

Рис. 3. Вольтамперная характеристика промежутка: х — экспериментальные точки, о — расчетные точки

и 2 (см. рис. 1). Определенные по формулам (2) параметры эквивалентного диода имеют следующие значения:  $U_1 = 22,37$  в,  $d = 5,075 \cdot 10^{-2}$  см,  $I_{вх} = 3,15 \cdot 10^{-1}$  а/см<sup>2</sup>; соответствующая им характеристика идеального модифицированного диода представлена на рис. 1 кривой 2.

Из сопоставления кривых видно их полное совпадение в интервале между опорными точками, а на остальном участке расхождение не превышает 15%.

В межэлектродном промежутке подобной же конфигурации можно реализовать при близких значениях токов и потенциалов и вольтамперную характеристику 2-го типа, если несколько изменить его размеры (например, увеличить диаметр коллектора на 1 мм). Соответствующая этому случаю вольтамперная характеристика представлена на рис. 3. Расчет параметров эквивалентного диода при этом проводился по формулам (4). Выбирая в качестве опорных точек точки 1 и 2, находим  $d = 8,089 \cdot 10^{-2}$ ,  $U_1 = 77,8$  в,  $I_{вх} = 3,5 \cdot 10^{-1}$  а/см<sup>2</sup>. В данном случае точки расчетной кривой совпадают с экспериментальными вдоль всей вольтамперной характеристики (см. рис. 3).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 1, 1970.
2. Костиенко А. И., Девятков М. Н., Пирогов Ю. А. «Электронная техника», электроника СВЧ, № 2, 1967.
3. Гвоздвер С. Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИТТЛ, 1956.
4. Девятков М. Н., Овчинникова Г. И. «Электронная техника», электроника СВЧ (в печати).

Поступила в редакцию  
25.1 1971 г.

Кафедра  
радиотехники

УДК 621. 11

Н. Г. ГОНЧАРОВА, Г. С. САГИАН

### СТРУКТУРА ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА НА ЯДРЕ <sup>13</sup>C В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ СВЯЗИ

Характерной чертой сечений фотонуклонных процессов на ядрах конца *p*-оболочки является существование так называемого «пигми» резонанса, лежащего на 10—12 Мэв ниже основного максимума. Хотя качественная интерпретация этой картины как проявления расщепления *p*-оболочки очевидна, количественная оценка распределения сечений вызвала определенные трудности. Продоланный расчет дипольных состояний в ядре <sup>13</sup>C на базе  $1p+2p-1h$  конфигураций дает для относительной интенсивности дипольных переходов в область «пигми» резонанса во много раз заниженный результат [1]. Положение было исправлено путем искусственного увеличения потенциала остаточного взаимодействия для состояний, соответствующих возбуждению  $2^+ T=0$  уровня кора — ядра <sup>12</sup>C.

В работах [2] был предложен метод расчета дипольных возбуждений ядер на базисе волновых функций промежуточной связи. В этом подходе расщепление диполь-

ного резонанса является, в первую очередь, следствием генеалогической структуры основного состояния ядра. В настоящей работе этот метод используется для расчета фоторасщепления ядра  $^{13}\text{C}$ .

Диагонализация полного гамильтониана системы проводилась на базисе конфигураций вида  $|I_1 E_1 T_1, j: IT\rangle$ , где  $j$  — одночастичное состояние  $(1d_{3/2}, 1d_{5/2}, 2s)$ ,  $I, T = 1/2, 3/2$ , а  $|I_1 E_1 T_1\rangle$  — состояния кора, т. е. ядра  $^{12}\text{C}$ .

Нами были учтены те состояния кора, генеалогическая связь которых с основным состоянием  $|1/2^+ 0^+ 1/2^+\rangle$  ядра  $^{13}\text{C}$  велика, т. е. матричные элементы  $\langle I_1 E_1 T_1 | a_{j1} | 1/2^+ 0^+ 1/2^+\rangle$ , где  $a_{j1}$  — оператор поглощения  $p$ -нуклона, должны быть заметно отличны от нуля. Таким образом были отобраны 5 состояний ядра  $^{12}\text{C}$ :  $|0^+; 0; T=0\rangle$ ,  $|2^+; 4,44; T=0\rangle$ ,  $|1^+; 12,71; T=0\rangle$ ,  $|1^+; 15,11; T=1\rangle$ ,  $|2^+; 16,11; T=1\rangle$ . Соответствующие им волновые функции на 80% исчерпывают генеалогическую структуру основного состояния ядра  $^{13}\text{C}$ . Собственные значения и волновые функции этих состояний определены в приближении промежуточной связи наиболее надежно и, например, генеалогические коэффициенты их связи с основным состоянием  $^{13}\text{C}$ , рассчитанные с различными вариантами взаимодействия ([3] и [4]), практически совпадают.

Мы воспользовались волновыми функциями, приведенными в [4]. Неучтенные нами состояния лежат в основном значительно выше по энергиям и не могут быть достоверно отождествлены с экспериментальными уровнями. Их вклад в сечение фоторасщепления ядра  $^{13}\text{C}$  рассеян по большому числу состояний с очень малой дипольной силой и, на наш взгляд, не должен оказывать существенного влияния на промежуточную структуру дипольного резонанса. В расчет не включались также переходы из  $s$ -оболочки, дающие вклад в область энергий выше 30 Мэв.

При расчете матричных элементов остаточного взаимодействия был использован потенциал с гауссовой радиальной зависимостью

$$V_{12} = V_0 \exp(-r^2/b^2) (\alpha_{11} p^{11} + \alpha_{13} p^{13} + \alpha_{31} p^{31} + \alpha_{33} p^{33}),$$

здесь  $p^{2T+1, 2S+1}$  — проекционные операторы,  $\alpha$  — параметры смешивания,  $V_0 = -40$  Мэв,  $b = 1,7$  ф. Расчет был произведен для двух вариантов смешивания:

$$\alpha_{11} = -1,78; \alpha_{13} = 1,00; \alpha_{31} = 0,60; \alpha_{33} = -0,34 \text{ (Розенфельд),}$$

$$\alpha_{11} = 0,50; \alpha_{13} = 1,00; \alpha_{31} = 0,40; \alpha_{33} = -0,50 \text{ (Жилле).}$$

Дипольные возбуждения основного состояния нечетного ядра с  $A=13$  приводят к состояниям с  $T_< = T_0 = 1/2$  и  $T_> = T_0 + 1 = 3/2$ . Базисные конфигурации, соответствующие  $T = 1/2$ , содержат примесь возбуждений центра масс ядра. Их вклад в матричные элементы дипольного оператора был устранен с помощью процедуры построения ложных состояний, изложенной в [5].

Результаты расчета сечений фоторасщепления изображены на рис. 1 (силы Жилле) и 2 (силы Розенфельда). Ширины уровней рассчитаны по обычным формулам матричной теории, на рис. 1, б, в и 2, б, в показан результат сложения сечений отдельных уровней для  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$  реакций. Эта процедура носит характер оценки, хотя ее применение в данном случае может быть оправдано тем фактом, что в пределах серии уровней с данными  $I$  и  $T$  ширины, как правило, меньше расстояний между уровнями.

Результаты эксперимента [6] представлены на рис. 1, б, 2, б пунктирной кривой. Наконец, опытные данные относительно интегральных сечений и ширин [6, 8] сравниваются с результатами расчета в таблице.

		$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$			$^{13}\text{C}(\gamma, p)^{12}\text{B}$		
		$E_1 - E_2$ (Мэв)	$\int_{E_1}^{E_2} \sigma dE$ (мбн·Мэв), %	$\Gamma_{1/2}$ (Мэв)	$E_1 - E_2$ (Мэв)	$\int_{E_1}^{E_2} \sigma dE$ (мбн·Мэв), %	$\Gamma_{1/2}$ (Мэв)
Эксперимент, [6, 8]		17—38	70—95 (47—56)	$10 \pm 2$	18—30	55 (32—37)	6
		5—17	22 (12 15)	$5 \pm 1$	—	—	—
Расчет	силы Розенфельда	$E > 17$	53	7—8	$E > 17$	34	$\sim 5$
		$E < 17$	13	$\sim 5$	—	—	—
	силы Жилле	$E > 17$	59	$\sim 10$	$E > 17$	30	$\sim 6$
		$E < 17$	11	$\sim 3$	—	—	—

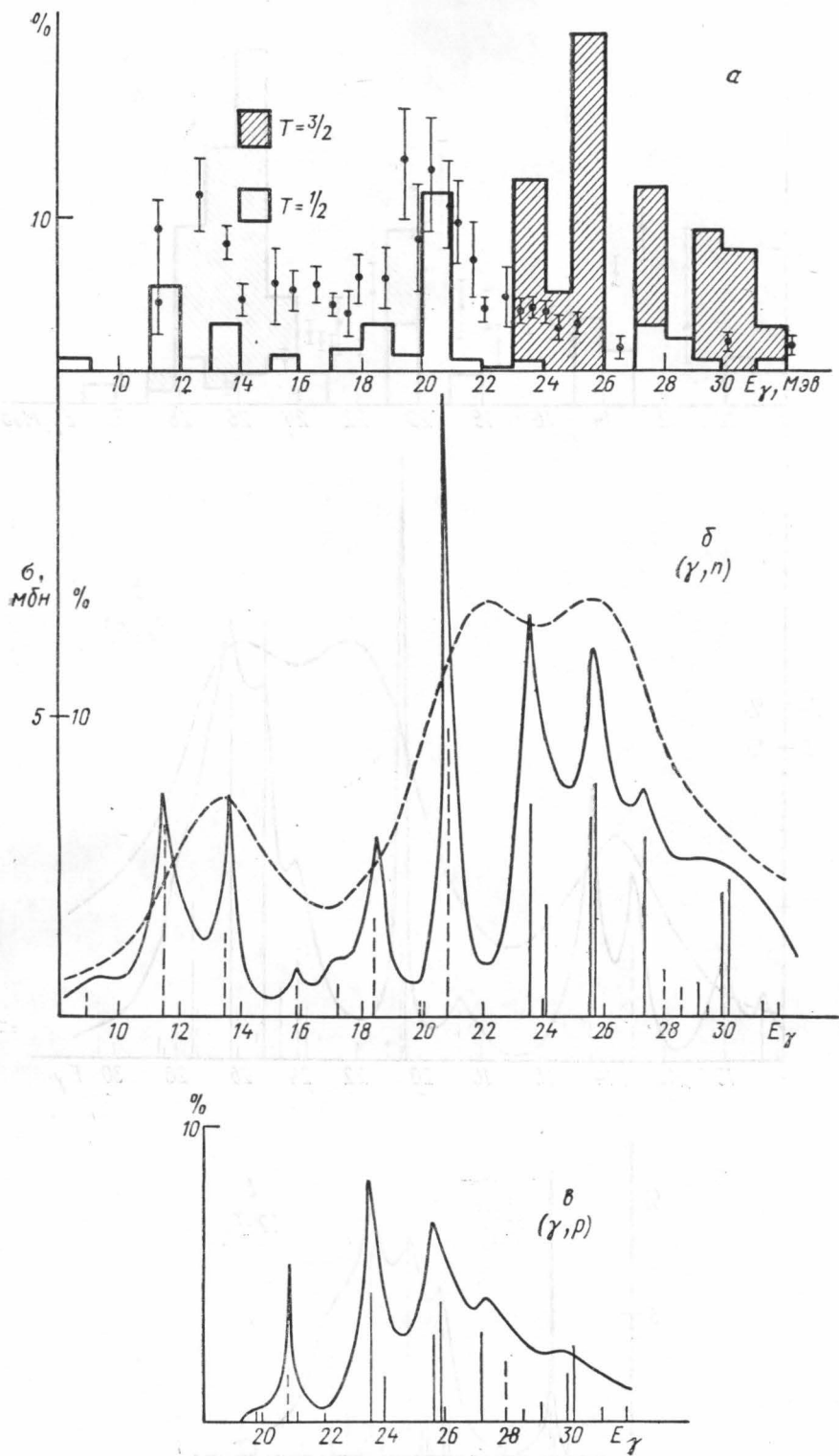


Рис. 1

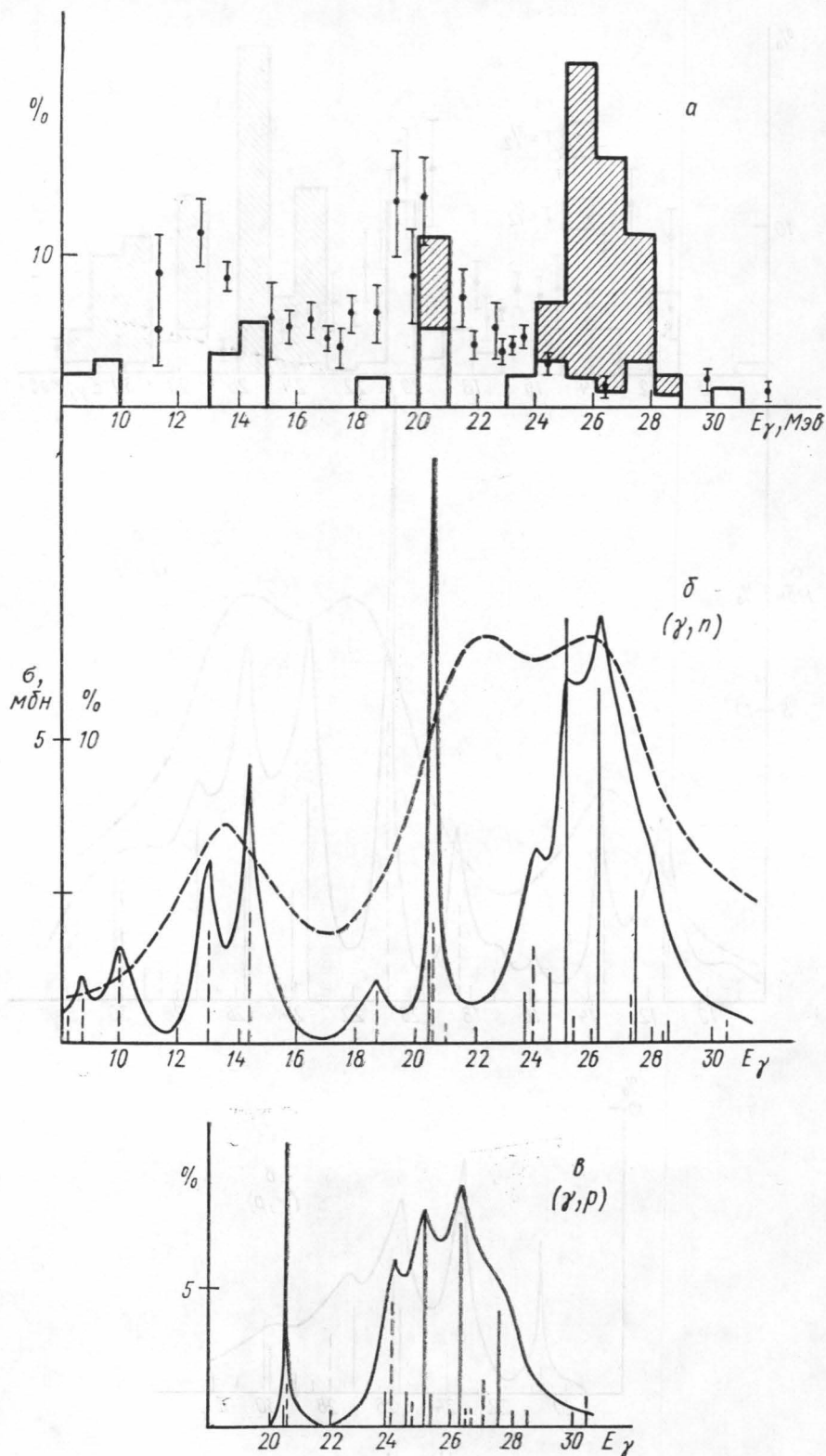


Рис. 2

Отметим некоторые особенности результатов.

Для обоих вариантов сил соотношение сечений переходов в области  $(\gamma, n)$   $E < 17$  Мэв,  $E > 17$  Мэв и  $(\gamma, p)$  близко к полученному из эксперимента [6, 8].

Ширины максимумов областей «пигми» и гигантского резонанса также соответствуют экспериментальным.

Рис. 1, а, 2, а иллюстрируют изоспиновое расщепление сечений поглощения. Точки, полученные на опыте для сечения  $^{12}\text{C}(\rho, \gamma_0)^{13}\text{N}$ -реакции [7], соответствуют картине уровней  $T = 1/2$ .

Детали конфигурационного расщепления дипольного резонанса зависят от используемого варианта остаточного взаимодействия. Однако основные особенности расщепления: 2—3 максимума в области «пигми» резонанса, острый максимум в области 20—21 Мэв есть, по-видимому, следствие генеалогической структуры основного состояния ядра.

В формирование «пигми» резонанса основной вклад вносят состояния  $|0^+, 0, T=0; d^{3/2}; ^3/2\ 1/2\rangle$  и  $|2^+, 4,44; T=0; d^{5/2}; ^1/2\ 1/2\rangle$ . Для более сильного розенфельдовского смешивания в этой области существенна также роль  $|1^+, 12,71, T=0; d^{5/2}; ^3/2\ 1/2\rangle$  и  $|2^+, 4,44, T=0; 2s; ^3/2\ 1/2\rangle$  состояний. Пик в районе 20—21 Мэв представляет собой сильно коллективизированный уровень с  $T = 1/2$ , сдвинутый остаточным взаимодействием вниз по энергии, причем большая часть каналов распада оказывается закрытой.

К сожалению, результаты работы [6, 8] (выполненных более 13 лет назад) не позволяют сравнить детали полученного расщепления дипольного резонанса с экспериментом.

Авторы благодарят Н. П. Юдина за внимание к работе и ряд ценных указаний.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Easlea V. R. Phys. Lett. **1**, 163, 1962.
2. Goncharova N. G., Yudin N. P. Phys. Lett. **29B**, 272, 1969; Гончарова Н. Г., Юдин Н. П. «Ядерная физика», **12**, 725, 1970.
3. Cohen S., Kurath D. Nucl. Phys., **A10**, **11**, 1967.
4. Бояркина А. Н., Жусупов М. А., Карапетян В. В. Структура легких ядер. Препринт, МГУ, 1969.
5. Baranger E., Lee C. W. Nucl. Phys., **22**, 157, 1962.
6. Cook B. C. Phys. Rev., **106**, 300, 1957.
7. Fisher P. S., Measday D. F., Nikolaev F. A., Kalmykov N., Glegg A. B. Nucl. Phys., **45**, 113, 1963.
8. Cook B. C., Penfold A. S., Telegli V. L. Phys. Rev., **104**, 554, 1956.

Поступила в редакцию  
23.2 1971 г.

Кафедра  
ускорителей

УДК 621.378.32

П. В. КОРОЛЕНКО

### НАСЫЩЕНИЕ УСИЛЕНИЯ ВЫСШИХ ТИПОВ ВОЛН В АКТИВНОМ ИНТЕРФЕРОМЕТРЕ ФАБРИ—ПЕРО

В работе [1] изучались характеристики сканирующего активного интерферометра Фабри—Перо (Ф—П) для случая возбуждения в нем волны основного типа  $\text{TEM}_{00}$ , причем предполагаем, что активная среда однородна по объему типа колебаний. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуются особенности возбуждения в активном интерферометре некоторых высших типов волн с учетом как насыщения активной среды, так и ее радиальной неоднородности.

Теоретический расчет насыщенного усиления для различных поперечных типов волн проведем в предположении неоднородно уширенной рабочей линии активного вещества. Тогда насыщенный коэффициент усиления  $\text{TEM}_{pl}$ -волны выражается в цилиндрических координатах  $(r, \varphi, z)$  формулой [2]

$$k_{pl}(r, \varphi, z) = \frac{k_0(r)}{\sqrt{1 + \frac{\omega_{pl}(r, \varphi, z)}{\omega_0}}}, \quad (1)$$