

теоретических значений. Это, по-видимому, может быть объяснено неравномерным распределением интенсивности света по сечению луча, которое не учитывалось при выводе формулы (2). При исследовании дифракционного модулятора входная щель фотоприемника обеспечивала разделение различных порядков дифракции. Поляризация света была параллельна оси [111]. Между модулирующим кристаллом и фотоприемником помещалась вращающаяся плоскопараллельная кварцевая пластина. Развертка осциллографа была синхронна с вращением пластины, что позволяло наблюдать на экране осциллографа угловое распределение дифрагированного света. Изменяя нагрузку фотосопроствления, можно наблюдать постоянную составляющую света или переменные составляющие на частотах 2Ω и 4Ω , т. е. 10 мГц и 20 мГц. В последнем случае в качестве нагрузки использовался резонансный контур на соответствующую частоту.

Полученные осциллограммы позволяют определить соотношение интенсивностей нулевого и боковых дифракционных максимумов на данной частоте в зависимости от напряжения, приложенного к пьезодатчику. Абсолютное значение $m_{2\Omega}$ определяется путем сравнения переменной составляющей на частоте 10 мГц с низкочастотным сигналом, соответствующим 100% модуляции. Последняя осуществляется механическим прерывателем на частоте 1 кГц. В качестве нагрузки приемника при этом измерении используется активное сопротивление 100 Ом. При напряжении на пьезодатчике 44 в измеренная относительная интенсивность на частоте 2Ω в нулевом максимуме составила $90 \pm 10\%$. На рис. 2 приведены теоретические и экспериментальные зависимости $m_{2\Omega}$ и $m_{4\Omega}$ в основном и первом боковом максимумах от G_2 , пропорционального V , напряжению на пьезодатчике. Максимальная относительная интенсивность на частоте 2Ω в нулевом порядке, рассчитанная по формуле (5), составляет 95% при $G_2 \approx 2,2$. Величина $m_{4\Omega}$ достигает при этом 28%. Коэффициент пропорциональности между G_2 и V

примерно равен $0,05 \frac{\text{рад}}{\text{вольт}}$. Теоретическое и экспериментальное значение $(m_{2\Omega})_{\text{макс}}$

с точностью до ошибки измерений совпадают. Поэтому на рис. 2 эти точки совмещены. На рис. 3 приведены зависимости постоянной составляющей интенсивности света в нулевом дифракционном максимуме для двух поляризаций (параллельно и перпендикулярно наведенной оптической оси) от напряжения. На том же образце германия получена зависимость $I_{\text{—}}$ от V для модулятора на двулучепреломлении.

Сплошные теоретические кривые 1 и 2 проведены для $G_2e=0,083 V$ и $G_{20}=0,028 V$. Кривая 3 построена для модулятора на двулучепреломлении при $G_1=12e-G_{20}=0,055 V$ в соответствии с (4). Совпадение экспериментальных и теоретических результатов для всех кривых можно считать удовлетворительным. На основании этих данных можно найти соотношение между пьезооптическими коэффициентами в германии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dixon R. W., Chester A. N. App. Phys. Lett., 9, No. 5, 190, 1966.
2. Carleton H. R., Soref R. A. App. Phys. Lett., 9, No. 3, 110, 1966.
3. Адрианова И. И. «Оптика и спектроскопия», 14, № 1, 137, 1963.
4. Рытов С. М. Изв. АН СССР, № 2, 223, 1937.

Поступила в редакцию
1. 3 1967 г.

Кафедра
физики колебаний

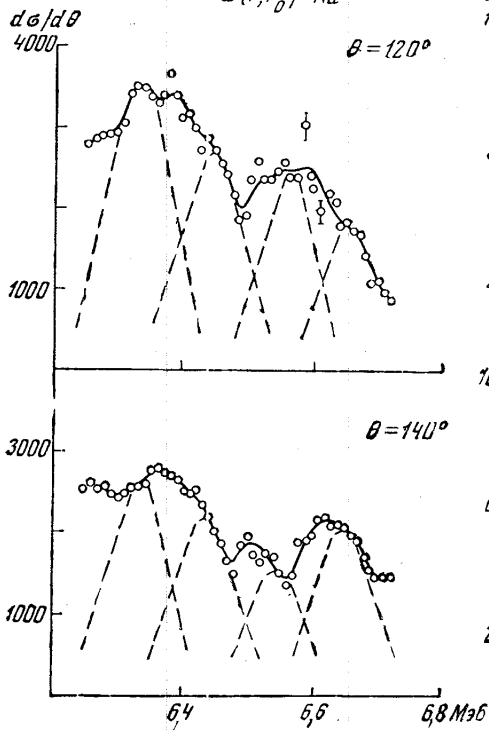
УДК 539.171 : 539.17.012

С. С. ВАСИЛЬЕВ, Т. Н. МИХАЛЕВА, Д. Л. ЧУПРУНОВ

РЕЗОНАНСЫ В ФУНКЦИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ РАССЕЯНИИ НА ^{23}Na ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОКОЛО 6,5 Мэв

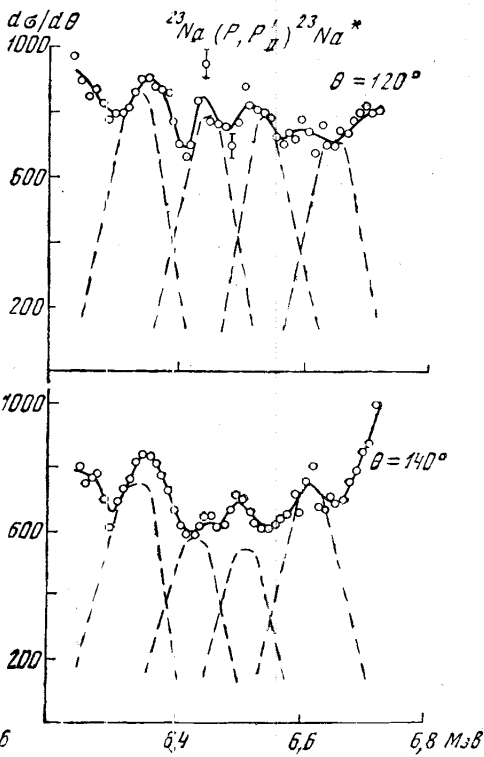
С целью изучения механизма рассеяния протонов на ^{23}Na были измерены кривые возбуждения для $p_0(0)$, $p_{II}(2080)$, $p_{III}(2391)$, $p_{IV+V}(2640+2705)$ и $p_{VI}(2984)$ — каналов из реакций $^{23}\text{Na}(p, p_0)^{23}\text{Na}$ и $^{23}\text{Na}(p, p')^{23}\text{Na}^*$. В скобках указаны энергии возбуждения в Кэв остаточного ядра натрия. Измерения производились на протонах, ускоренных на 120-сантиметровом циклотроне НИИЯФ МГУ, при разбросе энергии в падающем на мишень пучка ~ 6 Кэв. Энергия протонов изменялась в интервале от 6250 до 6720 Кэв с шагом ~ 10 Кэв. Регистрация рассеянных протонов производилась

$^{23}\text{Na} (P, P_0) ^{23}\text{Na}$



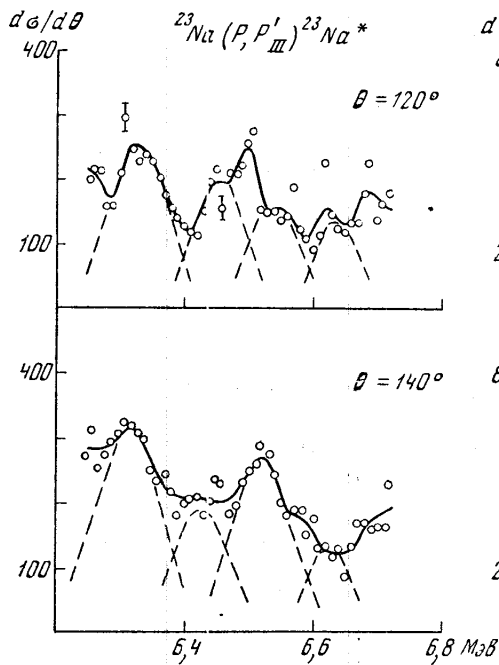
a

$^{23}\text{Na} (P, P'_I) ^{23}\text{Na}^*$



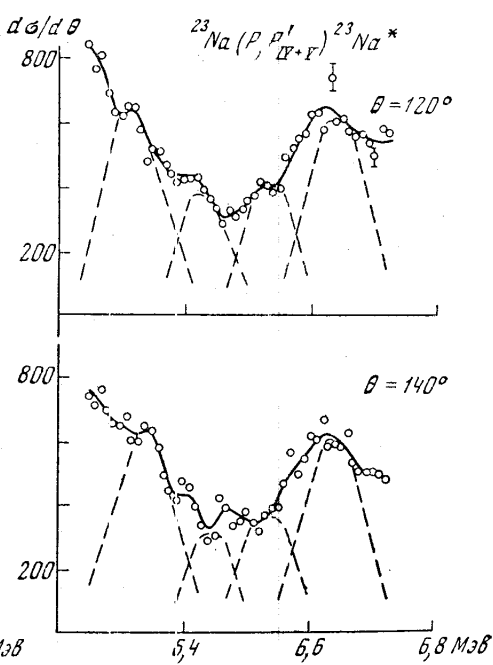
5

$^{23}\text{Na} (P, P'_{II}) ^{23}\text{Na}^*$



6

$^{23}\text{Na} (P, P'_{IV+V}) ^{23}\text{Na}^*$



2

многоканальным сцинтилляционным спектрометром с хорошим разрешением. Методика эксперимента описана ранее в работах [1, 3], типичные спектры регистрируемых частиц приведены в [3].

Толщины натриевых мишеней, изготовленных вакуумным испарением металлического натрия на тонкие подкладки, были порядка нескольких десятых мг/см^{-2} .

Измеренные функции возбуждения для двух углов наблюдения приведены на рис. 1 кружками. Все измеренные функции возбуждения имеют ясно выраженные нерегулярности. На оси абсцисс дана энергия протонов, на оси ординат — дифференциальное поперечное сечение в относительных единицах. Значение энергии E_p сопоставлено с работой, выполненной на тандеме [1]. Кружки — экспериментальные точки, сплошные кривые — усреднение экспериментальных точек по 30 Кэв , пунктирные — графическое разложение сплошных кривых.

Флуктуационный анализ функций возбуждения для неупругового рассеяния протонов на натрии в энергетическом интервале 6,25—6,72 Мэв показал [4], что наблюдаемое с изменением энергии флуктуации в функциях возбуждения не могут быть объяснены теорией статических флуктуаций в поперечном сечении ядерных реакций. В связи с этим сделана попытка обработать экспериментальные данные для выделения возможных промежуточных резонансов [5—7]. О согласии результатов теории dogwa state (возбуждение квазичастиц) с моделью возбуждения малого числа наружных нуклонов говорится в работах [6—7]. Краткое изложение основных выводов теории, удобных для сравнения с экспериментом, дано в [8].

Обработка экспериментальных результатов заключается в следующем: для сглаживания статистических флуктуаций в функциях возбуждения и более четкого выделения промежуточных резонансов производится усреднение экспериментальных данных по интервалу 30 Кэв . Этот интервал соответствует примерно когерентной ширине, определенной в флуктуационном анализе [2]. Такое усреднение дают кривые, показанные на рис. 1 сплошной линией. Затем производится графическое разложение этих усредненных кривых.

Полученные графическим разложением максимумы показаны на рис. 1 пунктиром. На рис. 2 даны положения максимумов, полученных указанным путем для всех исследованных каналов для двух углов, под которыми производились измерения функций возбуждения. Сплошные линии относятся к максимумам, имеющимся в кривых возбуждения, пунктирные — к максимумам, выявленным дополнительно при графическом разложении кривых возбуждения. Стрелка вниз $\theta=140^\circ$, стрелка вверх $\theta=120^\circ$. Сплошные линии, проходящие через все каналы, показывают среднее положение максимумов для всех измеренных нами каналов конкурирующих реакций (p, α) и (p, p') на натрии. По горизонтальной оси отложена энергия падающих протонов. Все максимумы и видимые на усредненных кривых возбуждения и выявленные дополнительно графическим разложением группируются в узких энергетических интервалах, расстояния между которыми сохраняются примерно постоянными. Это говорит о наличии корреляции как между разными каналами, так и в одном канале при обоих углах наблюдения.

Среднее расстояние между положениями максимумов для всех каналов равно $104 \pm 9 \text{ Кэв}$ и является расстоянием между промежуточными резонансами (D_μ). Расстояние между промежуточными резонансами в $^{23}\text{Na}+p$, вычисленное в [8] по модели промежуточных резонансов из данных по ^{27}Al , $D_\mu(\text{Na})_{\text{расч}} = 105 \text{ Кэв}$, т. е. получается очень хорошее согласие. Средняя ширина максимумов Γ_μ , определенная эксперимен-

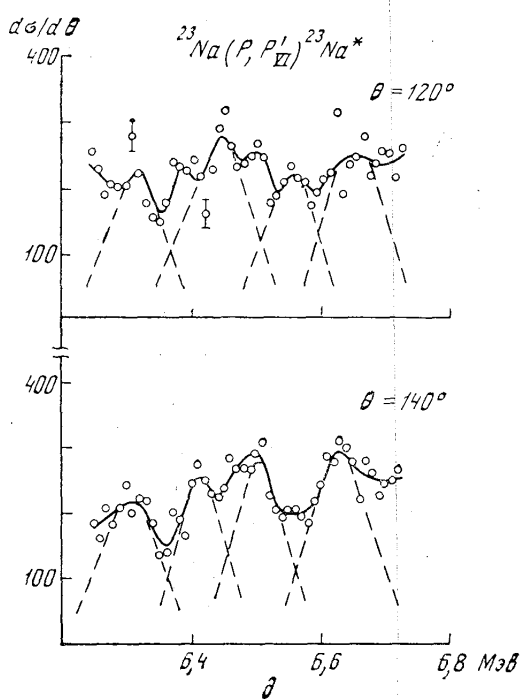


Рис. 1. Кривые возбуждения: a — для p_0 (розерфордское рассеяние вычтено), b — для p_{II} , c — для p_{III} , e — для p_{VI+V} и d — для p_{VI}

тально из всех исследованных каналов, равна 99 ± 5 Кэв, в то время как вычисленное значение $\Gamma_{\mu}(\text{Na})_{\text{расч}} = 94$ Кэв, т. е. согласие тоже хорошее.

Обнаруженные в данной работе резонансы, вероятно, являются избыточными аналоговыми состояниями, возбуждающимися в промежуточной системе. Аналогом основного состояния ядра ^{24}Na по энергетическим соображениям должен быть уровень $9,28$ Мэв в ^{24}Mg . Тогда наблюдаемые резонансы в реакции $^{23}\text{Na} + p$ при E_p (лаб. сист.) = $6,33, 6,43, 6,53$ и $6,64$ Мэв соответствуют энергии возбуждения $17, 50, 17,59, 17,68$ и $17,79$ Мэв в ^{24}Mg и могут быть аналогами состояний $8,22, 3,32, 8,41$ и $8,51$ Мэв в ^{24}Na . Указанная область энергии возбуждения в ^{24}Na детально не изучалась (см. [9]), поэтому нет возможности произвести сопоставление полученных значений $E_{\text{рез}}$ с уровнями в ядре ^{24}Na .

Форма угловых распределений для P_{II} , P_{III} , $P_{\text{IV}+\text{V}}$ и P_{VI} каналов¹ быстро изменяется с изменением энергии падающих протонов.

В таблице приведены интервалы энергии, в которых происходит изменение формы угловых распределений и положения максимумов в кривых возбуждения, взятых из рис. 2.

Сопоставление изменения формы угловых распределений с положениями максимумов в функциях возбуждения, взятых из рис. 2, в интервале энергии падающих протонов от $6,265$ до $6,535$ Мэв (по 8-ми угловым распределениям).

Из таблицы видно, что каждому слабому изменению формы угловых распределений соответствует резонанс функции возбуждения, что согласуется с работой [8].

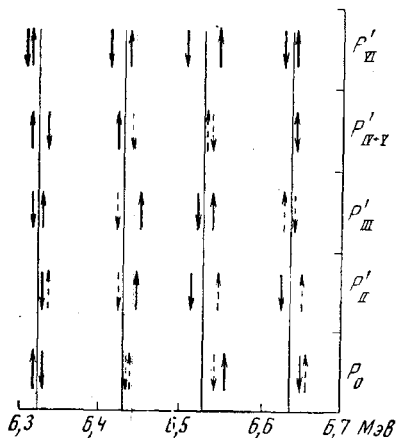


Рис. 2. Положение максимумов в кривых возбуждения для $P_0, P_{\text{II}}, P_{\text{III}}, P_{\text{IV}+\text{V}}$ и P_{VI} каналов из реакции $^{23}\text{Na}(p, p')^{23}\text{Na}^*$

Канал	Интервал		Положение максимума (среднее для двух углов измерения)
	Резкий	Плавный	
P_{II}	6,265—6,325	6,325—6,405	6,335
		6,405—6,440	6,440
	6,440—6,535		6,530
P_{III}		6,265—6,325	6,325
	6,325—6,345	6,345—6,440	6,440
	6,440—6,535		6,530
$P_{\text{IV}+\text{V}}$	6,265—6,405		6,330
		6,405—6,440	6,435
	6,440—6,475	6,475—6,535	6,535
P_{VI}	6,265—6,300	6,300—6,345	6,315
	6,345—6,405	6,405—6,440	6,425
		6,475—6,535	6,530

Такая зависимость подтверждает резонансную структуру функций возбуждения, так как резкое изменение формы угловых распределений можно объяснить интерференцией соседних резонансов.

Авторы выражают благодарность бригаде циклотрона.

¹ Угловые распределения, измеренные в интервале $6235—6535$ Кэв, для указанных каналов приведены в работе по флуктуационному анализу функций возбуждения для реакций на ^{23}Na под действием протонов [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев С. С., Воробьев Ю. А., Михалева Т. Н., Чупрунов Д. Л. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ. астрон., № 5, 58, 1966.
2. Михалева Т. Н., Чупрунов Д. Л. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 6, 63, 1966.
3. Чупрунов Д. Л., Зазулин В. С., Михалева Т. Н. «Атомная энергия», 21, 50, 1966.
4. Васильев С. С., Михалева Т. Н., Чупрунов Д. Л. «Изв. АН СССР», сер. физич. (в печати).
5. Block V., Feshbach H. Ann. Phys., 23, 47, 1963.
6. Kerman A. K., Rodberg L. S., Young J. E. Phys. Rev. Lett., 11, 422, 1963.
7. Izumo K., Progr. Theor. Phys., 26, 807, 1961; Nucl. Phys., 62, 673, 1963.
8. Васильев С. С., Михалева Т. Н., Чупрунов Д. Л. «Изв. АН СССР», сер. физич. Материалы XVII Совещания по ядерной спектроскопии и строению ядра. Харьков, 1967.
9. Kunz W., Sinfelmeister J. Tabellen der atomkerne. Teil II — kernreaktionen. Band 1, Akademie — Verlag, Berlin, 1965.

Поступила в редакцию
10. 3 1967 г.

НИИЯФ

УДК 538.11.3

Н. Н. ДЗБАНОВСКИЙ, Т. С. ЗАХАРОВА, Ю. С. КОНСТАНТИНОВ

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЗНАКОВ КОНСТАНТ СПИН-СПИНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В ТРИФТОРЭТИЛЕНЕ С ПОМОЩЬЮ ГЕТЕРОЯДЕРНОГО ДВОЙНОГО РЕЗОНАНСА

Относительные знаки некоторых констант спин-спинового взаимодействия (КССВ) в трифторэтилене $F_2C=CFH$, а именно относительные знаки трех КССВ J^{FF} и относительные знаки трех J^{FH} , были определены ранее в [1] с помощью двойного гомоядерного резонанса. В настоящей заметке определены относительные знаки остальных КССВ, а именно относительные знаки различных пар J^{FF} и J^{FH} , которые невозможно определить с помощью гомоядерного двойного резонанса, а без них картина расположения энергетических уровней в трифторэтилене не будет полной.

Эксперименты по двойному гетероядерному резонансу проводились на несколько модернизированном спектрометре KIS-25 фирмы Trüb Täuber, снабженном дополнительным устройством для наблюдения двойного резонанса F—H, причем изучались спектры ЯМР F^{19} при одновременном облучении образца на частоте протонов. Это устройство представляет собой стабильный задающий кварцевый генератор на 100 кГц, декадный синтезатор частот, усилитель мощности и стабильный звуковой генератор для изменения частоты насыщающего поля.

Получаемое таким образом высокочастотное магнитное поле на частоте ЯМР протонов (~ 25 мГц) через специальную катушку подавалось на образец.

Определение относительных знаков КССВ производилось с помощью селективного насыщения отдельных линий ЯМР в спектре протонов и анализа изменений в спектрах трех ядер фтора (см. [2]).

$J_{23} = J_{\text{транс}}^{FF} \pm$	$J_{42} = J_{\text{цис}}^{HF} \pm$
$J_{12} = J_{\text{гем}}^{FF} \pm$	$J_{43} = J_{\text{гем}}^{HF} \pm$
$J_{13} = J_{\text{цис}}^{FF} \mp$	$J_{24} = J_{\text{цис}}^{HF} \pm$
$J_{23} = J_{\text{транс}}^{FF} \mp$	$J_{34} = J_{\text{гем}}^{HF} \pm$
$J_{12} = J_{\text{гем}}^{FF} \pm$	$J_{14} = J_{\text{транс}}^{HF} \pm$