

МЕХАНИЗМ РЕАКЦИИ (γ, p) НА ЯДРЕ Pb^{208}

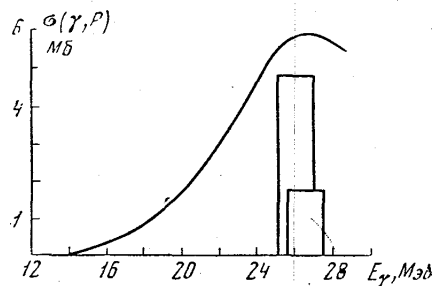
Согласно современным представлениям смещение максимума сечения реакции (γ, p) относительно максимума сечения фотопоглощения в сторону больших энергий по мере перехода к тяжелым ядрам связано с расщеплением состояний по изоспину [1].

Недавно Мюринга [2], рассматривая качественную сторону этого вопроса для ядра Pb^{208} , показал, что такой подход находится в согласии с большой величиной расщепления максимумов сечений реакций (γ, n) и (γ, p) и с малой величиной сечения реакции (γ, p) в этом ядре.

Из эксперимента по реакции $\text{Pb}^{208}(\gamma, p)\text{Te}^{207}$ [3] известно, что максимум сечения данной реакции находится при $E_\gamma \approx 26 \text{ Мэв}$, величина сечения $\sigma(\gamma, p) \approx 55 \pm 20 \text{ Мб Мэв}$. Характер углового распределения протонов говорит о значительном вкладе ($>50\%$) в механизм реакции процессов, связанных с возбуждением квадрупольных состояний.

Мы провели расчет уровней $I^\pi = 1^-, T=23$ в ядре Pb^{208} по схеме, предложенной в работе [4]. Необходимый базис состояний получен поворотом в изопространстве соответствующих состояний $|h_{11/2}^{-1} 2g_{9/2} : 1^-\rangle$, $|h_{11/2}^{-1} i_{11/2} : 1^-\rangle$ ядра Te^{208} . Энергии «нулевого приближения» определены по данным

работы [5]. Кулоновская энергия протона в ядре известна из экспериментов по возбуждению аналоговых состояний и для Pb^{208} $E=18,98 \text{ Мэв}$ [6]. Матричные элементы рассчитывались для δ -сил, волновые функции нуклонов полагались осцилляторными. Параметры сил и функций не играют принципиальной роли в данном случае и выбраны в соответствии с обычными оболочечными расчетами, которые проводились в этой области ядер [7]. Расчет показывает, что формируются два состояния $I_\pi = 1^-$ и $T=23$:



$$E = 25,9 \text{ Мэв}, \quad \sigma_\gamma = \sigma(\gamma, p) = 9,4 \text{ Мб Мэв},$$

$$E = 26,4 \text{ Мэв}, \quad \sigma_\gamma = \sigma(\gamma, p) = 3,6 \text{ Мб Мэв}.$$

Распад их происходит только по протонному каналу, так как порог реакции (γ, n) для переходов, разрешенных по изоспину, составляет $27,3 \text{ Мэв}$. Из рисунка видно хорошее согласие теории и эксперимента в положении максимума сечения. Сравнение абсолютных величин сечений затруднено тем, что неизвестен точный вклад в экспериментальное сечение квадрупольного механизма.

В связи с этим крайне важно понять, насколько устойчива расчетная величина сечения по отношению к различным неучтенным факторам. Одним из таких факторов является нарушение чистоты изотопического спина. Мы рассмотрели кулоновское примешивание коллективного дипольного состояния $T=22$, $E=14 \text{ Мэв}$ к состоянию с $T=23$ в первом порядке теории возмущений. Такое нарушение чистоты изоспина привело к уменьшению величины сечения поглощения σ_γ на 10% . При этом, если быть последовательным и учесть кулоновское смешивание в «дырках» ядра Pb^{207} , нейтронный канал практически остается закрытым и сечение реакции (γ, p) также уменьшается на 10% .

Недавно В. В. Балашовым [8] было высказано предположение о существенном влиянии на величину сечения реакции $\text{Pb}^{208}(\gamma, p)\text{Te}^{207}$ размазанности границы Ферми. Весьма приближенные оценки этого эффекта, проведенные нами, показали, что возможно увеличение сечения в 2 раза. Более внимательное рассмотрение этой задачи представляется важным и будет проведено в ближайшее время.

Авторы благодарны В. В. Балашову за предложенную тему.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fallieros S., Boulard G., Ventor R. M. Phys. Lett., **19**, 398, 1965.
2. Morinaga H. Z. Phys., **188**, 182, 1965.
3. Cameron A. G. M., Harms W., Katz L. Phys. Rev., **83**, 1265, 1951.
4. Balashov V. V., Yadrovsky E. L. Phys. Lett., **22**, 507, 1966.

5. Коротких В. Л., Московкин В. М., Юдин Н. П. «Изв. АН СССР», сер. физич., **30**, 319, 1966.
6. Bredin D. I., Hansen O., Lenz G., Temmer G. M. Phys. Lett., **21**, No. 6, 677, 1966.
7. Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, **41**, № 6, 1929, 1961.
8. Балашов В. В. Обзорный доклад на Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям при низких и средних энергиях. Дубна, 1967.

Поступила в редакцию
21. 2 1967 г.

НИИЯФ

УДК 538.56 : 530.145

Н. К. МАНЕШИН, Е. Р. МУСТЕЛЬ, В. Н. ПАРЫГИН, В. С. СОЛОМАТИН

МОДУЛЯТОРЫ ИНФРАКРАСНОГО ДИАПАЗОНА НА ФОТОУПРУГОСТИ В КРИСТАЛЛЕ ГЕРМАНИЯ

При переходе от видимого к инфракрасному диапазону повышается мощность, потребляемая модулятором света (пропорционально λ^2). Поэтому возрастает роль модуляторов на фотоупругости, которые по сравнению с электрооптическими работают при меньших мощностях, но на фиксированных частотах. В работах [1, 2] описаны дифракционные модуляторы инфракрасного диапазона на кристаллах GaAs, Si, CdS, Ge. Глубина модуляции достигла 16%, причем все измерения проводились по постоянной составляющей света.

В настоящем сообщении приведены результаты экспериментального исследования модулятора инфракрасного диапазона, основанного на дифракции и двулучепреломлении света в кристалле Ge. Получены зависимости величины переменных составляющих света от напряжения на пьезовозбудителе. Достигнутые максимально возможные глубины модуляции составляют 90% для дифракционного модулятора и 60% — для модулятора на двулучепреломлении.

Выбор кристалла Ge в качестве модулирующей среды обусловлен большой величиной показателя преломления этого кристалла ($n=4$). Ge принадлежит к классу *m3m*. Если на кристалл действует упругое напряжение σ , направленное по оси [111], то оптическая индикатриса превращается в эллипсоид вращения с оптической осью oz , направленной вдоль [111]. Показатели преломления обыкновенного и необыкновенного лучей определяются следующим образом:

$$\begin{aligned} n'_e &= n + \frac{n^3}{6} (\pi_{11} + 2\pi_{12} + 2\pi_{44}) \sigma, \\ n'_o &= n + \frac{n^3}{6} (\pi_{11} + 2\pi_{12} - \pi_{44}) \sigma, \end{aligned} \quad (1)$$

где n — коэффициент преломления при отсутствии напряжения.

На использовании зависимости n'_o и n'_e от σ основаны два типа модуляторов света: модулятор на двулучепреломлении и дифракционный модулятор. Принцип действия модулятора на двулучепреломлении таков же, как и электрооптического. Кристалл помещается между скрещенными поляроидами. Направление поляризации света составляет 45° с оптической осью. Фазовая задержка при длине кристалла l между обыкновенным и необыкновенным лучами равна

$$\Gamma_1 = \frac{2\pi}{\lambda} l (n'_e - n'_o) = \frac{\pi}{\lambda} l n^3 \pi_{44} \sigma.$$

Интенсивность света после анализатора

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma_1}{2}, \quad (2)$$

где I_0 — интенсивность падающего света. Упругое напряжение в кристалле создается стоячей ультразвуковой волной в направлении оси OZ .

$$\sigma = \sigma_0 \cos kz \cos \Omega t$$