

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

K-206

14/v-79

P2 - 12190

1812/2-79

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ
С ЯДРАМИ

1979

P2 - 12190

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ
С ЯДРАМИ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

Каптарь Л.П., Титов А.И.

P2 - 12190

Образование быстрых гиперядер при столкновениях релятивистских ионов с ядрами

Проведен расчет сечений образования релятивистских гиперядер в пучках высокоэнергетических тяжелых ионов при их столкновении с ядрами мишеней. Полученные величины сечений указывают на возможность прямых экспериментов по обнаружению и исследованию основных свойств гиперядер с помощью имеющихся быстродействующих стримерных камер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

Kaptar L.P., Titov A.I.

P2 - 12190

Production of Fast Hypernuclei During the Interaction of Relativistic Ions with Nuclei

The calculation of production cross section of hypernuclei during the interaction of high energy heavy ions is presented. The calculated cross sections point to the possibility of production of hypernuclei and investigation of their main characteristics in fast streamer chambers.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

До настоящего времени исследование свойств гиперядер проводится с помощью косвенных фотоэмульсионных методов путем анализа продуктов распада медленных гиперядер ^{/1/}. С появлением пучков релятивистских тяжелых ионов впервые возникла принципиальная возможность непосредственного наблюдения релятивистских гиперядер, образующихся при столкновении налетающих ионов с ядрами. В качестве детекторов здесь могут служить имеющиеся быстродействующие стримерные камеры в режиме регистрации быстрых ядер ^{/2/}. Эта методика позволит прямым образом исследовать как основные свойства гиперядер, так и механизмы их образования.

В данной работе проводится расчет сечений образования гиперядер в реакции



в зависимости от энергии ионов и типов возможных переходов. Детальный анализ других реакций будет дан в отдельной статье.

Реакции типа ^{/1/} носят периферический характер ^{/3/}, т.е. в процессе столкновения участвуют один или несколько нуклонов в каждом из сталкивающихся релятивистских ядер. Это приводит к тому, что скорость вторичного ${}_{\Lambda}^A$ ядра незначительно отличается от скорости ядер пучка, а сам процесс можно представить в виде диаграммы /см. стр. 4/. Будем считать, что гипероны образуются в результате однократного столкновения нуклона иона с нуклоном ядра-мишени и захватываются на один из уровней иона. Характерный передаваемый импульс в реакциях ^{/1/} $q \sim 0,2-0,4 \text{ ГэВ/с}$ много меньше начального, поэтому при теоретическом рассмотрении можно использовать представление прицельного параметра ^{/4/}. Тогда сечение процесса, после суммирования по нерегистрируемым конечным состояниям ядра-мишени, записывается в виде

P2 - 12190

Л.П.Каптарь, А.И.Титов

ОБРАЗОВАНИЕ БЫСТРЫХ ГИПЕРЯДЕР
ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ
С ЯДРАМИ

Направлено в "Письма в ЖЭТФ"

Каптарь Л.П., Титов А.И.

P2 - 12190

Образование быстрых гиперядер при столкновениях релятивистских ионов с ядрами

Проведен расчет сечений образования релятивистских гиперядер в пучках высокоэнергетических тяжелых ионов при их столкновении с ядрами мишеней. Полученные величины сечений указывают на возможность прямых экспериментов по обнаружению и исследованию основных свойств гиперядер с помощью имеющихся быстродействующих стримерных камер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

Kaptar L.P., Titov A.I.

P2 - 12190

Production of Fast Hypernuclei During the Interaction of Relativistic Ions with Nuclei

The calculation of production cross section of hypernuclei during the interaction of high energy heavy ions is presented. The calculated cross sections point to the possibility of production of hypernuclei and investigation of their main characteristics in fast streamer chambers.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1979

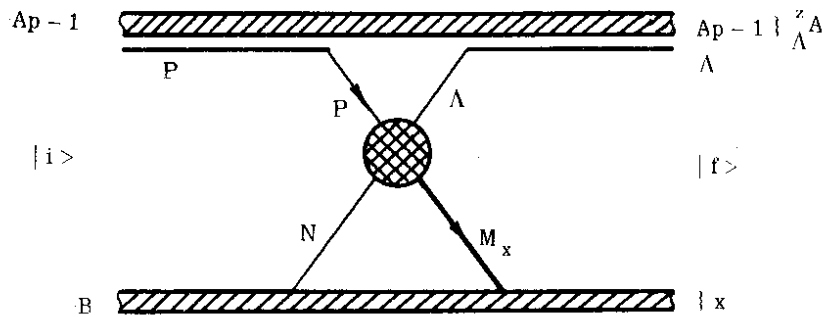
До настоящего времени исследование свойств гиперядер проводится с помощью косвенных фотоэмульсионных методов путем анализа продуктов распада медленных гиперядер ^{/1/}. С появлением пучков релятивистских тяжелых ионов впервые возникла принципиальная возможность непосредственного наблюдения релятивистских гиперядер, образующихся при столкновении налетающих ионов с ядрами. В качестве детекторов здесь могут служить имеющиеся быстродействующие стримерные камеры в режиме регистрации быстрых ядер ^{/2/}. Эта методика позволит прямым образом исследовать как основные свойства гиперядер, так и механизмы их образования.

В данной работе проводится расчет сечений образования гиперядер в реакции



в зависимости от энергии ионов и типов возможных переходов. Детальный анализ других реакций будет дан в отдельной статье.

Реакции типа ^{/1/} носят периферический характер ^{/3/}, т.е. в процессе столкновения участвуют один или несколько нуклонов в каждом из сталкивающихся релятивистских ядер. Это приводит к тому, что скорость вторичного ${}_{\Lambda}^A$ ядра незначительно отличается от скорости ядер пучка, а сам процесс можно представить в виде диаграммы /см. стр. 4/. Будем считать, что гипероны образуются в результате однократного столкновения нуклона иона с нуклоном ядра-мишени и захватываются на один из уровней иона. Характерный передаваемый импульс в реакциях ^{/1/} $q \sim 0,2-0,4 \text{ ГэВ/с}$ много меньше начального, поэтому при теоретическом рассмотрении можно использовать представление прицельного параметра ^{/4/}. Тогда сечение процесса, после суммирования по нерегистрируемым конечным состояниям ядра-мишени, записывается в виде



$$\sigma = \int d\vec{b} \sigma(\vec{b}) = \int d\vec{b} d\vec{q} \langle \psi_P^0 | | \langle \psi_P^f | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_P, \vec{s}_T, \vec{q}) | \psi_P^0 \rangle |^2 | \psi_T^0 \rangle, \quad /2/$$

где \vec{s}_P, \vec{s}_T - проекции радиусов, векторов иона и ядра в плоскости изменения прицельного параметра \vec{b} , Γ - профилирующая функция системы, $\psi_{P,T}^{0,f}$ - волновые функции начального и конечного состояния иона и ядра-мишени. Функции ψ_P^f запишем в виде суперпозиции функций кора и одночастичных функций частиц до и после столкновения ϕ_P^f /протон/ и ϕ_Λ^f / Λ -частица/ соответственно.

Переходя от профиль-функции системы Γ к профиль-функции отдельных частиц и используя технику глауберовского формализма, находим:

$$\sigma(\vec{b}) = \int d\vec{b} C_{if}(\vec{b}) P_m^{A_T-1}(\vec{b}). \quad /3/$$

Величина $P_m(\vec{b})$ равна

$$P_m(\vec{b}) = \int \rho_T(\vec{s}) e^{-\sigma_{NN}^{tot} \rho_m(\vec{b}, \vec{s})} d\vec{s}, \quad /4/$$

где σ_{NN}^{tot} - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, $\rho_T(\vec{s})$ - одночастичная плотность ядра-мишени, $\rho_m(\vec{s})$ - плотность кора. $P_m(\vec{b})$ характеризует вероятность того, что в процессе столкновения ядерный кор не изменит своего состояния. С уменьшением \vec{b} $P_m(\vec{b})$ сильно убывает. Величина $C_{if}(\vec{b})$ дается выражением

$$C_{if}(\vec{b}) = Z_T \rho_T(\vec{b}) \int \frac{d\sigma(pN \rightarrow \Lambda + x)}{dM_x dt} |F_{if}(\vec{q}(M_x, t))|^2 dM_x dt, \quad /5/$$

где $\frac{d\sigma}{dM_x dt}$ - инвариантное сечение инклюзивного рождения

Λ -частицы в pN -столкновениях, $F_{if}(\vec{q}) = \int \phi^*(\vec{r}) \phi(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}$ - формфактор перехода из нуклонного состояния $|i\rangle$ в гиперонное $|f\rangle$. Из /4/ и /5/ следует, что основной вклад в сечение дает область больших $b \sim R_T + R_i$. Сечение также зависит от поведения формфактора $F_{if}(\vec{q})$ при относительно больших по ядерным масштабам передачах импульса q . Все это требует тщательности в выборе волновых функций $\phi_{p,\Lambda}^{i,f}$, поскольку вычисляемые величины очень чувствительны к их поведению на границе ядра.

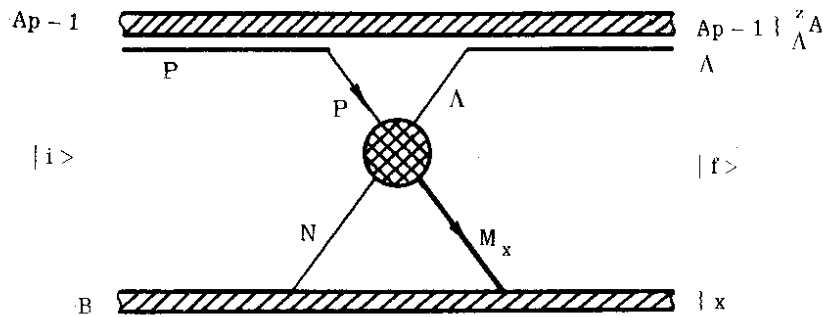
В качестве примера рассмотрен процесс $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \dots$, где протон с уровня $S_{1/2}$ или $P_{3/2}$ переходит в Λ -гиперон на уровень $S_{1/2}$ либо $P_{3/2}$. Одночастичные волновые функции находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса: $V_\Lambda(r) = -V_{0\Lambda}(r) / [1 - \exp(-\frac{r-R_\Lambda}{d})]$, $V_{0\Lambda} = 30 \text{ МэВ}$, $R_\Lambda = 1,08 A^{1/3} \text{ Фм}$, $d = 0,5 \text{ Фм}$, параметры которого согласуются с данными работ /3/ и правильно воспроизводят энергию связи $\epsilon = -12 \text{ МэВ}$ Λ -частицы в ядре ^{12}B : $\epsilon(S_{1/2}) = -11 \text{ МэВ}$, $\epsilon(P_{3/2}) = -0,4 \text{ МэВ}$. Результаты расчетов приведены в таблице.

Видно, что $1/\sigma$ с увеличением кинетической энергии налетающего иона от $E_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ до $E_0 = 3,8 \text{ ГэВ/нукл.}$ сечение быстро растет, но при дальнейшем увеличении энергии

Таблица

$\sigma(A+B \rightarrow \Lambda A + \dots)$, мкб

E_0 ГэВ/н	$S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$	$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$	$P_{3/2} \rightarrow P_{3/2}$	$\Sigma \sigma_i$
2,1	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
3,8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
18	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$7,1 \cdot 10^{-1}$



$$\sigma = \int d\vec{b} \sigma(\vec{b}) = \int d\vec{b} d\vec{q} \langle \psi_T^0 | | \langle \psi_P^f | \Gamma(\vec{b}, \vec{s}_P, \vec{s}_T, \vec{q}) | \psi_P^0 \rangle |^2 | \psi_T^0 \rangle, \quad /2/$$

где \vec{s}_P, \vec{s}_T - проекции радиусов, векторов иона и ядра в плоскости изменения прицельного параметра \vec{b} , Γ - профилирующая функция системы, $\psi_{P,T}^{0,f}$ - волновые функции начального и конечного состояния иона и ядра-мишени. Функции ψ_P^f запишем в виде суперпозиции функций кора и одночастичных функций частиц до и после столкновения ϕ_P^f /протон/ и ϕ_Λ^f / Λ -частица/ соответственно.

Переходя от профиль-функции системы Γ к профиль-функции отдельных частиц и используя технику глауберовского формализма, находим:

$$\sigma(\vec{b}) = \int d\vec{b} C_{if}(\vec{b}) P_m^{A_T-1}(\vec{b}). \quad /3/$$

Величина $P_m(\vec{b})$ равна

$$P_m(\vec{b}) = \int \rho_T(\vec{s}) e^{-\sigma_{NN}^{tot} \rho_m(\vec{b}, \vec{s})} d\vec{s}, \quad /4/$$

где σ_{NN}^{tot} - полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, $\rho_T(\vec{s})$ - одночастичная плотность ядра-мишени, $\rho_m(\vec{s})$ - плотность кора. $P_m(\vec{b})$ характеризует вероятность того, что в процессе столкновения ядерный кор не изменит своего состояния. С уменьшением \vec{b} $P_m(\vec{b})$ сильно убывает. Величина $C_{if}(\vec{b})$ дается выражением

$$C_{if}(\vec{b}) = Z_T \rho_T(\vec{b}) \int \frac{d\sigma(pN \rightarrow \Lambda + x)}{dM_x dt} |F_{if}(\vec{q}(M_x, t))|^2 dM_x dt, \quad /5/$$

где $\frac{d\sigma}{dM_x dt}$ - инвариантное сечение инклюзивного рождения

Λ -частицы в pN -столкновениях, $F_{if}(\vec{q}) = \int \phi^*(\vec{r}) \phi(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} d\vec{r}$ - формфактор перехода из нуклонного состояния $|i\rangle$ в гиперонное $|f\rangle$. Из /4/ и /5/ следует, что основной вклад в сечение дает область больших $b \sim R_T + R_i$. Сечение также зависит от поведения формфактора $F_{if}(\vec{q})$ при относительно больших по ядерным масштабам передачах импульса q . Все это требует тщательности в выборе волновых функций $\phi_{p,\Lambda}^{i,f}$, поскольку вычисляемые величины очень чувствительны к их поведению на границе ядра.

В качестве примера рассмотрен процесс $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \dots$, где протон с уровня $S_{1/2}$ или $P_{3/2}$ переходит в Λ -гиперон на уровень $S_{1/2}$ либо $P_{3/2}$. Одночастичные волновые функции находились путем решения уравнения Шредингера с потенциалом Саксона-Вудса: $V_\Lambda(r) = -V_{0\Lambda}(r) / [1 - \exp(-\frac{r-R_\Lambda}{d})]$, $V_{0\Lambda} = 30 \text{ МэВ}$, $R_\Lambda = 1,08 A^{1/3} \text{ Фм}$, $d = 0,5 \text{ Фм}$, параметры которого согласуются с данными работ /3/ и правильно воспроизводят энергию связи $\epsilon = -12 \text{ МэВ}$ Λ -частицы в ядре ^{12}B : $\epsilon(S_{1/2}) = -11 \text{ МэВ}$, $\epsilon(P_{3/2}) = -0,4 \text{ МэВ}$. Результаты расчетов приведены в таблице.

Видно, что $1/\sigma$ с увеличением кинетической энергии налетающего иона от $E_0 = 2,1 \text{ ГэВ/нукл.}$ до $E_0 = 3,8 \text{ ГэВ/нукл.}$ сечение быстро растет, но при дальнейшем увеличении энергии

Таблица

$$\sigma(A + B \rightarrow \Lambda + A + \dots), \quad \text{мкб}$$

E_0 ГэВ/н	$S_{1/2} \rightarrow S_{1/2}$	$S_{1/2} \rightarrow P_{3/2}$	$P_{3/2} \rightarrow S_{1/2}$	$P_{3/2} \rightarrow P_{3/2}$	$\Sigma \sigma_i$
2,1	$4,0 \cdot 10^{-6}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-4}$	$2,6 \cdot 10^{-3}$
3,8	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$1,0 \cdot 10^{-2}$	$3,2 \cdot 10^{-2}$	$2,4 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-2}$
5	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$3,6 \cdot 10^{-2}$	$4,0 \cdot 10^{-2}$	$6,0 \cdot 10^{-2}$	$1,8 \cdot 10^{-1}$
18	$2,5 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$1,6 \cdot 10^{-1}$	$7,1 \cdot 10^{-1}$

скорость роста убывает, т.е. существенного увеличения сечения с увеличением начальной энергии при $E_0 = 5 \text{ ГэВ/нукл.}$ нет; 2/ в области энергий $E_0 = 3-5 \text{ ГэВ/нукл.}$ сечения достаточно велики, поэтому вполне эффективное исследование гиперядер может быть начато уже сейчас на пучке тяжелых ионов в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ; 3/ наши результаты коррелируют с расчетами работы ^{/6/} по образованию медленных гиперядер в pA-столкновениях. Однако в силу кинематических особенностей сечения реакций $AB \rightarrow \Lambda A'$ несколько раз выше сечений образования медленных гиперядер в реакциях $pA \rightarrow \Lambda A'$.

Авторы благодарят В.К.Лукьянова за постоянное внимание к работе и Р.А.Эрамжяна за полезные обсуждения этой проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колесников Н.И., Черников С.М. ЯФ, 1976, т.23, с.960; Rouh V. Ref. Progr. Phys., 1976, v.39, No. 9, p.823.
2. Абдурахимов А.У. и др. ОИЯИ, Е2-10692, Дубна, 1977.
3. Лукьянов В.К., Панебратцев Ю.А., Титов А.И. Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, с.427.
4. Ситенко А.Г. ЭЧАЯ, 1973, т.4, вып. 2, с.346.
5. Prakash D., Soel S.P. Nuovo Cim., 1967, 51A, p.340; Bhoutik B., Chand T., Chorpa V. Nuovo Cim., 1967, 52A, p.1375.
6. Козлов М.И., Лебедев А.И., Фетисов В.Н. Краткие сообщения по физике. ФИАН, 1971, №11, с.458.

Рукопись поступила в издательский отдел
16 января 1979 года.