

С 3436

Д-401

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

325/2-73



P15 - 6771

К. Джанобиллов, В.В. Комаров,
Морси С.Эль Тахави, Х.Р. Саад, И.В. Сизов

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ $^{11}\text{B}(\text{p}, 3\alpha)$

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1972

P15 - 6771

К. Джанобилов, В. В. Комаров,
Морси С. Эль Тахави, Х. Р. Саад, И. В. Сизов

ИССЛЕДОВАНИЯ РЕАКЦИИ $^{11}\text{B}(\text{p}, \text{3}\alpha)$

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

В последние годы особое внимание уделяется изучению ядерных реакций с вылетом нескольких частиц. По сравнению с реакциями с образованием двух частиц, теоретическое рассмотрение реакций с вылетом трех и более частиц значительно сложнее. Кроме увеличения числа независимых кинематических переменных /например, до пяти в случае вылета трех частиц/ сложности в изучении квантово-механических систем из нескольких частиц возникают при попытке учета взаимодействия всех этих частиц. Тем не менее, информация, получаемая из исследований таких реакций, оказывается интересной и важной для понимания многих аспектов ядерной физики, например, таких, как вопрос о роли трехчастичных сил в многочастичном взаимодействии, о параметре рассеяния двух частиц, о характере потенциалов парного взаимодействия и т.п.

Интенсивно изучаются реакции с вылетом трех бесспиновых альфа-частиц, такие как $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$; $^{10}\text{B}(d, 3\alpha)$; $^9\text{Be}(^3\text{He}, 3\alpha)$; $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ /1-9/. При бомбардировке ^{11}B протонами с энергией несколько Мэв образуются резонансные состояния ядра ^{12}C .

В экспериментально наблюдаемых спектрах α -частиц проявляются пики, соответствующие взаимодействию двух α -частиц в возбужденных состояниях ядра ^8Be . Замечено, что ширина этих пиков не соответствует ширине резонансного рассеяния свободных α -частиц, а положение пиков в спектре совпадений двух α -частиц часто не согласуется с хорошо известными значениями энергии возбуждения первых уровней /2, 3, 10/.

Многими авторами /3, 4, 11-14/ делались попытки интерпретировать эффективные сечения и корреляции в реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ в предположении двухступенчатого процесса распада возбужденного

ядра $^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + ^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$ или одновременного распада на три α -частицы: $^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$. Однако даже самые удачные попытки такой интерпретации не дают полного удовлетворительного согласия теоретических расчетов с экспериментом.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты исследования реакции $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ при двух значениях энергии протонов $E_p = 2,0$ Мэв и $E_p = 2,65$ Мэв.

Дифференциальные сечения рассчитывались на основе теории многочастичного рассеяния /15/ с учетом парного взаимодействия всех трех α -частиц в конечном состоянии.

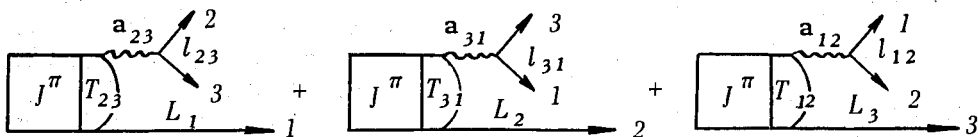
Предполагая, что реакция $^{11}\text{B}(p, 3\alpha)$ протекает через резонансное состояние ядра ^{12}C с моментом J и четностью π и что в конечном состоянии существенную роль играют лишь парные взаимодействия между α -частицами, амплитуда вероятности распада составной системы $A(J^\pi)$ пропорциональна амплитуде рассеяния трех α -частиц с произвольной конфигурацией импульсов в начальном состоянии. Амплитуда рассеяния трех попарно взаимодействующих частиц в рассматриваемом случае является суммой трех амплитуд, отличающихся взаимодействующей в конечном состоянии парой частиц:

$$A(J^\pi) = \text{const} (\tau_{23} + \tau_{31} + \tau_{12}). \quad /1/$$

Обозначая характеристики состояний пар взаимодействующих в конечном состоянии частиц символами l_{23} , l_{31} , l_{12} , орбитальные моменты третьей частицы относительно двух взаимодействующих символами L_1 , L_2 , L_3 , полную амплитуду реакции в этих обозначениях можно записать в виде:

$$A(J^\pi) = \text{const} \left[\sum_{L_1} \sum_{l_{23}} T_{23}(l_{23}, L_1) + \sum_{L_2} \sum_{l_{31}} T_{31}(l_{31}, L_2) + \sum_{L_3} \sum_{l_{12}} T_{12}(l_{12}, L_3) \right]. \quad /2/$$

Графическое изображение $A(J^\pi)$ распада составной системы в состоянии J^π на три попарно взаимодействующих частицы можно представить схемой:



В тех случаях, когда возможно резонансное взаимодействие двух пар a -частиц /2,3/ и /3,1/ в состояниях с моментами l_{23}^* и l_{31}^* , спектр одной a -частицы, например, первой определяется амплитудой:

$$A(J^\pi, l_{23}^*, l_{31}^*) = \text{const} \left[\sum_{L_1} T_{23}(l_{23}^*, L_1) + \sum_{L_1} \sum_{l_{31}'} \sum_{L_2} B^{l_{23}^* L_1} T_{31}(l_{31}', L_2) + \right.$$

$$\left. + \sum_{L_1} \sum_{l_{12}'} \sum_{L_3} B^{l_{23}^* L_1} T_{12}(l_{12}', L_3) + \right.$$

/3/

$$\left. + \sum_{L_2} T_{31}(l_{31}^*, L_2) + \sum_{L_2} \sum_{l_{12}'} \sum_{L_3} B^{l_{31}^* L_2} T_{12}(l_{12}', L_3) + \right.$$

$$\left. + \sum_{L_2} \sum_{l_{23}'} \sum_{L_1} B^{l_{31}^* L_2} T_{23}(l_{23}', L_1) \right],$$

где B - коэффициенты разложения волновой функции состояния $|l_{ij}^*, L_k\rangle$ по всем возможным состояниям $|l_{ik}, L_j\rangle; |l_{jk}, L_i\rangle$.

Сделанное выше предположение о составном ядре существенно упрощает расчет амплитуды. В этом случае амплитуды $T_{ij}(l_{ij}, L_k)$ отличаются друг от друга только функцией, зависящей от относительной энергии E_{ij} пары взаимодействующих частиц. Эта зависимость от E_{ij} может быть факторизована в $T_{ij}(l_{ij}, L_k)$ в виде множителя, являющегося амплитудой двухчастичного рассеяния и описывающего форму резонанса конечного взаимодействия.

В этом случае выражение /3/ примет вид:

$$1 (J^{\pi}, l_{23}^*, l_{31}^*) = const \} \sum_{L_1} [a_{23}(E_{23}, l_{23}) + \sum_{l_{31}} \sum_{l_{12}} B_{l_{31} l_{12}}^{l_{23}^* L_1} a_{31}(E_{31}, l_{31}) +$$

$$+ \sum_{l_{12}} \sum_{l_{31}} B_{l_{12} l_{31}}^{l_{23}^* L_1} a_{12}(E_{12}, l_{12})] + \sum_{L_2} [a_{31}(E_{31}, l_{31}) +$$

/4/

$$+ \sum_{l_{12}} \sum_{l_{31}} B_{l_{12} l_{31}}^{l_{23}^* L_2} a_{12}(E_{12}, l_{12}) + \sum_{l_{23}} \sum_{l_{12}} B_{l_{31} l_{12}}^{l_{23}^* L_2} a_{23}(E_{23}, l_{23})] \}.$$

Для численных расчетов по формуле /4/ необходимо знать значения

двухчастичных амплитуд a_{ij} и коэффициентов $B_{l_{ij} l_{jk}}^{l_{ij}^* L_k}$.

Двухчастичные амплитуды для простоты расчета выбирались в виде известных амплитуд Брайта и Вигнера для резонансного рассеяния α -частиц без учета потенциального и кулоновского рассеяния. Это оправдано тем, что расчеты сечений проводились в области относительных энергий пар α -частиц около резонансного взаимодействия в d -состоянии ($l_{ij}^* = 2$), где вклад потенциального и кулоновского рассеяния менее существенен по отношению к резонансному.

Суммирование по орбитальным моментам L_k ограничивается по кинематическим соображениям значениями $L_k \leq 3$, l_{ij} определяются из законов сохранения момента и четности.

Техника эксперимента

Протоны ускорялись на электростатическом генераторе ЭГ-5 Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ. Вертикальный пучок протонов после отклонения анализирующим магнитом на угол 90° проходил через фокусирующие квадрупольные магнитные линзы и выводил-

ся в экспериментальный зал, в котором он проходил через отклоняющий магнит, систему коллимирующих диафрагм и направлялся в камеру рассеяния цилиндрической формы, диаметром 190 мм. На съемной крышке камеры смонтированы два кронштейна для установки детекторов. Специальное поворотное устройство позволяет независимо для каждого детектора устанавливать необходимый угол относительно пучка бомбардирующих частиц и в одной плоскости с ним в пределах $0^\circ \pm 180^\circ$ для одного детектора и $-30^\circ \pm 180^\circ$ для другого.

В экспериментах использовались кремниевые поверхностно-барьерные детекторы с рабочей поверхностью 50 мм^2 , изготовленные из материала с удельным сопротивлением 250 - 300 ом.см. Детекторы устанавливались на расстоянии 55 мм от мишени. Коллиматоры перед детекторами ограничивали телесный угол для регистрируемых α -частиц в пределах $\approx 6.10^{-3}$ стерадиана. Мишень из самоподдерживающейся пленки бора, получаемая путем распыления бора естественного изотопного состава с помощью электронного луча, располагалась в центре камеры рассеяния. Толщина мишени составляла $80 \pm 100 \text{ мкг на см}^2$. С помощью коллиматора длиной 150 мм диаметр пучка протонов на мишень ограничивался до $1 \pm 2 \text{ мм}$. Энергетическое разрешение детекторов при регистрации α -частиц с энергией 5,2 Мэв от α -препарата составляло 30-40 кэв. В случае измерений спектра α -частиц из реакции $^{11}\text{B}(\text{p}, 3\alpha)$ ширина пика на половине высоты для группы α_0 -частиц была в пределах 100-120 кэв и определялась толщиной применяемой мишени и телесным углом детекторов. Импульсы от детекторов подавались на предварительные усилители с отдельными трактами усиления. "Медленный" тракт - для измерений спектра и "быстрый" тракт - для отбора совпадений. Отбор совпадений обеспечивался с помощью преобразователя "время-амплитуда" в пределах 15-20 наносекунд. Описание применяемой в экспериментах электронной аппаратуры содержится в работах /16-18./

Для измерений двухмерных спектров использовался 4096-канальный анализатор типа "Тензор" с распределением каналов 64×64 или 32×128 в режиме "амплитуда" - "амплитуда".

Измерения спектров совпадений для различных комбинаций углов вылета двух α -частиц θ_1 и θ_2 проводились при энергиях протонов, соответствующих возбуждению определенных состояний составного ядра ^{12}C . С этой целью для данной конкретной мишени перед каждым измерением измерялись функции возбуждения с вы-

ходом α -частиц, соответствующих основному состоянию конечного ядра ^{12}C . Одновременно с этим осуществлялась энергетическая калибровка спектрометрических трактов регистрации спектров α -частиц. Проверка калибровки повторялась в процессе измерений спектров совпадений. На рис. 1 показаны функции возбуждения для угла 120° л.с. Четко выраженные резонансные пики при $E_p = 2,0$ Мэв и $E_p = 2,65$ Мэв соответствуют возбужденным состояниям составного ядра ^{12}C с энергиями возбуждения 17,77 и 18,37 Мэв соответственно.

На рис. 2 показан двухмерный спектр α - α совпадений и его проекция на ось E_2 , где E_1 и E_2 - энергия вылетающих первой и второй альфа-частиц в лабораторной системе, регистрируемых детекторами под углами θ_1 и θ_2 соответственно. Кинематика трехчастичной реакции рассчитывалась с помощью программ на ЭВМ типа БЭСМ-4 и БЭСМ-6. Результаты нескольких таких расчетов приведены на рис. 3.

Экспериментальные результаты и обработка

Полученные экспериментальные данные приведены на рис. 4-7. По оси абсцисс - энергия α -частиц в Мэв /л.с./ регистрируемых детектором под углом θ_1 . По оси ординат - число регистрируемых совпадений в одном канале анализатора. Чтобы не усложнять рисунки, экспериментальные точки приведены без их статистических ошибок.

При энергии протонов 2,0 Мэв /уровень ядра ^{12}C - 17,77 Мэв/ были измерены спектры совпадений двух α -частиц для трех комбинаций углов θ_1 и θ_2 . Полученные экспериментальные результаты представлены на рис. 4 и 5. Расчеты сечений выполнены в предположении спина и четности уровня ядра ^{12}C $J^\pi = 0^+$.

При энергии протонов $E_p = 2,65$ Мэв /уровень ядра ^{12}C - 18,37 Мэв/ измерены спектры совпадений для шести различных комбинаций углов θ_1 и θ_2 . Теоретически рассчитывались сечения для этих комбинаций углов θ_1 и θ_2 для четырех значений $J^\pi = 0^+$, 1^- , 2^+ , 3^- . Экспериментальные результаты и рассчитанные кривые приведены на рис. 6 и 7. На рис. 6 кривые, обозначенные сплошной линией, соответствуют расчетам для $J^\pi = 2^+$, а штрихованной линией - для $J^\pi = 3^-$.

На рис. 7 сплошные линии приведены по экспериментальным точкам, штрихованные линии обозначают результаты расчетов

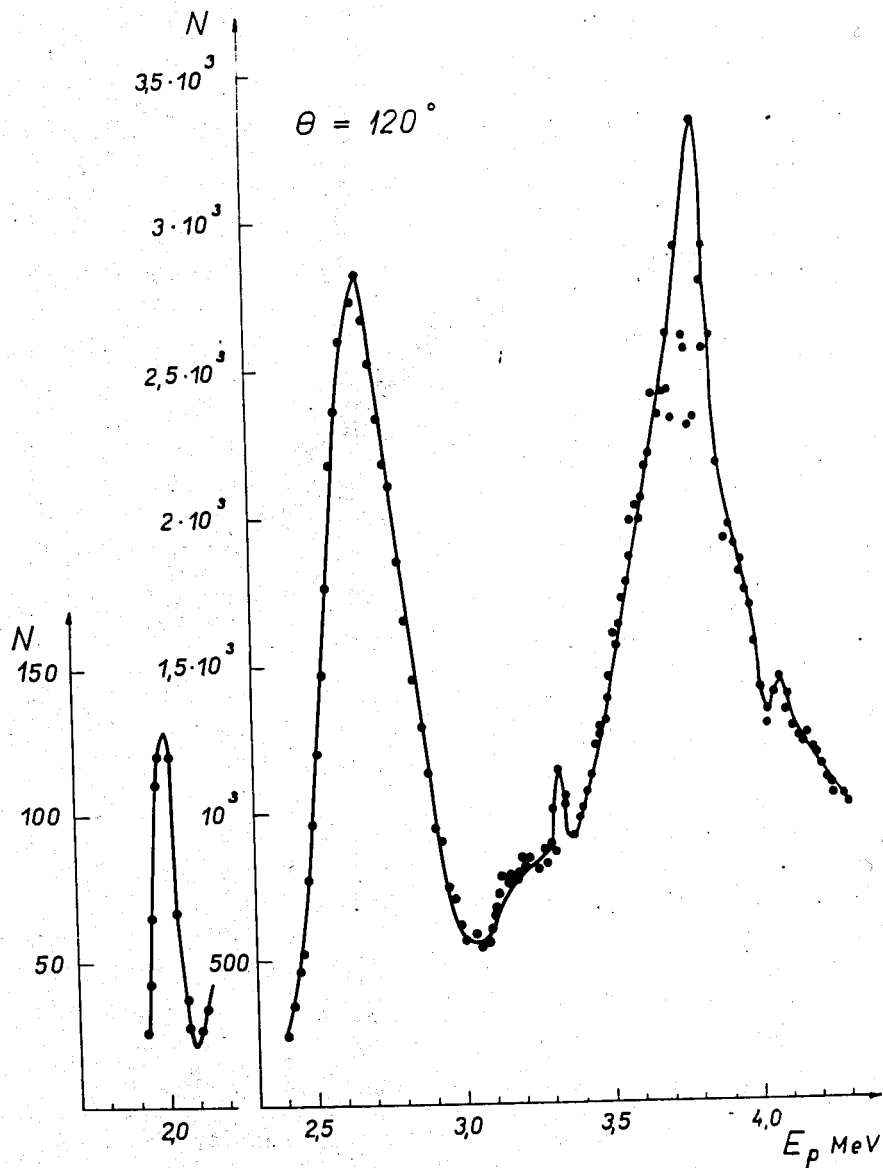


Рис. 1. Функции возбуждения реакции $^{11}\text{B}(p, \alpha)^8\text{B}$ для угла 120° л.с.

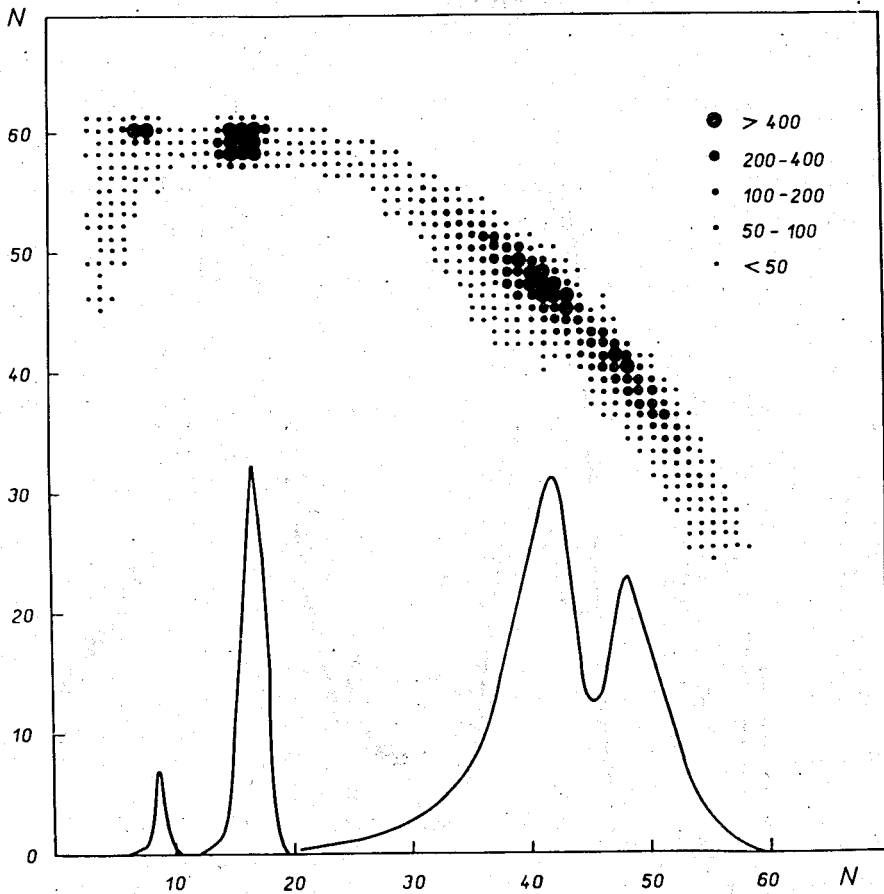


Рис. 2. Двухмерный спектр α - α -совпадений и его проекция на ось E_2 . $E_p = 2,65$ МэВ; $\theta_1 = 120^\circ$; $\theta_2 = -50^\circ$, N - номер канала анализатора. Ось абсцисс соответствует детектору для угла θ_2 , ось ординат - детектору для угла θ_1 .

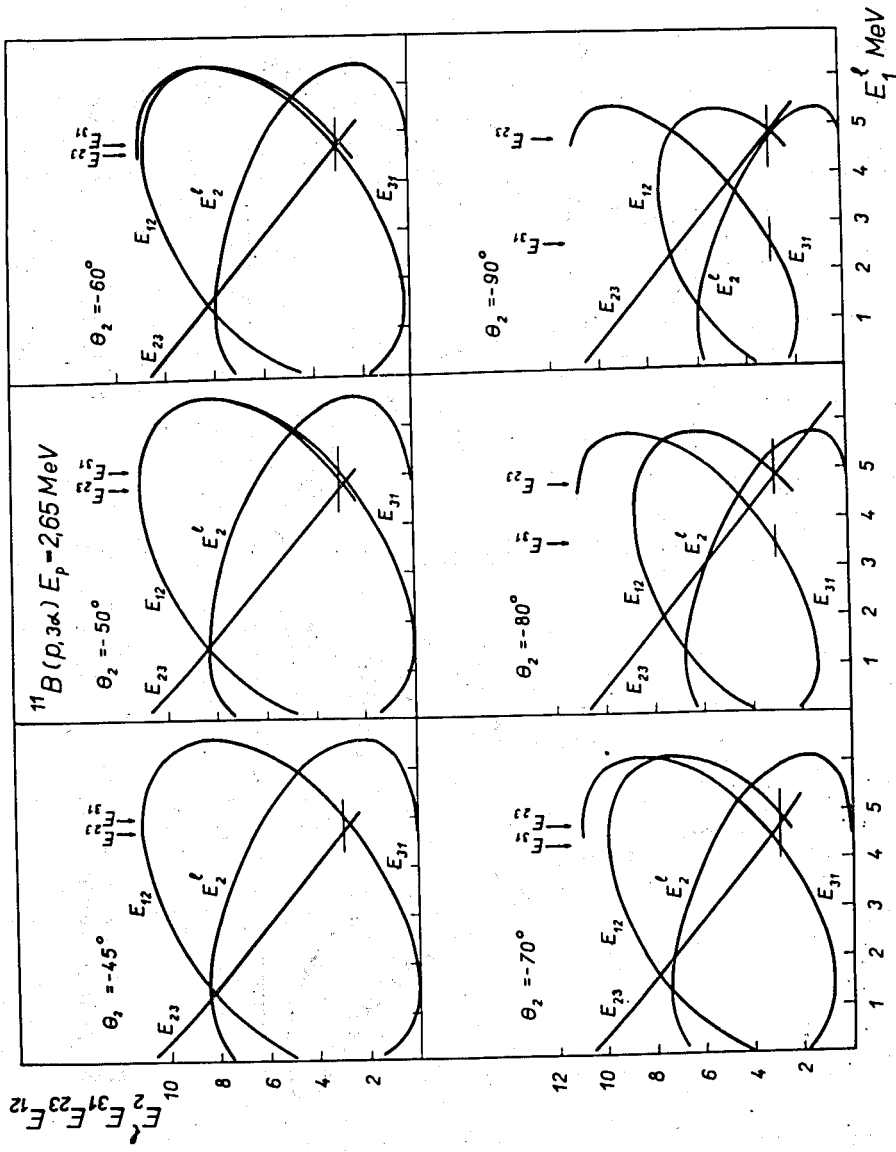


Рис. 3. Расчеты кинематики реакции $B(p, 3\alpha)$.

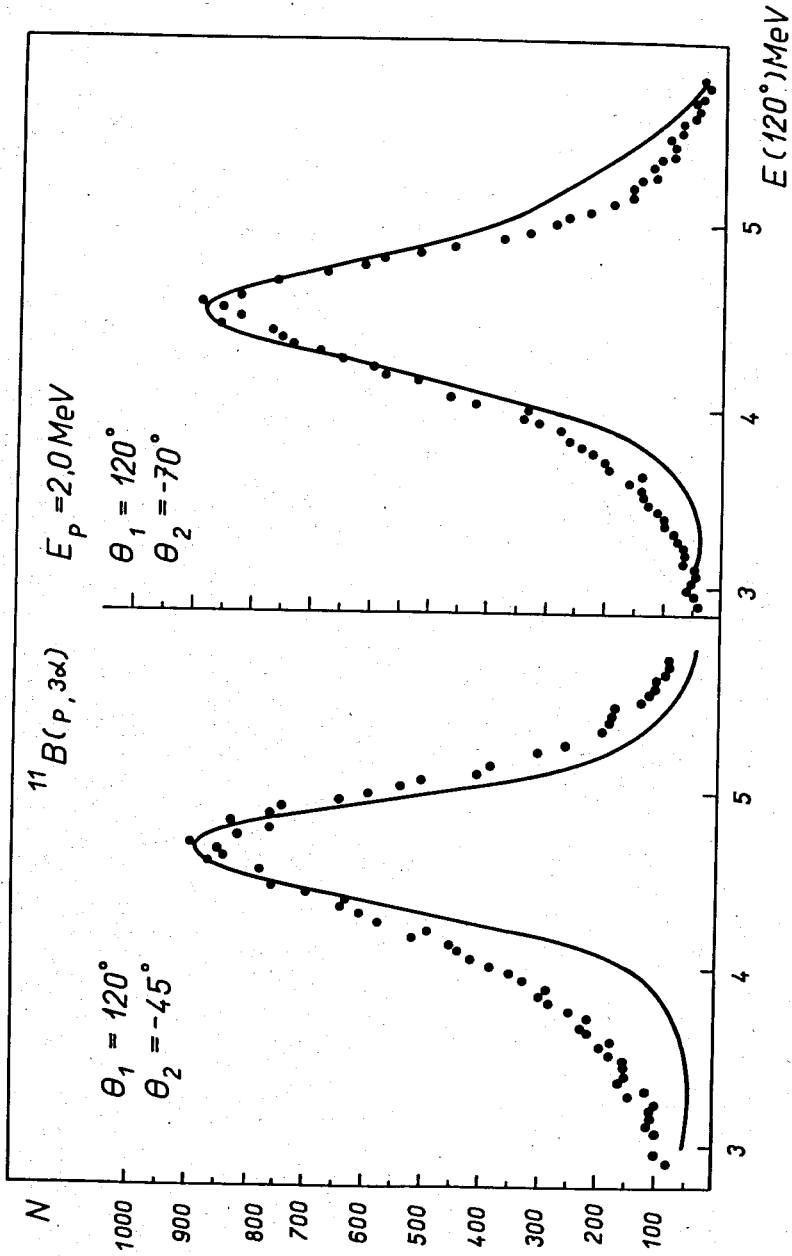


Рис. 4. Спектры совпадений двух α -частиц и расчет сечений в предположении спина и четности составного ядра ^{12}C , $J\pi = 0^+$.

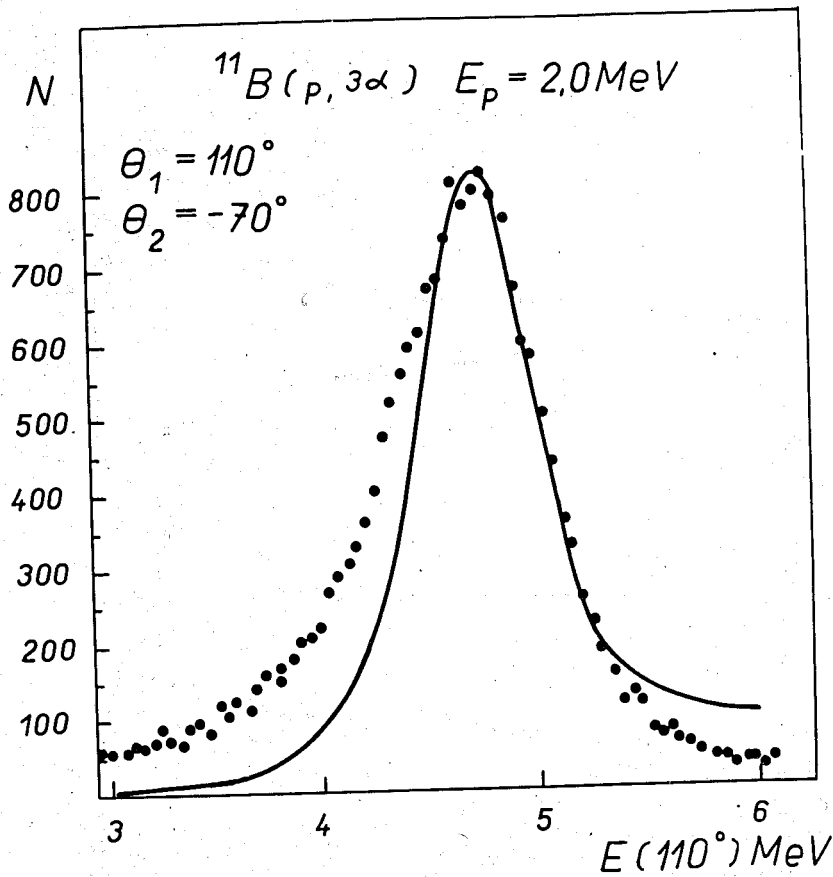


Рис. 5. Спектр совпадений двух α -частиц и расчет сечений для $J^\pi = 0^+$.

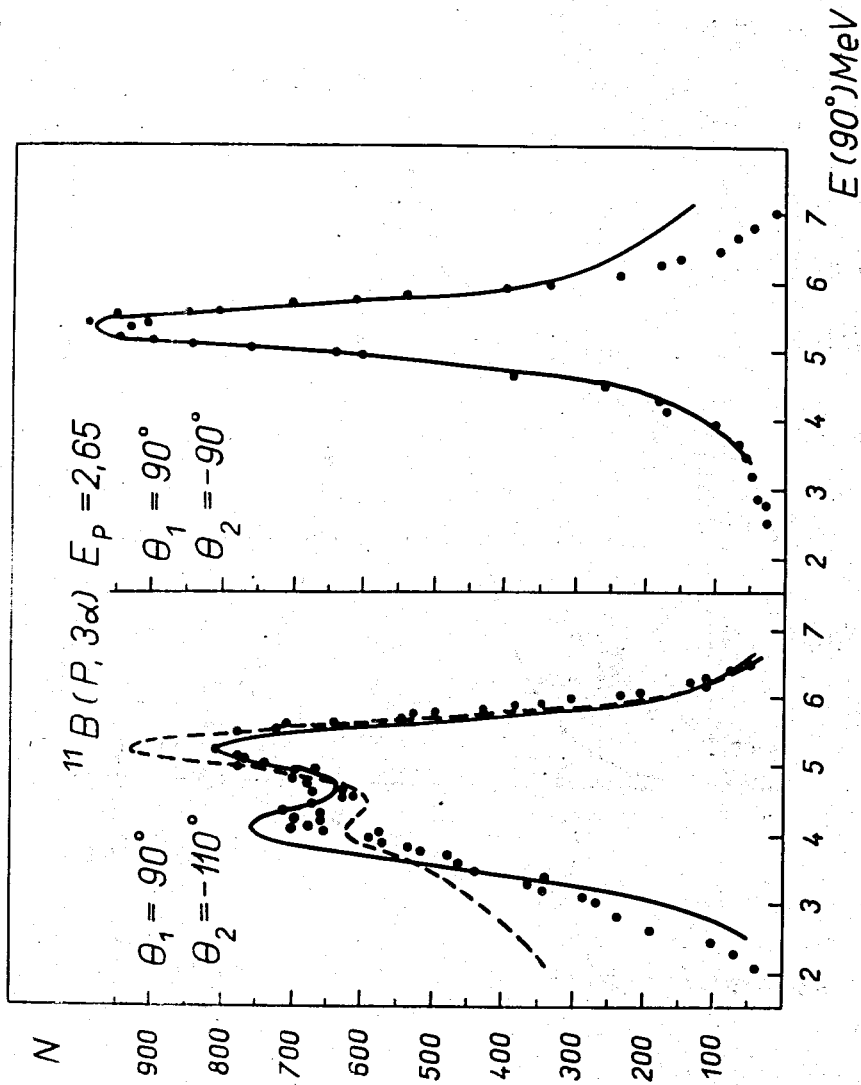


Рис. 6. Спектры совпадений двух α -частиц и расчет сечений в предположении спина и четности ядра ^{12}C . $J^\pi = 2^+$ - сплошная линия и $J^\pi = 3^-$ - штрихованная линия.

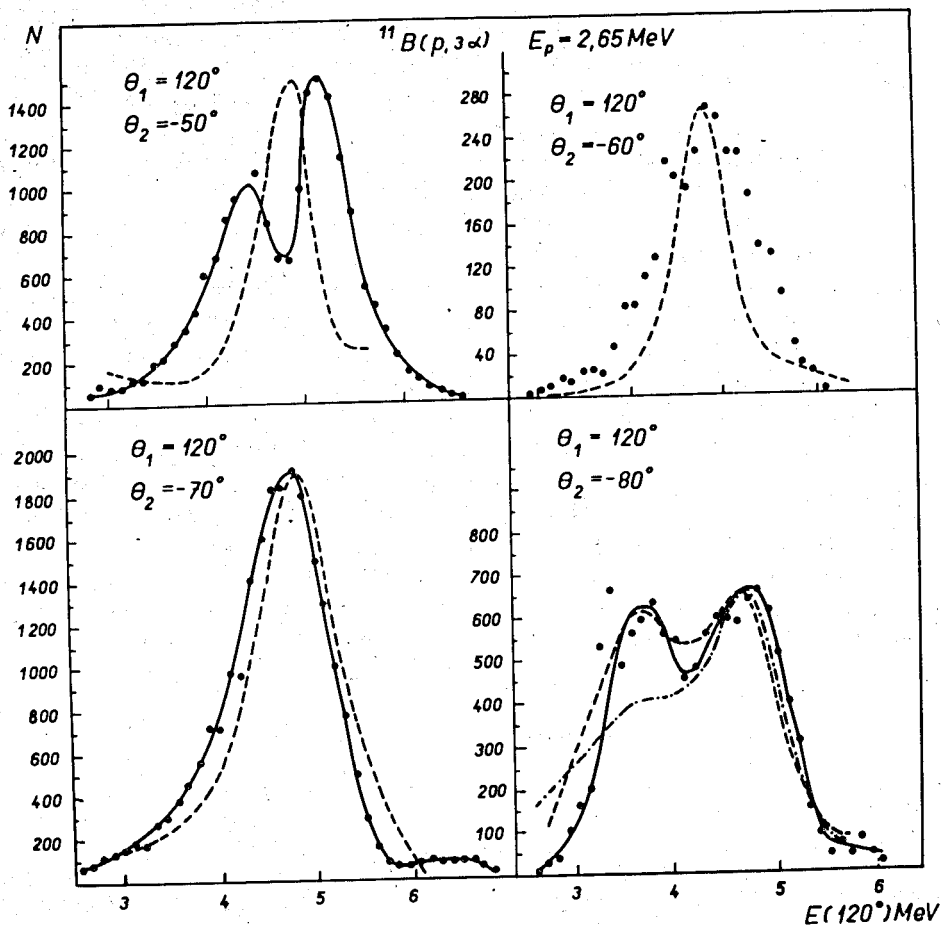


Рис. 7. Спектры совпадений двух α -частиц и расчетные кривые для $J^\pi = 2^+$ - штрихованная линия и $J^\pi = 3^-$ - штрих-пунктирная линия. Сплошные линии проведены по экспериментальным точкам.

в предположении $J^\pi = 2^+$. Для случая $\theta_1 = 120^\circ$ и $\theta_2 = -80^\circ$ штрих-пунктирной линией показаны результаты расчета для $J^\pi = 3^-$. Рассчитанные кривые для $J^\pi = 0^+$ и 1^- не приводятся из-за их больших отклонений от экспериментальных результатов.

Анализ полученных данных свидетельствует о том, что выбранная методика расчетов удовлетворительно воспроизводит основной характер спектров совпадений.

Сравнение экспериментальных данных с расчетами подтверждает значение спина и четности уровня $^{12}\text{C} - 17,77$ Мэв, равное $0^+_{1/2}$, и показывает, что наиболее предпочтительно значение спина и четности для уровня $18,37$ Мэв - 2^+ .

Имеющееся расхождение между экспериментальными результатами и рассчитанной кривой для случая $E_p = 2,65$ Мэв $\theta_1 = 120^\circ$ и $\theta_2 = -50^\circ$ не устраняется предположением других значений J^π и требует дальнейшего детального рассмотрения.

В заключение авторы выражают признательность С.С.Паржицкому за предоставление комплекса аппаратуры и помощь в его использовании в настоящих измерениях, Н.И.Линькову за обеспечение работы электроники, М.И.Кривоустову за помощь в проведении измерений, В.И.Сизову за разработку программ для расчетов кинематики и сечений на ЭВМ БЭСМ-6 и помощь в проведении этих расчетов, группе эксплуатации ЭГ-5 под руководством И.А.Чепурченко за обеспечение бесперебойной работы ускорителя.

Литература

1. T.L.Quebert and L.Marquez. *Nucl.Phys.*, A126, No. 3, p. 646 (1969).
2. T.D.Bronson, W.D.Simpson, W.R.Jackson and G.C.Phillips. *Nucl.Phys.*, v. 68, No. 2, p. 241 (1965).
3. A.Giorni. *Nucl.Phys.*, A144, No. 1, p. 146 (1970).
4. W.Von Witsch, M.Ivanovich, D.Rendic, V.Valovic, G.C.Phillips and K.Schafer. *Nucl. Phys.*, A180, No. 2, p. 402 (1972).
5. T.P.Longequeue, T.F.Cavaignac, A.Giorni, R.Bouchez. *Few Body Problems Light Nuclei and Nuclear Interactions*. v. 2, p. 687 (1968).
6. F.Nusslin, J.Zimmerer, K.W.Martis, H.Werner. *Nucl.Phys.*, A123, No. 2, p. 300 (1969).
7. E.Norleck, M.D.Mancusi and R.R.Carlson. *Rev.Mod.Phys.*, v. 37, p. 354 (1965).
8. C.Mozed, T.E.Etter, H.D.Holmgren and M.A.Waggoner. *Rev.Mod.Phys.*, v. 37, p. 354 (1965).
9. F.K.Goward and T.T.Wilkins. *Proceed. of the Royal Society*, A228, No. 1174 (1965), p.376.
10. Jan Duck. *Rev.Mod.Phys.*, v. 37, p. 418 (1965).
11. K.Schafer. *Nucl.Phys.*, A140, No. 1, p. 9 (1970).
12. G.Goulazd. *Le Journal de Physique*, v. 31, p. 941 (1970).
13. C.Alex McMahan and Jan M.Duck. *Nucl.Phys.*, A157, p. 417 (1970).
14. T.Letessier. *Phys.Lett.*, v. 10, No. 1, p. 102 (1964).

- 15 В.В.Комаров. Изв. АН СССР; сер.физ. /1970/, т. 34, №1, 78.
- 16 М.Н.Дражев. Препринт ОИЯИ 3-3637, Дубна, 1968.
- 17 М.Н.Дражев, С.С.Паржицкий. Препринт ОИЯИ 2787, Дубна, 1966.
- 18 А.А.Омельяненко, К.Г.Родионов, Хен Еен Гынь. Препринт ОИЯИ, 2280, Дубна, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 октября 1972 года.