

Уменьшение спонтанной намагниченности и температуры Кюри с ростом содержания ионов Fe в манганитах можно понять на основе имеющихся литературных данных [6,3]. Известно, что в смешанных манганитах со структурой перовскита преобладает положительное косвенное обменное взаимодействие  $Mn^{3+}-Mn^{4+}$ , которое ответственно за ферромагнитные свойства этих материалов. Замещение ионов  $Mn^{3+}$  ионами  $Fe^{3+}$  уменьшает число пар  $Mn^{3+}-Mn^{4+}$  и увеличивает относительный вклад отрицательного косвенного обменного взаимодействия в манганитах, что способствует снижению  $\sigma_s$  и  $T_c$ .

На основании анализа экспериментальных данных можно сделать вывод, что переход металл—полупроводник в манганитах в районе температуры Кюри обусловлен влиянием обменного взаимодействия на структуру энергетической зоны. Замещение ионов Mn ионами Fe приводит к увеличению ширины запрещенной зоны, и поэтому при некоторой концентрации ионов Fe имеет место изменение типа проводимости (с металлической на полупроводниковую) при температурах  $T < T_c$ .

Мы благодарим профессора К. П. Белова за интерес к работе и участие в обсуждении результатов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Lotgering F. K. Phillips Res. Rep., 1970, 25, N 1, p. 8. [2] Oretzki M. J. Can. J. Phys., 1970, 48, p. 346. [3] Searle C. W., Wang S. T. Can. J. Phys., 1970, 48, p. 2023. [4] Белов К. П. и др. ФТТ, 1978, 20, с. 3492. [5] Свирина Е. П., Шляхина Л. П., Лукина М. М. ФТТ, 1982, 24, с. 3428. [6] Leung L. K., Evans B. G. Can. J. Phys., 1969, 47, p. 2697.

Поступила в редакцию  
17.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 539.172.5

### ОСОБЕННОСТИ УГЛОВОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ $\gamma$ -КВАНТОВ ПРИ ДЕВОЗБУЖДЕНИИ ЯДЕР В ПРОЦЕССАХ ДИФРАКЦИОННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ

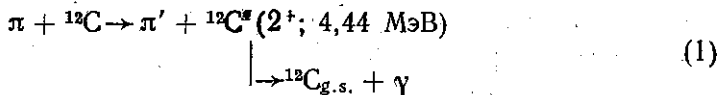
В. Л. Коротких, Н. И. Старков

(НИИЯФ)

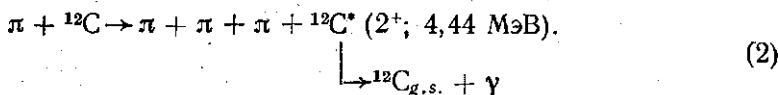
Возбуждение дискретных уровней ядер в процессах дифракционного рождения частиц позволяет решить проблему выделения канала реакции с определенным конечным состоянием ядра и исследовать механизм возбуждения ядра. Первой экспериментальной работой в этом направлении является работа Асколи и др. [1], в которой было измерено дифференциальное сечение по переданному ядру импульсу в реакции  $^{12}C(\pi, 3\pi) ^{12}C^*(2^+; 4,44 \text{ МэВ})$  при импульсе пионов 6 ГэВ/с. В работе Балашова и др. [2] были заложены основы теории возбуждения ядер в дифракционном рождении и впервые показана роль двухступенчатого механизма возбуждения ядра в процессах рождения.

Настоящая работа является продолжением теоретического исследования, начатого в работе [2], и посвящена изучению углового распределения  $\gamma$ -квантов от девозбуждения ядра. Знание особенностей углового распределения  $\gamma$ -квантов необходимо для получения нормировки измеряемого сечения процесса. Правильная интерпретация этих особенностей позволяет разделить и выявить влияние кинематических и динамических факторов, определяющих процесс возбуждения ядра в дифракционном рождении частиц.

Отнесем к кинематическим факторам влияние продольной составляющей  $q_L = \mathbf{q}\hat{\mathbf{k}}$  переданного ядру импульса  $\mathbf{q}$ , где  $\hat{\mathbf{k}}$  — единичный вектор в направлении импульса  $\mathbf{k}$  налетающего адрона. С влиянием  $q_L$  на характеристики процесса связано одно из самых сильных отличий реакций неупругого рассеяния



и рождения частиц



В неупругом рассеянии в наблюдаемой области углов рассеяния  $q_L = 0$  и поэтому  $\mathbf{q} \perp \mathbf{k}$ . В процессе рождения (2)  $q_L \neq 0$  из-за разных масс рожденной  $3\pi$ -системы и налетающего пиона. Излучаемые  $\gamma$ -кванты в реакции (1) сосредоточены вблизи поверхности конуса с осью вдоль  $\mathbf{q}$  и образующими, расположенными под углом  $90^\circ$  друг к другу. В реакции (2) угловое распределение  $\gamma$ -квантов в области максимума дифференциального сечения имеет приближенно ту же форму, что и в реакции (1), но поворачивается в пространстве вслед за направлением импульса  $\mathbf{q} = \mathbf{q}_T + q_L \hat{\mathbf{k}}$ . Его направление, в отличие от реакции (1), меняет свою ориентацию в зависимости от  $q_T$ . Поэтому ось конуса излучения  $\gamma$ -квантов при малых углах рождения  $3\pi$ -системы направлена вдоль  $\mathbf{k}$ , а при больших — перпендикулярно  $\mathbf{k}$ . Эта простая картина выполняется точно, если пренебречь динамическими факторами: поглощением налетающей частицы и рожденной адронной системы в ядерном веществе и двухступенчатым механизмом возбуждения ядра.

Для разделения влияния динамических и кинематических факторов следует задать в качестве оси квантования  $\hat{\mathbf{z}}$  направление  $\mathbf{q}$ . Тогда отличие от описанной простой картины углового распределения, задаваемой зависимостью  $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) = 15 \sin^2(2\theta_\gamma)/(32\pi)$ , где  $\theta_\gamma$  — полярный, а  $\varphi_\gamma$  — азимутальный угол вылета  $\gamma$ -кванта относительно выбранной оси  $\hat{\mathbf{z}}$ , будет обусловлено только динамическими факторами. Определим также оси  $\hat{\mathbf{Y}} = \hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{q}}$  и  $\hat{\mathbf{X}} = \hat{\mathbf{Y}} \times \hat{\mathbf{z}}$ .

На рис. 1 представлены вероятности заселенности уровня  $2^+$  ядра  ${}^{12}\text{C}$ , пропорциональные диагональным элементам  $\rho_{mm}$  спиновой матрицы плотности с заданной проекцией  $M$  спина  $J$  возбужденного ядра как функции  $t' = q_T^2$ . Расчеты проведены по точным формулам теории [2] без использования приближения тяжелого ядра. Ядерные параметры взяты из работы [3]. Параметры амплитуды упругого рассеяния  $3\pi$ -системы на нуклоне одинаковы с параметрами амплитуды  $\pi N$ -рассеяния и соответствуют экспериментальным данным при импульсе  $40 \text{ ГэВ}/c$ .

Качественное отличие реакции (2) от реакции (1) состоит в появлении ненулевой вероятности заселенности подуровня с  $M=1$  (см. рис. 1, б и в). Относительный вклад сечения с  $M=1$  растет с ростом продольной составляющей  $q_L$  при увеличении эффективной массы трех пионов  $m_{3\pi}$ . Количественные отличия реакций (1) и (2) проявляются в вероятностях заселенности с  $M=0, M=2$  (см. рис. 1) и в зависимости недиагонального элемента  $\text{Re}\rho_{02}$  от  $t'$  (рис. 2, а). Эти отличия обусловлены двухступенчатой амплитудой возбуждения ядра, вклад которой уменьшается с ростом  $q_L$ . Поэтому зависимость перечисленных величин от  $t'$  наиболее сходна в реакции (2) для большой эффективной массы  $m_{3\pi}$  и в реакции (1).

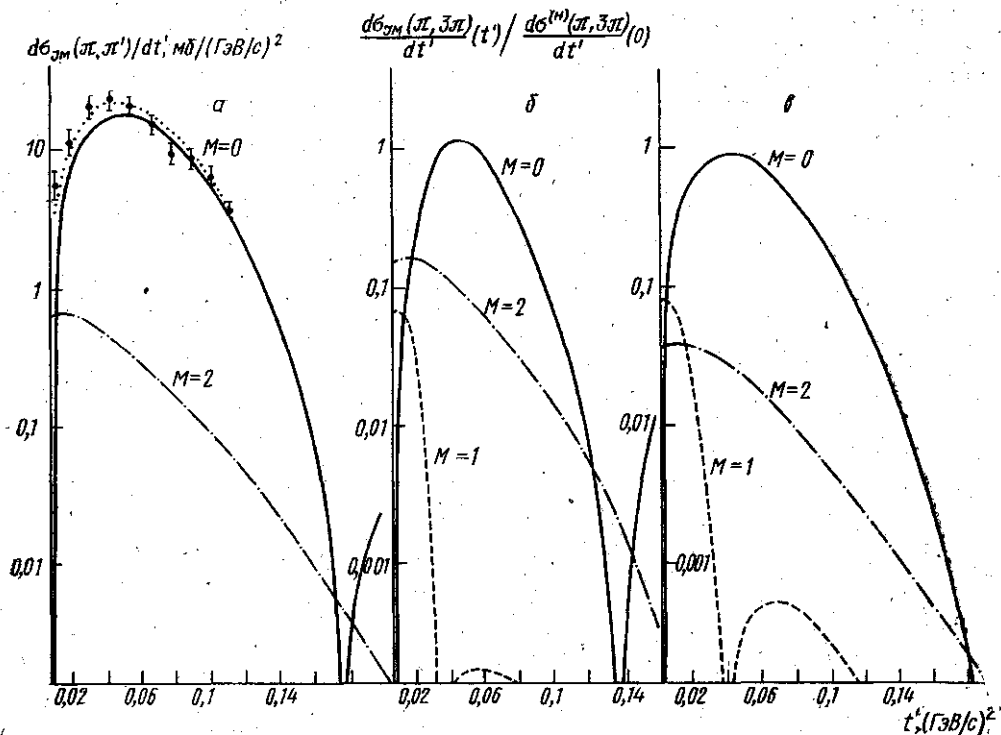


Рис. 1. Дифференциальное сечение возбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$  (4,44 МэВ) с различными проекциями спина  $M$  при импульсе 40 ГэВ/с в реакциях  $(\pi, \pi')$  (а) и  $(\pi, 3\pi)$ : для  $m_{3\pi} = 1.1$  ГэВ (б) и 2 ГэВ (в). Экспериментальные точки на рис. 1, а — из работы [4]; точечная кривая — наш расчет сечения с добавлением фона из работы [4]

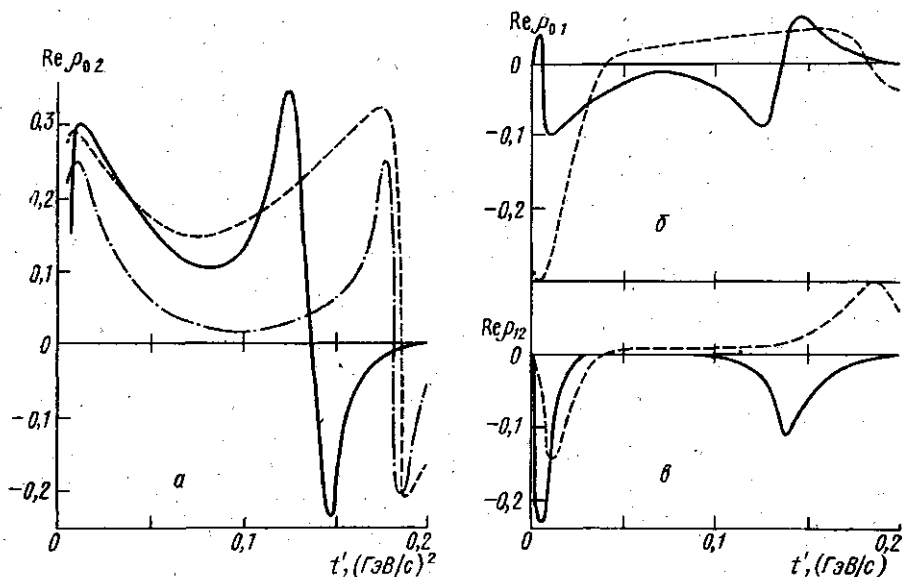


Рис. 2. Недиagonальные элементы спиновой матрицы плотности возбужденного ядра  $^{12}\text{C}$  ( $2^+$ , 4,44 МэВ) в реакции  $(\pi, 3\pi)$ : при  $m_{3\pi} = 1.1$  ГэВ — сплошная кривая и 2 ГэВ — штриховая кривая и в реакции  $(\pi, \pi')$  — штрих-пунктир

В главном максимуме суммарного по всем  $M$  дифференциального сечения доминирует вероятность заселенности с  $M=0$ . В этой области значений  $t'$  элемент матрицы плотности возбужденного ядра  $\rho_{00}$  близок к единице. Поэтому в максимуме дифференциального сечения угловое распределение  $\gamma$ -квантов в наибольшей степени соответствует «конусу»

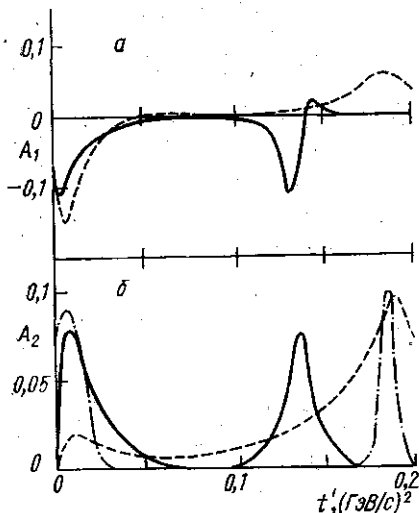


Рис. 3. Коэффициенты асимметрии  $A_1$  (а) и  $A_2$  (б). Обозначения те же, что на рис. 2.

с осью  $\mathbf{q}$ , описанному выше. Влияние динамических факторов будет проявляться больше всего на склоне главного максимума. Действительно, недиагональные элементы (см. рис. 2), наиболее чувствительные к этим факторам, имеют всплески слева и справа от главного максимума. Напомним, что в силу выбора направления  $\mathbf{q}$  в качестве оси квантования отличие недиагональных элементов от нуля связано только с динамическими факторами.

Еще одним проявлением динамических факторов является асимметрия углового распределения  $\gamma$ -квантов относительно поворотов вокруг направления  $\mathbf{q}$ , определяемая элементами спиновой матрицы плотности с проекциями  $M \neq 0$ . При экспериментальном исследовании углового распределения  $\gamma$ -квантов статистически более достоверными могут быть коэффициенты асимметрии  $A_i$ , представляющие собой

интегралы от функции углового распределения  $\gamma$ -квантов  $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  по определенным образом подобранным областям пространства. Примерами таких коэффициентов являются следующие интегралы (функция  $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$  нормирована на единицу)

$$A_1 = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\varphi_\gamma \left( \int_{-1}^0 d(\cos \theta_\gamma) W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) - \int_0^1 d(\cos \theta_\gamma) W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma) \right) = \frac{2}{\pi} \left( \text{Re } \rho_{21} + \frac{1}{\sqrt{6}} \text{Re } \rho_{10} \right). \quad (3)$$

$$A_2 = \int_{-1}^1 d(\cos \theta_\gamma) \left( \int_{-\pi/8}^{\pi/8} d\varphi_\gamma \cdot W - \int_{\pi/8}^{3\pi/8} d\varphi_\gamma \cdot W + \int_{3\pi/8}^{5\pi/8} d\varphi_\gamma \cdot W - \int_{5\pi/8}^{7\pi/8} d\varphi_\gamma \cdot W \right) = -\frac{2}{3\pi} \rho_{22}. \quad (4)$$

$$A_3 = \int_{-1}^1 d(\cos \theta_\gamma) \left( \int_{-\pi/4}^{\pi/4} d\varphi_\gamma \cdot W - \int_{\pi/4}^{3\pi/4} d\varphi_\gamma \cdot W \right) = \frac{1}{3\pi} (\rho_{11} - 2\sqrt{6} \text{Re } \rho_{20}). \quad (5)$$

На рис. 3, а приведен коэффициент асимметрии  $A_1$  для реакции (2) и на рис. 3, б — коэффициент  $A_2$  для реакций (1) и (2). В нашем

расчете коэффициент  $A_3$  определяется в основном элементом  $\rho_{02}$  (см. рис. 2, а). Поэтому мы не приводим графика для  $A_3$ . Области по  $t'$ , где коэффициенты  $A_i$  имеют максимумы, являются наиболее предпочтительными для изучения динамики процессов возбуждения ядра  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$ , 4,44 МэВ.

Таким образом, в работе получено теоретическое предсказание зависимости элементов спиновой матрицы плотности ядра  $^{12}\text{C}$  в состоянии  $2^+$ , возбуждаемого в процессах  $(\pi, \pi')$  и  $(\pi, 3\pi)$ . Предсказанные значения могут быть использованы для экспериментальной проверки представлений о механизме возбуждения ядра, заложенных в теорию.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Askoli G. et al. Phys. Rev. Lett., 1973, 31, N 12, p. 795. [2] Balashov V. V. et al. Phys. Lett., 1974, B49, N 2, p. 120. [3] Коротких В. Л., Старков Н. И. Ядерная физика, 1983, 37, № 4, с. 1030. [4] Frabetti et al. Preprint IFUM 231/AE, 1979; Milan.

Поступила в редакцию  
27.12.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 4

УДК 537.523

#### ИЗМЕРЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ В ПЛАЗМЕ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО ТАУНСЕНДОВСКОГО И СВЧ РАЗРЯДОВ

А. С. Зарин, В. Н. Куликов, В. Е. Мицук

(кафедра электроники)

В разрядах в электроотрицательных газах при достаточно высоком давлении становятся существенными процессы, приводящие к разрушению отрицательных ионов. Оценку влияния таких процессов на ионную кинетику в газовом разряде возможно провести, если известен параметр  $\eta = n_-/n_e$  ( $n_e, n_-$  — концентрации электронов и отрицательных ионов). Масс-спектрометрическая методика дает, как правило, относительное распределение концентраций различных видов отрицательных ионов, и применение ее представляет собой сложную экспериментальную задачу при давлениях, превышающих несколько миллиметров ртутного столба.

В настоящей работе решается задача прямого измерения отношения концентраций отрицательных ионов и электронов для таунсендовского и СВЧ разрядов. Суть метода, предложенного в работе [1], состоит в разделении электронной и ионной составляющих общего тока, возникающего в разряде при наложении слабого электрического поля. Электронные компоненты общего тока выделялись путем использования высокочастотного фильтра по методике, предложенной Лебом и Краватом [2, 3]. Фильтр представлял собой дополнительный сеточный электрод (помещенный у анода), к чередующимся проволочкам которого прикладывалась высокочастотное электрическое поле. Это поле подбиралось таким образом, чтобы улавливать электроны сеточным электродом и практически не влиять на отрицательные ионы, обладающие в 1000 раз меньшей подвижностью, чем электроны. Следовательно, измеряя анодные токи при выключенном и включенном фильтре, можно определить параметр  $\eta$ .