

10396

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



C 346.5a
Б-903

25/у-7
P1 - 10396

1609/2-77

Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, В.П.Джелепов,
Г.И.Лыкасов, В.Г.Одинцов, В.Б.Флягин, Р.А.Эрамбян

О РЕАКЦИЯХ ПРЯМОГО РОЖДЕНИЯ ГИПЕРОНОВ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

1977

P1 - 10396

Ю.А.Будагов, В.Б.Виноградов, В.П.Джелепов,
Г.И.Лыкасов, В.Г.Одинцов, В.Б.Флягин, Р.А.Эрамжян

О РЕАКЦИЯХ ПРЯМОГО РОЖДЕНИЯ ГИПЕРОНОВ
НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

Объединенный институт ядерных исследований

Департамент физики элементарных частиц

1978

Будагов Ю.А. и др.

PI - 10396

О реакциях прямого рождения гиперонов на легких ядрах

Обсуждается возможность поиска новых гиперонов и гиперонных резонансов при исследовании бинарных экзотермических реакций $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow T + Y(Y^*)$ с идентифицированным ядром трития в конечном состоянии; подробно рассмотрен процесс $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow T + (Y_{1327}^{0*} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma)$ рассчитаны его характеристики.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

Budagov Yu.A. et al.

PI - 10396

On the Reaction of Direct Production of Hyperons by Light Nuclei

It is discussed a possible search for new hyperons and hyperon resonances in studying the binary exothermic reactions $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow T + Y(Y^*)$ with the identified tritium nucleus in a final state. The process $K^- + {}^4\text{He} \rightarrow T + (Y_{1327}^{0*} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma)$ is considered in detail, and its characteristics are calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

Наличие в ИФВЭ /Серпухов/ интенсивных пучков К-мезонов средних энергий и перспектива получения пучков еще более высоких интенсивностей после ввода в действие бустера открывают большие возможности для развития исследований в области физики гиперонов.

Некоторое время назад в Дубне изучались /1-3/ свойства системы $(\Lambda^0\gamma)$, образующейся во взаимодействиях $\pi^- p \rightarrow \Lambda^0 + \gamma + \dots$ при энергиях $E_{\pi^-} = 4,5$ и 7 ГэВ. Полученные результаты свидетельствовали о наличии четко выделяющегося пика в спектре эффективных масс $M(\Lambda^0\gamma)$ при значении $M = 1330$ МэВ/с².

В работах /3,4/ было выдвинуто предположение, что наиболее достоверная интерпретация этого пика может быть связана с существованием странного бариона $Y_{1327}^{0*} \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$.

Результаты ряда последующих экспериментов /5-11/ не содержали подтверждения этого вывода, но, вообще говоря, и не противоречили ему. Между тем, вопрос о существовании нового бариона представляется интересным, поскольку он непосредственно связан с более общей проблемой классификации частиц /см., например, работы /12-15/ /. Поэтому первоначальной целью данной работы было найти эффективный способ решения вопроса о существовании Y_{1327}^{0*} с помощью методики, отличающейся от примененной в ранее выполненных опытах.

Практически во всех упоминавшихся выше экспериментах выделение системы $(\Lambda^0\gamma)$ проводилось среди многих каналов реакции, т.е. инклюзивно. Поэтому в спектрах $M(\Lambda^0\gamma)$ содержалась немалая доля событий, в которых Λ^0 и γ генетически не были связаны, что усложняло анализ данных.

Априори, конечно, неясно, какая реакция предпочтительна для обнаружения Y_{1327}^{0*} и определения его квантовых чисел. Естественно ожидать, что эффективность кинематической идентификации канала реакции будет наилучшей в бинарных процессах и в особенности в случае, если одна из вторичных частиц обладает каким-либо характерным признаком, облегчающим установление ее сорта.

Интересные возможности представляет, на наш взгляд, изучение реакции



Бинарная реакция /1/ является экзотермической; различие масс $M(K^- + {}^4\text{He})$ и $M(T + Y_{1327}^{0*})$ составляет весьма заметную величину: $\approx 100 \text{ МэВ}/c^2$. Это означает, что при взаимодействиях быстрых K^- -мезонов с ядрами ${}^4\text{He}$ часть ядер трития T может вылетать под большими углами к направлению пучка. Данное обстоятельство является весьма существенным, т.к. позволяет расположить детектор ядер трития вне пучка, интенсивность которого поэтому может быть сделана высокой.

Идентификация ядер трития с импульсами менее $1 \text{ ГэВ}/c$ выполняется достаточно эффективно в сцинтилляционном или кристаллическом детекторе.

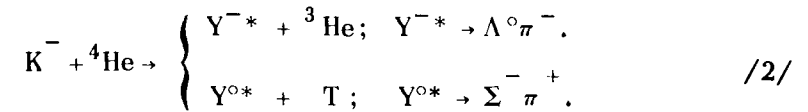
Два других признака - наличие "вилки" от распада $\Lambda^0 \rightarrow \pi^- p$ и присутствие единственного γ -кванта - могут быть учтены в триггере, что также существенно поможет распознаванию реакции /1/ и снижению фона. Если в эксперименте измерять все параметры реакции /1/, исключая энергию γ -кванта, то кинематическая идентификация взаимодействия выполняется эффективно (3с - fit).

Возможно, что в действительности реакция /1/ обладает еще одним важным свойством. Как показали расчеты, начиная с импульсов налетающих K^- -мезонов $p_K \approx 0,5 \text{ ГэВ}/c$, ядра трития летят назад под углами $\theta_T > 90^\circ$ в лаб. системе.

Не останавливаясь на детальном изложении процедуры получения выражения для матричного элемента реак-

ции /1/, что будет сделано в отдельной работе, дадим общее описание вывода этого выражения.

Отметим прежде всего, что экспериментальные данные о процессах типа $K + {}^4\text{He} \rightarrow a + b$ весьма малочисленны и ограничены исследованиями реакций захвата /16/:



В работе М.Блока /17/ /1961 г./ для описания реакций /2/ была предложена модель, в которой предполагается, что K^- -мезон поглощается в S -состоянии одним нуклоном, $K^- + N \rightarrow Y + \pi$, и что взаимодействием вторичных частиц в конечном состоянии можно пренебречь.

В настоящей работе рассматривается более общий случай: рассеяние быстрых каонов на ядрах ${}^4\text{He}$.

Простейший механизм, который может приводить к образованию ядер трития и гиперона в конечном состоянии в процессе /1/, связан с поглощением K^- -мезона отдельными нуклонами исходного ядра ${}^4\text{He}$. Тогда в импульсном приближении матричный элемент перехода /1/ можно записать в виде

$$\langle \phi(\vec{p}_Y, a) \phi(\vec{p}_T, \beta) | \sum_{i=1}^4 T_i | \phi({}^4\text{He}) \rangle, \quad /3/$$

где \vec{p}_Y и \vec{p}_T - импульсы, а a и β - квантовые числа образовавшегося гиперона и ядра трития соответственно, T_i - оператор рождения гиперона на отдельном нуклоне.

В рамках псевдоскалярной теории оператор рождения гиперона на нуклоне имеет вид:

$$T_i = \sqrt{\frac{E_Y + M_Y}{2E_Y}} e^{i\vec{p}_K \vec{r}_K} \sigma_i \left(g_1 \frac{\vec{p}_Y}{E_Y + M_Y} - g_2 \frac{\vec{\Delta}}{2M} \right) \frac{1 + \tau_3(i)}{2}, \quad /4/$$

где E_Y, p_Y и M_Y - энергия, импульс и масса гиперона; Δ и M - импульс и масса протона; \vec{p}_K - импульс налетающего K^- -мезона; σ_i - спиновая матрица Паули; g_1, g_2 - константы связи; $\tau_3(i)$ - изоспиновый оператор. Заметим, что рассматриваемый подход полностью аналогичен подходу при описании процесса $\pi^- + p \rightarrow N$ однонуклонного захвата пи-мезона в ядре и результирующее выражение для оператора рождения гиперона полностью аналогично выражению для оператора поглощения пиона отдельным нуклоном /см., например, /18/.

Если волновую функцию ядер ${}^4\text{He}$ и T выбрать в виде произведения одночастичных функций нуклонов, тогда в матричном элементе /3/ легко провести интегрирование по координатам частиц. При условии, что вылетевший гиперон и ядро трития не взаимодействуют друг с другом, т.е. описываются плоскими волнами, квадрат матричного элемента /3/, просуммированный по всем конечным состояниям и усредненный по начальным состояниям системы, будет иметь вид:

$$|M|^2 = L \left| \int \phi(\vec{r}) e^{i\vec{p}_T \cdot \vec{r}} d\vec{r} \right|^2 \frac{p_Y^2}{2E_Y(E_Y + M_Y)}, \quad /5/$$

где L - некоторый постоянный множитель; $\phi(\vec{r})$ - волновая функция протона в ядре ${}^4\text{He}$; r - расстояние между центрами масс трития и взаимодействующего протона в ядре ${}^4\text{He}$.

При вычислении интеграла в /5/ мы воспользовались результатами, полученными из анализа упругого рассеяния электронов на легких ядрах в работе /19/.

Окончательное выражение для квадрата матричного элемента запишется следующим образом:

$$|M_0|^2 = L \left| \int \frac{\sin p_T r}{p_T r} \rho^{1/2} r^2 dr \right|^2 \frac{p^2}{2E_Y(E_Y + M_Y)}, \quad /6/$$

где p_T - импульс ядра трития; ρ - плотность распределения ядерного заряда в ядре ${}^4\text{He}$ /19/.

$$\rho = \rho_0 \frac{\text{sh} \frac{R}{b}}{\text{ch} \frac{R}{b} + \text{ch} \frac{r}{b}},$$

ρ_0 - нормированная константа плотности:

$$\rho_0 = \frac{3}{2\pi R^3} \left(1 + \left(\frac{\pi b}{R}\right)^2\right)^{-1},$$

R и b - константы /19/.

Выше уже отмечалась аналогия в описании процессов прямого рождения нуклонов пионами и процессов прямого рождения гиперонов каонами на легких ядрах. Учитывая это, воспользуемся для оценки сечения реакции /1/ выражением для сечения захвата π^- -мезона единственным нуклоном, приведенным в работе /20/. В нашем случае это выражение запишется так:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{p_Y^4}{\frac{p_Y}{E_Y} + \frac{p_Y - p_K \cos \theta_{KY}}{M_T}} \times \\ \times \frac{g_{KNY}^2}{2E_Y(E_Y + M_Y)} \cdot \frac{1}{p_K} \left| \int \frac{\sin p_T r}{p_T r} \rho^{1/2} r^2 dr \right|^2, \quad /7/$$

где M_T - масса ядра трития; g_{KNY} - константа связи ($g^2 \approx 1 \div 10$); $\cos \theta_{KY}$ - косинус угла вылета гиперона в лаб. системе.

Для импульсов налетающих каонов в интервале 0,5 - 10 ГэВ/с сечение реакции /1/, когда ядро трития вылетает в заднюю полусферу, не превышает одного микробарна.

Моделирование реакции /1/ было выполнено для различных импульсов p_{K^-} налетающего K^- -мезона. Кривые, иллюстрирующие связь величин углов вылета трития θ_T и гиперона θ_Y в лаб. системе, а также θ_T с величинами импульсов p_T , приведены на рис. 1а и 1б соответственно. Около кривых указаны соответствующие значения p_{K^-} . Видно, что законы сохранения не запрещают вылет ядер трития в заднюю полусферу /реакция /1/ - экзотермическая/; весьма характерна зависимость величин θ_T и p_T : с ростом p_{K^-} от 0,5 ГэВ/с до 3 ГэВ/с в заднюю полусферу летят ядра трития, импульсы которых увеличиваются лишь незначительно - от 0,4 до 0,8 ГэВ/с.

Наибольший интерес представляют распределения ядер трития по углам вылета $f(\theta_T)$ и импульсам $f(p_T)$, которые показаны на рис. 2а и 2б.

При вычислениях использовался определенный с точностью до постоянного множителя матричный элемент /см. /6//, и поэтому кривые на рис. 2а,б и рис. 3а,б следует рассматривать, как относительные распределения /на каждом рисунке площади под всеми кривыми одинаковы/.

Угловые распределения ядер трития $f(\theta_T)$ примечательны в следующем отношении: начиная с $p_{K^-} =$

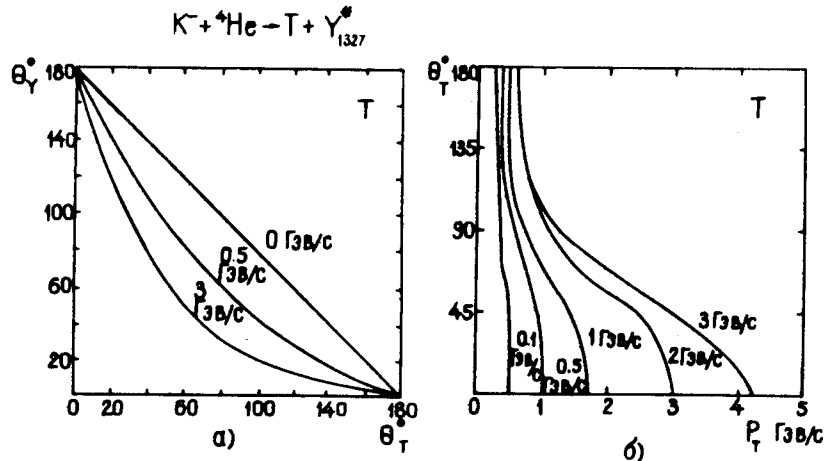


Рис.1

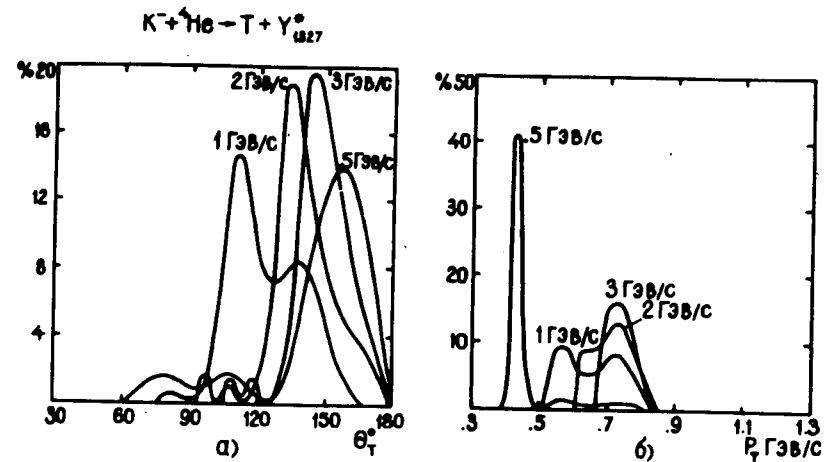


Рис. 2

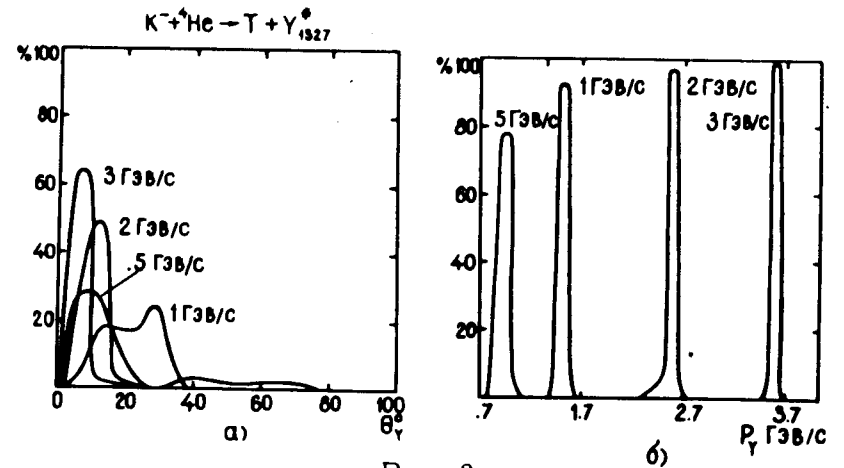


Рис. 3

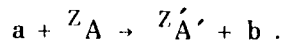
$= 0,5$ ГэВ/с подавляющая часть ядер трития вылетает в лаб. системе под углами $\theta_T > 90^\circ$.

Импульсные спектры $f(p_T)$ с увеличением импульса налетающего K^- -мезона становятся все более размытыми. Средняя величина импульса трития $\langle p_T \rangle$ медленно изменяется от $\approx 0,45$ до $0,75$ ГэВ/с с ростом p_{K^-} от 0,5 до 3 ГэВ/с.

Распределения относительных выходов гиперонов по углам и импульсам показаны на рис. 3а и 3б. При $p_{K^-} =$

$=0,5 \text{ ГэВ/с}$ гиперон Υ_{1327}^{0*} вылетает вперед и тем резче, чем больше импульс налетающего каона. Значения r_{Υ} весьма плотно группируются около $\langle r_{\Upsilon} \rangle$.

Если справедливы принятые в этой работе предположения о механизме реакции /1/, то полученный для /1/ результат - резкая анизотропия выходов вторичных частиц - будет иметь место и для более общего случая двухчастичных взаимодействий с легкими ядрами:



По-видимому, опубликованные данные о прямом рождении гиперонов на легких ядрах отсутствуют. Однако известны реакции прямого рождения протонов пионами. Сошлемся, например, на опубликованную в 1974 г. работу Д.Амато и др. /21/*, в которой изучались процессы (π^+, p) на ядрах ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$.

Авторы интерпретировали свои результаты как полученные в двухчастичных реакциях $\pi^+ + {}^Z_A \rightarrow p + {}^{Z-1}(A-1)$.

В качественном согласии с результатом настоящей работы экспериментальные данные /21/ свидетельствуют о возможном наличии пика "вперед" в угловых распределениях выбитых протонов. Правда, эти распределения достаточно широки, но необходимо учесть, что энергия налетающих пионов в указанном опыте невелика и составляет всего 70 МэВ. Тем не менее из приведенных в работе /21/ собственных данных и данных другого эксперимента /22/ видно, что, в частности для реакции $\pi^+ + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{11}\text{C}$, выход протонов снижается примерно в 5-10 раз при изменении угла их вылета в интервале $0^\circ \div 40^\circ$.

* Это исследование было предпринято, в частности, для разрешения следующего несоответствия. Предсказанные на основе принципа детального равновесия и экспериментальных данных о реакции $p + {}^{12}\text{C} \rightarrow \pi^+ + {}^{13}\text{C}$ величины дифференциальных сечений для реакции $\pi^+ + {}^{13}\text{C} \rightarrow p + {}^{12}\text{C}$ оказались примерно в 100 раз отличающимися от результатов непосредственных измерений.

Для реакции $\pi^+ + {}^6\text{Li} \rightarrow p + {}^5\text{Li}$ полученные в интервале $30^\circ \div 90^\circ$ данные также свидетельствуют о возможном резком росте сечения в области меньших углов.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные результаты свидетельствуют, что на легких ядрах имеет место двухчастичный процесс рождения пионом протона и что, по-видимому, в угловом распределении образовавшихся протонов имеется максимум вблизи 0° . Это дает определенные основания считать, что происходящая также без изменения странности бинарная реакция рождения гиперона каоном возможна и что /в соответствии с расчетными данными настоящей работы и с экспериментальными результатами /21,22/ для нуклонов/ угловые распределения гиперонов и ядер отдачи будут асимметричны. Если это так, то исследование процессов типа /1/ может явиться эффективным методом для поиска новых частиц и резонансов при условии, что сечения реакций ${}^Z_A(K, Y) {}^Z_{A'}$ не слишком малы.

Авторы признательны А.В.Тарасову, Б.З.Копелиовичу и Б.М.Головину за плодотворные обсуждения.

Литература

1. Ван Ган Чан. Препринт ОИЯИ, Р-1615, Дубна, 1964.
2. Бубелев Э.Г. и др. Phys.Lett., 24B, 246, 1967.
3. Богачев Н.П. и др. Письма ЖЭТФ, 1969, 10, 168.
4. Володько А.Г. и др. Препринт ОИЯИ, Р1-3351, Дубна, 1967.
5. Mayer G., Pliagine V. et al. Phys.Let., 1970, 33B, 441.
6. Dahl O.I. et al. Preprint UCRL-16978, 1967.
7. Ozaki S. et al. BNL Труды XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, т. 1, стр. 147.
8. Armenteros R. et al. CERN/D.Ph.11/Phys.69-33, 1969.
9. Baltay C. et al. Phys.Rev., 1965, 140B, 1027.
10. Binkley M.E. Duke University. Труды XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970, т. 1, стр. 293.
11. Bassano D. et al. CERN/ICL/Int. 71-8, 1971.
12. Azimov Y.I. Phys. Lett., 1970, 32B, 497.
13. Schwinger I. Phys.Rev.Lett., 1965, 12, 237.

14. Копелиович В.Б., Николаев Н.Н., Окунь Л.Б. Препринт ИТЭФ, № 769, 1970.
15. Огиевецкий В.И. Препринт ОИЯИ, Р2-5230, Дубна, 1970.
16. Block M.M. et al. Nuovo Cim., 1961, 20, N4, p.721.
17. Block M.M. Nuovo Cim., 1961, 20, N4, p.715.
18. Копалейшвили Т.И., Ткебучаца Ф.Г. Препринт ОИЯИ, Р4-3666, Дубна, 1968.
19. Елдышев Ю.Н. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-6330, Дубна, 1972.
20. Letourneux T., Eisenber J.M. Nucl.Phys., 1966, 87,331.
21. Amato J. et al. Phys.Rev., 1974, 9C, 501.
22. Witten T.R., Blecher M. and Gotow K. Phys.Rev., 1968, 174,1166. In High Energy Physics and Nuclear Structure, edited by S.Devons (Plenum, New York, 1970), p.374 ff.

Рукопись поступила в издательский отдел
27 января 1977 года.