi}$ относительно механических прямолинейных граней полюсов магнита (рис. 4).

Величина дисперсии спектрометра оказывается достаточной для получения сравнительно высокого разрешения. Так, например, абсолютному разрешению прибора в 10 *Мэв* будет соответствовать линейный размер детекторов, равный 5÷8 см, что превышает ширину моноэнергетической линии (сумму оптических аберраций) в несколько раз.

Ереванский физический институт

Поступила 29. VIII.1972

ЛИТЕРАТУРА

D. O. Caldwell et al. Rev. Scient. Inst., 36, 283 (1965).
 D. O. Caldwell et al. Phys. Rev. Lett., 23, 1256 (1969).
 G. R. Brooks et al. Nucl. Inst. Meth., 85, 125 (1970).
 R. Herzog. Zs. Phys., 89, 447 (1934).
 L. A. Konig, Hintenberger. Z. Naturforsch., 10a, 877 (1955).

ՏՈՏՈՆՆԵՐԻ ՆՇՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐ

լ. Ս. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Է. Հ. ԲԱՐՍԵՂՅԱՆ, Ա. Հ. ԹԱՇՉՑԱՆ, Վ. Խ. ԽԱԼԴԻԲԱՆՈՎ

Նկարադրվում է ֆոկուսային զծի երկայնքով հաստատուն դիսպերսիա ունեցող մադնիսական սպեկտրոմետր, որը հնարավորություն է տալիս փոքր քանակով հաշվիչների ու արադ էլեկտրոնիկայի սարքերով թվանտների նշում՝ էներդիայի լայն տիրույթում։

A MAGNETIC SPECTROMETER FOR PHOTON TAGGING SYSTEM

L. S. BAGDASSARIAN, E. O. BARSEGIAN, A. A. TASHCHIAN, V. Kh. KHALDIBANOV

A magnetic spectrometer having a constant dispersion on its focal line is described. It allows to tagg photons in a wide energy range with only a small number of detectors and associated fast electronics.

РАСЧЕТ ХАРАКТЕРИСТИК НЕОДНОРОДНОГО ВОЛНОВОДА ПРИ СИНХРОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТОКА ПУЧКА С БЕГУЩЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ

л. м. мовсисян, ю. о. аветисян

Исследован процесс синхронного взаимодействия тока пучка с бегущей электромагнитной волной. Найдена проводимость волновода, обеспечивающая определенные законы изменения стороннего поля (поля генератора), синхропного и действующего полей.

Как отмечалось в работах [1, 2], на начальных участках ускорения от волноводов требуется максимальный захват электронов и достаточно узкие спектры энергии и фаз частиц на выходе. Эти требования наиболее полно реализуются в волноводных секциях с переменными значениями фазовой скорости и амплитуды ускоряющей волны. В однородных ускоряющих секциях с увеличением тока пучка развивается поперечная неустойчивость пучка, сильно ограничивающая предельно достижимый ток. Кроме того, такие секции не могут обеспечить значительный прирост энергии на единицу длины при наличии потерь на стенках волновода и нагрузки током пучка. Применением неоднородных волноводов удается в какой-то мере скомпенсировать уменьшение в приросте, обусловленное этими факторами.

В работах [3, 4] исследованы характеристики неоднородных ускоряющих секций с постоянным сторонним полем и постоянным действующим синхронным полем. Целью настоящей работы является обобщение результатов [3, 4] для неоднородных секций при заданных законах изменения стороннего, синхронного и действующего полей.

Рассмотрим режим заданного стороннего поля. Используя обозначения работы [5], выражение для действующего синхронного поля представим в виде

$$E_{s} = \sqrt{\frac{\overline{P}_{\Gamma u}}{\Gamma}} e^{-\alpha z} \sin \varphi_{\Gamma} - \frac{I e^{-\alpha z}}{2 \sqrt{\Gamma}} \int \frac{e^{\alpha z}}{\sqrt{\Gamma}} dz.$$
(1)

Проводимость волновода, обеспечивающая заданный закон изменения стороннего поля, определяется как

$$\Gamma = \frac{P_{\rm rn} e^{-2az}}{E_{\rm r}^2(z)} \,. \tag{2}$$

Подставляя это выражение в формулу (1), получим

$$E_s = E_r \sin \varphi_r - \frac{IE_r}{2P_{rH}} \int E_r e^{2\alpha z} dz.$$
 (3)

Толный набор энергии и электронный коэ ффициент полезного дейтвия секции будут

$$U_s = \int_0^L E_s \, dz, \quad \eta \coloneqq \frac{IU_s}{P_{\rm rm}} \, \cdot \tag{4}$$

Пользуясь векторной диаграммой работы [5], для действующей синхронной фазы имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_{s} = \operatorname{tg} \varphi_{r} \left(1 - \frac{I \int E_{r} e^{2\pi z} dz}{2 P_{rn} \sin \varphi_{r}} \right)$$
 (5)

Из этого выражения видно, что при любом законе изменения поля генератора синхронная фаза имеет падающий характер вдоль волновода. Максимально возможное значение ускоренного тока определяется из условия $E_s(L) = 0$ и равно

$$I_{\max} = \frac{2 P_{\text{rw}} \sin \varphi_{\text{r}}}{\int\limits_{0}^{L} E_{\text{r}} e^{2\alpha z} dz}.$$

В частном случае постоянного поля генератора полученные соотношения преобразуются к выражениям работы [3]. При этом для синхронной энергии получаем

$$U_s = E_r \sin \varphi_r \left[1 - \frac{I(e^{2aL} - 2aL - 1)}{8 \, a^2 \, \Gamma_s L E_r \, \sin \varphi_r} \right]. \tag{6}$$

Оценивая оптимальность секции по начальной проводимости при заданном токе пучка и мощности стороннего поля, имеем

$$U_{s_{\text{onr}}} = \sin^2 \varphi_r \frac{2 \alpha^2 L^2 P_{r^{\text{H}}}^2}{I(e^{2\alpha L} - 2 \alpha L - 1)},$$

что получается при

$$\Gamma_{\rm H_{OBT}} = \frac{I^2 \left(e^{2\alpha L} - 2\,\alpha\,L - 1 \right)}{16\,P_{\rm FH}\sin^2\varphi_{\rm F}\alpha^4 L^2}$$

КПД секции при этом будет

$$\eta_{\max} = \sin^2 \varphi_{\text{FH}} \frac{2 \alpha^2 L^2}{e^{2\alpha L} - 2 \alpha L - 1}$$

Рассмотрим режим заданного синхронного действующего поля. Из результатов работы [6] при синхронном взаимодействии для проводимости волновода имеем

$$\Gamma = \frac{P_{\text{rm}} \sin^2 \varphi_{\text{r}} - I \int E_s e^{2\pi z} dz}{E_s^2} e^{-2\pi z} \cdot$$

Синхронная фаза изменяется по закону

$$\cos\varphi_s = \frac{\cos\varphi_r}{\sqrt{1 - \frac{I}{P_{ru}}\int E_s e^{2\pi z} dz}}$$

а синхронная энергия и КПД секции определяются согласно выражению (4).

Как частный случай, при постоянном синхронном действующем поле эти расчеты совпадают с результатами работы [4]. Оценивая оптимальность такой секции, получим

$$\eta_{\max} = \frac{2\alpha L \sin^2 \varphi_r}{e^{2\alpha L} - 1}.$$

Практический интерес представляет также работа секции в режиме заданного действующего поля. Решая уравнение действующего поля, полученное в работе [5] для величины $\int \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz$, и пользуясь начальным условием, получим

$$I \int \frac{e^{az}}{\sqrt{\Gamma}} dz = 2\sqrt{P_{\rm FH}} \sin \varphi_{\rm F} - 2\sqrt{E_{\rm g}^2 \Gamma e^{2az} - P_{\rm FH} \cos^2 \varphi_{\rm F}}$$

После несложных преобразований мы приходим к трансцендентному уравнению для определения проводимости волновода, обеспечивающей заданный закон изменения действующего поля

$$E_{\pi} \sqrt{\Gamma} e^{az} \sqrt{E_{\pi}^2 \Gamma e^{2az}} - P_{r_{\rm H}} \cos^2 \varphi_{\rm r} - P_{r_{\rm H}} \sin \varphi_{\rm r} - I \int E_{\pi} e^{2az} dz =$$

$$= I P_{r_{\rm H}} \cos^2 \varphi_{\rm r} \ln \frac{E_{\pi} \sqrt{\Gamma} e^{az} + \sqrt{E_{\pi}^2 \Gamma e^{2az}} - P_{r_{\rm H}} \cos^2 \varphi_{\rm r}}{\sqrt{P_{r_{\rm H}}} (1 + \sin \varphi_{\rm r})}.$$

Построив график зависимости проводимости от продольной координаты, можно рассчитать синхронную фазу и величину синхронного поля

$$\cos \varphi_{s} = \sqrt{\frac{P_{\text{FH}}}{\Gamma}} \frac{e^{-\alpha z} \cos \varphi_{\text{F}}}{E_{\pi}},$$
$$E_{s} = \sqrt{E_{\pi}^{2} - \frac{P_{\text{FH}}}{\Gamma}} e^{-2\alpha z} \cos^{2} \varphi_{\text{F}}},$$

а на основании выражений (4) — синхронную энергию и КПД секции.

В частном случае, когда отсутствует токовая нагрузка (I=0), полученные формулы дают режим заданного поля генератора, что и следовало ожидать из физических соображений.

Ереванский государственный университет

Поступила 15.IV.1973

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Г. И. Жилейко. Высоковольтные электронные пучки, Энергия, 1968.
- 2. О. А. Вальднер. А. Д. Власов, А. В. Шальнов. Линейные ускорители, Атомиздат, 1969.
- 3. В. А. Володин, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, МИФИ, вып. XII, 54, 1970.
- 4. В. А. Володин, А. В. Шальнов. Сб. Ускорители, МИФИ, вып. XII, 61, 1970.
- 5. Г. И. Жилейко, Л. М. Мовсисян, В. В. Синдинский. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 150 (1972).
- 6. Л. М. Мовсисян, Ю. О. Аветисян. Изв. АН АрмССР, Физика, 4, 283 (1972).

ՓՆՋԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ԵՎ ՎԱԶՈՂ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՍԻՆՔՐՈՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ ԱՆՀԱՄԱՍԵՌ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ

լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Հ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրված է փնչի հոսանքի սինքրոն փոխաղդեցունյունը վաղող էլեկտրամադնիսական ալիքի հետ։ Որոշված են ալիքատարի տարբեր հաղորդականունյունները, որոնք ապահովում են կողմնակի դաշտի (դեներատորի դաշտի), սինքրոն և գործող դաշտերի փոփոխման որոշակի օրենքները։

CALCULATION OF NONREGULAR WAVEGUIDE CHARACTERISTICS OF THE SYNCHRONOUS-INTERACTION OF BUNCH CURRENT WITH TRAVELLING ELECTROMAGNETIC WAVE

L. M. MOVSISIAN, Yu. H. AVETISIAN

The process of synchronous interaction of the bunch current with the travelling electromagnetic, wave along the axis of nonregular waveguide is investigated. Thee conductivity of the waveguide satisfying certain laws characteristics at synchronous interaction of outside field (generation field) synchronous field and the acting field variation is found.

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ВОЛЬТ-АМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНИЗОТРОПНО ДЕФОРМИРОВАННОГО ДИОДА

Э. Г. МЕЛИКЯН, В. М. АРАКЕЛЯН

Анизотропно или локально деформированные полупроводниковые диоды в последние годы привлекли к себе внимание исследователей [1]. Они являются интересными объектами как с чисто прикладной, так и с физической точек зрения. Благодаря высокой пьезочувствительности эти диоды успешно применяются в конструкциях различных механикоэлектрических преобразователей. Однако пока нет полной ясности в физических процессах, происходящих в таких диодах, что служит помехой для более широкого их применения.

Высокое локальное давление придает неоднородным полупроводниковым структурам также и новые специфические свойства, важным из которых является появление на вольт-амперной характеристике (BAX) участка отрицательного дифференциального сопротивления (OC) [2]. Механизм появления ОС не совсем прозрачен, поэтому изучение поведения локально деформированного диода при различных внешних воздействиях поможет созданию теории этого явления.

В настоящей работе изучено влияние внешнего магнитного поля на ВАХ германиевого локально деформированного диода. Деформация создается прижатием к полупроводниковому кристаллу твердосплавного индентора, из-за чего в месте контакта происходят значительные изменения в зонной структуре полупроводника. Исследовались образцы прижимных диодов, созданные на германии электронной проводимости с удельным сопротивлением в интервале 1-40 ом см, и вырезанные по кристаллографическим плоскостям (111) и (100). Индентором служили стальные иглы, кончики которых имели полусферическую форму с радиусом закругления 60-100 мкм. Устройство для создания деформации позволяло менять в широких пределах величину прижимающей силы, а также ориентировать образец в любом положении по отношению к магнитному полю. Источником последнего служил электромагнит с максимальной величиной индукции в зазоре 18 кгс-ВАХ записывались на двухкоординатном самописце ПДС-021.

На рис. 1 приведены обратные ветви ВАХ прижимного диода на германии ГЭС—5 в зависимости от напряженности магнитного поля. Радиус закругления примененной иглы — 80 мкм, сила прижима—160 г, направление вектора напряженности магнитного поля перпендикулярно к плоскости кристалла. Опыты проводились при комнатной температуре. Кривая 1 представляет собой ВАХ диода в отсутствии поля, кривая 2 — при напряженности поля в 6,8 кис, 3 — в 14,4 кис и 4 — в 18,1 кис. Видно, что с увеличением поля величина максимума тока почти не меняется, в то время, как напряжение срыва значительно



Рис. 1. Вольт-амперные характеристики локально деформированного германиевого диода в магнитном поле.

возрастает. Такое поведение находится в хорошем согласии с моделью диода, предложенной в [3]. Действительно, согласно упомянутой модели эквивалентную схему локально деформированного диода можно представить в виде последовательного соединения существенно деформированной части кристалла и сопротивления растекания базы. Ввиду того, что при небольших токах сопротивление деформированной части кристалла ничтожно мало [4], падение напряжения происходит на сопротивлении растекания. Поэтому полученное в эксперименте возрастание с полем начального сопротивления диода необходимо связать с продольным магнитосопротивлением базы. (Понятие "продольного" здесь надо применять с осторожностью, так как линии тока в кристалле распределены почти сферически симметрично). Таким образом, увеличение напряжения срыва связано только с возрастанием падения напряжения на базе.

Эмпирически найдено, что зависимость сопротивления растекания от напряженности магнитного поля *H* можно выразить следующим соотношением:

$$R_s = R_s + kH^{\alpha},$$

где R_s — начальное значение сопротивления, k и α зависят от удельного сопротивления примененного кристалла. Величина α находится в интервале $1 \leqslant \alpha \leqslant 1,5$.

Весьма интересно поведение участка ОС. При увеличении напряженности магнитного поля абсолютная величина отрицательного сопротивления растет чуть быстрее, чем сопротивление растекания базы. Увеличение последнего, согласно предложенной модели, должно привести к соответствующему уменьшению первого, откуда следует, что возрастание с полем абсолютной величины ОС происходит значительно быстрее, чем магнитосопротивление. Из приведенных ВАХ видно, что на участке ОС увеличение магнитного поля приводит как к возрастанию обратного тока, так и к усилению отрицательной мощности диода. Напомним, что в обычных диодах при таких условиях всегда имеет место обратная картина [5].

При ориентации вектора напряженности магнитного поля вдоль поверхности кристалла влияние его на сопротивление растекания возрастает, а на участок ОС уменьшается. Первое обстоятельство вполне понятно [5], а из второго можно предположить, что появление участка ОС связано с компонентами тока, текущими параллельно поверхности, так как именно для этих составляющих действие магнитного поля окажется более слабым.

Аналогичные результаты были получены на диодах с ориентацией базы по плоскости (100).

Ереванский государственный университет

Поступила 21.V.1973

ЛИТЕРАТУРА

- 1. А. Л. Полякова. Акустический журнал, 18, 1 (1972).
- 2. Э. Г. Меликян. Раднотехника и электроника, 12, 1303 (1967).
- 3. Г. Г. Бабаян, Э. Г. Меликян. Инф. листок АрмИНТИ, № 402 (1972).
- 4. Y. Kanda. Japan. J. Appl. Phys., 6, 475 (1967).
- 5. В. И. Гаман, В. М. Каличина. ФТП, 3, 188 (1969).

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՆԻԶՈՏՐՈՊ ԴԵՖՈՐՄԱՑՎԱԾ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՎՈԼՏ–ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԾԵՐԻ ՎՐԱ

է. Գ. ՄԵԼԻՔՅԱՆ, Վ. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Ուսումնասիրված է լոկալ դեֆորմացված գերմանիումային դիոդների վոլտ-ամպերային բնութագծերի վարքը կախված մազնիսական դաշտի լարվածությունից, նրա և կիսահաղորդչային բյուրեղի փոխադարձ դիրքորոշումից և դիոդի թաղայի տեսակարար դիմադրությունից։

EFFECT OF A MAGNETIC FIELD ON THE CURRENT-VOLTAGE CHARACTERISTICS OF ANISOTROPICALLY STRESSED DIODS

E. G. MELIKIAN, V. M. ARAKELIAN

The effect of the magnetic field on the current-voltage characteristics of anisotropi cally stressed diods has been determined in dependence on the direction of magnetic field and specific resistance of the diode base.

СОДЕРЖАНИЕ

А. С. Данагулян, Н. А. Демёхина. Фоторождение заряженных пионов на ядр Аl ²⁷ н В ¹¹ при максимальной энергии фотонов от 2 до 4,5 Гэв	ax . 321
В. Л. Серов, Г. А. Нагорский. Возбуждение цилиндрического резонатора лин	й-
ным сгустком с произвольным распределением заряда	. 326
А. Ж. Мурадян, Г. Г. Адонц, В. Г. Коломиец. Прохождение интенсивной мон	10-
хроматической волны через резонансную среду	. 33!
1. М. Арутюнян, Э. М. Казарян. Сооственное поглощение в тонких полупрово	·Д-
НИКОВЫХ ПЛЕНКАХ В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ	. 339
турная зависимость внутреннего трения в монокристаллах LiF	343
В. П. Шахпарян. Р. М. Мартиросян. Условия симметричности зеемановск	HX NX
уровней энергии ионов Fe ³⁺ в андалузите	. 350
М. Г. Тохмахян. Об одном методе возбуждения транзисторного каскада с ид	/К-
тивной нагрузкой, обеспечивающем оптимальные переходные характер)н-
стики тока и напряжения	. 356
М. В. Анохин, Е. А. Бондаренко, В. М. Кукарев, Г. Г. Марикян, Н. И. Никит	ин,
В. М. Харитонов. Наблюдение светового сигнала при прохождения зај	-R(
женных частиц через многопроволочную пропорциональную камеру Ж х ханатрая. Конверторы излучения вля вакуумиого ультрафионета и при	. 302
ры на их основе	367
Л. С. Багдасарян, Э. О. Барсегян, А. А. Ташчян, В. Х. Халдыбанов. Магнитн	ый
спектрометр для мечения ү-квантов	. 371
Л. М. Мовсисян, Ю. О. Аветисян. Расчет характеристик неоднородного волног	30-
да при синхронном взаимодействии тока пучка с бегущей электромаги	IT-
ной волной	. 377

Краткое сообщение

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՑՈՒՆ

U. U. Ymauqaujma, b. U. Abdjaluham. Ihgewdandus uhaubhph \$nunstande Al27 & B11	
միջուկներում 2-ից մինչև 4,5 ԳԷՎ մաջսիմալ էներդիաների դեպքում վ I Illand, Գ. Ա. նագորսնե, Լեղջերի կամալական դաշերում ուներող դեպքեն Բանձորվել	321
blah Sunmunificia abaabumanand	326
U. d. Unurunjun, 9. 9. Unnug, 4. 9. Unjudibig. Unungundumphy humbunhi miteh	
անդումը ռեղոնանսային միջավայրով.	331
Գ. Մ. Հաrությունյան, Է. Մ. Ղազաբյան. Սեփական կլանումը ուժեղ էլեկտրամագնի-	-
սական ալիջի դաշտում դանվող բարակ կիսաՏաղորդչային թաղանթներում .	339
Ա. 2. Թաղևոսյան, Ա. Ա. Բլիստանով, Ա. Հ. Դուրգարյան, Ծ. Պ. Շասկոլսկայա.	
Ներբին շփման շերմաստիճանային կախվածությունը՝ մոնոբյուրեղներում .	343
վ. ۹. Շախպաւյան, Ռ. Մ. Մաստիսոսյան. Fe3+ իոնների ղեեմանյան մակարդակների	
սիմետրիկության պայմանները անդալուղիտում	350
Մ. Գ. Թուխմախյան. Ինդուկտիվ բևոով տրանդիստորային կասկադի գրգոման մի	
սկզրունքի մասին, որը ապահովում է հոսանքի և լարման օպտիմալ անցողիկ	
րնութագրերը	356
Մ. Վ. Անոխին, Ե. Ա. Բոնդաբենկո, Վ. Մ. Կուկաբե, Գ. Գ. Մաբիկյան, Ն. Ն. Նիկիտին,	
Վ. Մ. Խաբիտոնով. Լույսային աղդանջանի դիտումը համեմատական բաղմալար	
խցիկի միջով լիցքավորված մասնիկի անցման դեպքում	362
d. w. wayaarjat. <i>Վակումային ուլտրաֆիսլնտ տիրույթի համար</i> ճառագայթնան վերա-	
փոխիչները և նրանց հիման վրա պատրաստված սարբերը	367
1. U. Panjanuarjan, c. 2. Parushima, u. 2. Pazzian, 4. w. waighpaand. Brandaph	971
uzumu saump umqupumquu umquppump	3/1
1. 0. Oniupujut, on. 2. calompajut. suge snamepp i quant flagener attentional	
ալնեն ոնոենսը մակոտմմոնեսնենը, մոտենյու արշարարու ալնետատևն հրաշևամնը.	377

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

է. Գ. Մելիքյան, Վ. Մ. Առաքելյան. Մաղնիսական դաշտի աղդեցունյունը անիղոտրոպ դեֆորմացված դիոդների վալտ-ամպերային բնութնաղծերի վրա . . . 381

