

Рис. 2. Зависимость величины $1-|S|^2$ от энергии налетающего нона при $\rho=0.5$, z=0.5 для реакции He^{2+} $+H\rightarrow He^+ + H^+$ (a) и $Li^{3+} + H\rightarrow Li^{2+} + H^+$ (б). Цифры при кривых равны значению главного квантового числа оболочки, в которую захватывается электрон

Рис. 3. Зависимость величины $1-|S|^2$ от главного квантового числа оболочки, в которую захватывается электрон при $\rho=0,5, z=0.5, E=20$ кэВ/нухлон; сплошная кривая для процесса (a), пунктирная — для процесса (b)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Lin C. D., Soong S. C., Tunnell L. N. Phys. Rev. A, 1978, 17, p. 1646. [2] McDowell M. R., Cöleman J. P. Introduction to the theory of ion-atom collisions. Amsterdam, North Holland, 1970, p. 213. [3] Sin Fai Lam L. T. Proc. Phys. Soc., 1967, 92, p. 62.

Поступила в редакцию 02.10.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 537.591

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МНОГОСЛОЙНЫХ РЕНТГЕНЭМУЛЬСИОННЫХ КАМЕР Для определения пробега взаимодействия адронов в свинце

Б. Л. Каневский, И. А. Михайлова, И. В. Ракобольская, Л. Г. Свешникова (НИИЯФ)

Исследование процессов взаимодействия адронов и ядер при наиболее высоких энергиях представляет особый интерес. В настоящее время *pp*-взаимодействия изучены на ускорителях до энергий $E_{sac} \simeq \simeq 150$ ТэВ. В области этих энергий *pA*-взаимодействия изучаются только в космических лучах. При этом обычно измеряется сечение неупругого взаимодействия *pA*, которое связано с пробегом взаимодействия: $\lambda_{ист} = Am_p/\sigma_{неупр}$, где A — атомный номер ядра-мишени, m_p — масса протона.

Многослойные свинцовые рентгенэмульсионные камеры позволяют определить полную энергию γ -квантов и электронов E_{τ} и энергию, выделившуюся в электронно-фотонную компоненту при взаимодействии адрона с ядром свинца $E_{h}^{(1)}$, а также глубину возникновения каскадов от γ -квантов, электронов и адронов в камере Δt . Точность определения Δt при этом $\sim 1,5-2$ каскадные единицы (к.е.). Подробное описание конструкции камеры и способа обработки экспериментальных данных можно найти в работах, выполненных в рамках сотрудничества «Памир» [1].

При определении $\lambda_{\text{ист}}$ с помощью многослойных камер находится по распределению точек первого взаимодействия адронов с энерговыделением выше порогового величина $\lambda_{\text{изм}}$. В данной работе проводится анализ результатов, полученных с помощью свинцовых камер с экспозицией 140 м² год и представленных в работе [2]. Данные работы [2] приводятся в таблице и на рисунке.

| $E_{h}^{(\gamma)}$ | 5—10 ТэВ | >10 ТэВ | >20 ТэВ |
|--------------------------------------|----------|----------------|---------|
| Число адронов | 200 | 500 | 190 |
| λ _{изм} , г/см ² | 200±40 | 213 ±24 | 197±29 |

Данные для 5-10 ТэВ получены по экспозиции 17 м² год.

Начальная часть кривой на рисунке обусловлена электронами и у-квантами, наличие максимума в распределении при $\Delta t > 0$ объясняется существованием ошибки в определении Δt . Распределение точек зарождения электронно-фотонных каскадов от адронов хорошо аппроксимируется экспоненциальным законом $dN/d\Delta t \sim e^{-\Delta t/\lambda_{\rm H3M}}$ со значениями $\lambda_{\rm H3M}$, указанными в таблице. Видно, что в пределах ошибок величина $\lambda_{\rm H3M}$ не зависит от $E_h^{(1)}$.

Измеренный пробег взаимодействия относится к суммарному потоку нуклонов и заряженных пионов в интервале энергий $E_0=20-100$ ТэВ. Долю пионов в этом потоке можно оценить на основе квазискейлинговых моделей, например, из работы [3]. Эта величина слабо зависит от типа модели, и в среднем пионы составляют $\sim 30\%$, а нуклоны $\sim 70\%$ в общем потоке адронов на данной высоте, что учитывается далее при сравнении экспериментальных данных с расчетными.

Определенная в работе [2] величина $\lambda_{\rm изм}$ должна отличаться от истинного значения пробега взаимодействия $\lambda_{\rm ист}$. Рассмотрим причины, которые могут привести к отличию этих двух величин.

1. Влияние электромагнитной компоненты. При определении $\lambda_{изм}$ учитывались каскады с $\Delta t > 8$ к.е. Число каскадов от у-квантов и элект-



ронов в интервале глубин 8—10 к. е. составляет менее 1% от адронных каскадов.

2. Влияние краевых эффектов. Методом Монте-Карло имитировалась процедура регистрации каскадов от адронов и γ -квантов в камере размерами 2×5 м [1]. Учет выхода каскадов, провзаимодействовавших в камере, за ее пределы и прихода дополнительных каскадов из воздуха меняет величину $\lambda_{\rm R3M}$ менее чем на 1%.

Экспериментальное распределение каскадов от у-квантов и адронов по точкам первого взаимодействия с энерговыделением выше порогового: $E_h^{(1)} = 5 - 10$ ТэВ (O) и $E_h^{(1)} > 10$ ТэВ (\bigcirc) 3. Учет вторых взаимодействий. Невозможность полного прослеживания адронных каскадов в камере из-за высокого порога регистрации (2—4 ТэВ) приводит к появлению каскадов от адронов, для которых измеряется глубина не первого, а второго или последующих взаимодействий. Так, есть каскады, в которых в первом взаимодействии выделилась энергия $E_h^{(1)}$ ниже пороговой, а в одном из последующих взаимодействий выше пороговой. Также есть каскады, в которых и в первом и во втором взаимодействиях выделилась энергия выше пороговой. Также сть каскады, в которых и в первом и во втором взаимодействиях выделилась энергия выше пороговой, но второе взаимодействие произошло на расстоянии t > 15—20 к.е. и принято при обработке за первое взаимодействие самостоятельного адрона.

Существование таких каскадов приводит к завышению $\lambda_{изм}$ по сравнению с $\lambda_{ист}$. Были проведены расчеты методом Монте-Карло для оценки искажения $\lambda_{изм}$. Схема используемого розыгрыша приведена в монографии [4]. Энергия первичных протонов, образующих в камере ядерно-электромагнитные каскады, разыгрывалась по спектру с дифференциальным показателем стеяени $\gamma=3$, а точка первого взаимодействия с $\lambda_{ист}=190$ г/см².

В первом варианте расчета розыгрыш лидирующих частиц проводился в x-представлении по инклюзивному спектру из работы [5]. Среднее значение полного коэффициента неупругости при этом было равно $\langle K \rangle = 0.5$.

Во втором варианте расчета использовались данные об инклюзивном спектре из работы [6]. Среднее значение $\langle K \rangle = 0.8$. Искусственные каскады, полученные на уровне потемнений в рентгеновской пленке на различных глубинах в свинце, обрабатывались по той же программе, что и экспериментальные.

Для каждого варианта расчета было наиграно 700 событий с $E_{h}^{(T)} > 4$ ТэВ и $\Delta t = 8 - 60$ к.е. В первом варианте расчета $\lambda_{\text{изм}}$ следующим образом связано с $\lambda_{\text{ист}}$: $\lambda_{\text{изм}} = (1,5-2,0) \lambda_{\text{ист}}$, что при $\lambda_{\text{изм}} = -213$ г/см² дает $\lambda_{\text{ист}} = (118^{+38}_{-24})$ г/см². Во втором варианте расчета выполняется соотношение $\lambda_{\text{изм}} = (1,1-1,3) \lambda_{\text{ист}}$, что дает $\lambda_{\text{ист}} = (178 \pm 33)$ г/см².

Учет вклада пионной компоненты практически не изменит полученные соотношения $\lambda_{\text{нст}}$ и $\lambda_{\text{нзм}}$. В области энергий ~200 ГэВ $\sigma_{\text{неупр}}$ в π -Pb-взаимодействии в 1,1—1,3 раза меньше, чем в *p*-Pb-взаимодействии ствии, что может привести к увеличению $\lambda_{\text{изм}}$ в пределах 5%. Однако ожидается, что с ростом энергии сечения взаимодействия пионов и нуклонов на свинце будут сближаться. Коэффициент неупругости $\langle K \rangle$ в π -Pb-взаимодействии меньше, чем в *p*-Pb-взаимодействии. Следовательно, влияние вторых взаимодействий на $\lambda_{\text{изм}}$ в π -Pb-взаимодействии незначительно.

Из экспериментальных данных, полученных на ускорителях и в космических лучах для ядер свинца, следует, что вплоть до энергий порядка нескольких ТэВ возможный рост сечения *p*-Pb в пределах экспериментальных ошибок неразличим и $\sigma_{\text{неупр}} = 1800 \text{ мб}$ [7]. Авторы работы [6] для больших значений энергии взаимодействия приводят следующие ожидаемые значения: $\sigma_{\text{неупр}}^{pPb} = 1900 \text{ мб}$, что соответствует $\lambda_{\text{ист}} = = 182 \text{ г/см}^2$, и $\sigma_{\text{неупр}}^{\pi\text{Pb}} = 1780 \text{ мб}$, что соответствует $\lambda_{\text{ист}} = 194 \text{ г/см}^2$ для $E_0 = 150 \text{ ТэВ}$.

Таким образом, экспериментальное значение $\lambda_{изм}$, равное 213 г/см² для суммарного потока адронов, согласуется с ожидаемым значением $\lambda_{нст}$ для $E_0=20-100$ ТэВ только при значении полного коэффициента неупругости (K) =0,8. При этом в свинце $\lambda_{нст} = (178 \pm 33)$ г/см². \mathbb{D}

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Байбурина С. Г. и др. Тр. ФИАН СССР, 1984, 154, с. 3-217. [2] Вауburina S. G. et al. In: Proc. of 18-th ICRC, 1983, v. 7, р. 420. [3] Егіукіп А. D., Kuzuna N. P. Preprint N 95, Leb. Phys. Inst., 1980. [4] Беляев А. А. и др. Электронно-фотонные каскады в космических лучах при сверхвысоких энергиях. М.: Наука, 1981. [5] Андреев И. В. Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, с. 199. [6] Анисович В. В., Браун Ю. М., Шабельский Ю. М. Ядерная физика, 1984, 39, с. 932. [7] Гаряка А. П. идр. Изв. АН АрмССР, 1983, 18, № 1, с. 66.

Поступила в редакцию 29.10.84

БЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

РАДИОФИЗИКА

УДК 530.12

ВЛИЯНИЕ СВЯЗИ МЕЖДУ МОДАМИ КОЛЕБАНИЙ НА ДОБРОТНОСТЬ АНТЕННЫ ДЕТЕКТОРА ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН

В. П. Митрофанов, В. Н. Якимов

(кафедра физики колебаний)

Существенным фактором, определяющим чувствительность детектора гравитационного излучения веберовского типа, является механическая добротность антенны, которая, как правило, представляет собой массивный цилиндр, подвешенный на антисейсмической платформе. Импульс гравитационного излучения возбуждает упругие колебания в антенне на ее собственной частоте. Чувствительность детектора увеличивают, уменьшая тепловые шумы антенны. Это достигается ее охлаждением, а также применением материалов с малой диссипацией упругой энергии, таких как сапфир, кремний [1]. Регистрация колебаний антенны осуществляется датчиком например емкостным. Одним из вариантов сопряжения датчика с антенной является преобразование



ее продольных колебаний в изменение малого зазора между «рогами», которые выпиливаются в антенне. Ее форма показана на рисунке.

Усложнение формы антенны по сравнению с цилиндром приводит к изменению спектра собственных частот ее упругих колебаний и к возникновению связи между модами. При этом за счет перекачки энергии возможно уменьшение добротности основной продольной моды колебаний. Наибольшее влияние оказывает связь между про-

дольной и изгибными модами колебаний антенны, так как последние обладают относительно невысокой добротностью, и для антенн, у которых длина существенно больше диаметра, в окрестности основной продольной моды находится несколько изгибных мод более высоких порядков.

Рога обычно вылиливаются таким образом, чтобы свести к минимуму искажения в распределении упругих деформаций при колебаниях