

индекс 3624

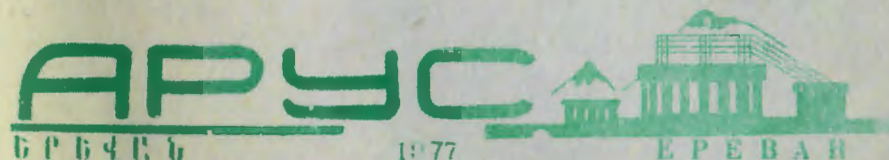
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-250(43) -77

Մ.Օ.ԱԶԱՐՅԱՆ

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-
-ВРЕМЕННОЙ КАРТИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНА
С НУКЛОНАМИ ЯДРА НА ИОНИЗАЦИОННОМ
КАЛОРИМЕТРЕ.

АРԿՍ
ԵՐԵՎԱՆ 1977 ԵՐԵՎԱՆ

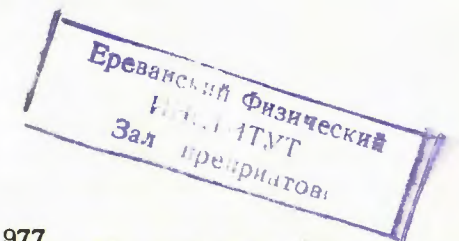


ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ-250(43) -77

М.О.АЗАРЯН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗУЧЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННО-
-ВРЕМЕННОЙ КАРТИНЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНА
С НУКЛОНАМИ ЯДРА НА ИОНИЗАЦИОННОМ
КАЛОРИМЕТРЕ.



Ереван 1977

Эксперименты в космических лучах по измерению коэффициента неупругости $\langle K \rangle$, т.е. доли первичной энергии, передаваемой при взаимодействии пучку вторичных частиц, показали, что эта величина слабо зависит от атомного номера ядра A и имеет вид $\langle K \rangle \sim A^{0,06 \pm 0,08}$ [1,2], либо влияние ядра отсутствует [3]. Такое поведение адрона в ядерном веществе, а также ряд других экспериментальных данных, еще в 60-х годах породили новые гипотезы: нуклон стряхивает ядерное поле и необходимо некоторое время для его восстановления [4], а более позднее классическое и квантовомеханическое рассмотрение проблемы привело к картине взаимодействия нуклона в ядре, описанной в работе [4]. Если принять, что восстановление ядерного поля нуклона происходит за время, пропорциональное лоренц-фактору частицы γ , т.е. $\tau = \tau_0 \gamma$, то это означает, что энергичная часть спектров вторичных адронов из нуклон-ядерных и нуклон-нуклонных взаимодействий совпадают друг с другом. К такому выводу можно придти также из представлений партонной теории (см. например [5]), разработанной сравнительно недавно. Согласно этой теории эффективность взаимодействия адронов обусловлена наличием низкоэнергичной части спектра партонов, посредством которых происходит взаимодействие. Для "каскадирования" до медленных адронов с быстротой γ не-

обходимо время $\tau \approx d \cdot e^{\chi}$ [5], где d некоторая постоянная.

В связи с актуальностью данного вопроса важно его изучение при сверхскоростных энергиях в адрон-ядро взаимодействиях. В настоящее время такую информацию можно получить из энергетических характеристик столкновений одиночных адронов космических лучей с атомными ядрами, полученными на ионизационном калориметре при $P_L \approx 1000$ Гэв.

Измерение макроскопического сечения.

Общеизвестная формула для измерения сечения.

$$N = N_0 e^{-Px} \quad (1)$$

связывает потоки нерассеянных N и первичных частиц N_0 на ядерной мишени толщиной X . Здесь вероятность P пропорциональна плотности ядер на единицу пути $P = \frac{1}{\lambda_{in}} = \frac{N_A}{A} \sigma_{in} = \frac{\sigma_{in}}{A \cdot m_p}$, где N_A - число Авагадро, A - атомный номер ядра-мишени. Вероятность P может быть представлена и как произведение плотности ядер $\frac{N_A}{A}$ на единицу на вероятность рассеяния на каждом ядре P'_A .

$$P = \frac{N_A}{A} \cdot P'_A = \frac{N_A}{A} \pi z_A^2 P_A,$$

где πz_A^2 есть геометрическое сечение ядра, а P_A - мера его непрозрачности, указывающая на долю частиц, рассеиваемых ядром.

Таким образом, измерив потоки частиц N и N_0 и зная толщину мишени X на ионизационном калориметре, удается измерить макроскопическое сечение σ_{in} .

Метод определения сечения взаимодействия виртуальных адронов с внутриядерными нуклонами.

Предположим, что взаимодействие адрона высокой энергии внутри ядра происходит следующим образом: а) в результате столкновения адрона с нуклоном образуется пучок частиц, распределенных по некоторому спектру; б) при своем движении через ядро частицы пучка могут взаимодействовать с нуклонами ядра независимо друг от друга через некоторое время τ , необходимое для приобретения ядерного поля.

Теперь поставим такую задачу: можно ли измерить сечение взаимодействия частиц указанного пучка σ_{in} с внутриядерными нуклонами на ионизационном калориметре?

Если бы на ионизационном калориметре была возможность посчитать число частиц пучка до и после взаимодействия с ядерным веществом некоторой толщины ΔR , то заменив в формуле (1) X на ΔR можно получить значение σ_{in} . Однако, прямое измерение спектра частиц внутриядерного пучка до и после взаимодействия в слое ядерного вещества на калориметре не представляется возможным. Как известно, на этой установке можно измерять энергию взаимодействующей частицы или частиц, одновременно упавших на нее. Используем это свойство калориметра для определения σ_{in} и проследим за адроном определенной энергии E_0 , упавшим на мишень с атомным номером A . После столкновения с ядром A будут рождены частицы с импульсами в интервале $P_{min} \div P_{max}$.

При этом по глубине установки будет наблюдаться электронно-ядерный ливень. Средняя энергия частиц вблизи оси будет больше, чем на периферии пространственного распределения ливня, т.е. частицы с импульсами $P \sim P_{max}$ будут зарегистрированы в некотором узком интервале углов $\theta, \theta + \Delta\theta$ вблизи оси

ливня. Ионизационный калориметр позволяет проследить за пространственным развитием ливня с точностью до размеров ионизационных камер и, следовательно, за высокоэнергичными частицами.

Действительно, после первого взаимодействия с нуклоном ядра образуется пучок адронов с высокоэнергичной частью спектра в интервале импульсов $P_1, P_1 + \Delta P_1$ и углов $\theta_1, \theta_1 + \Delta \theta_1$, определяемыми неупругим сечением взаимодействия σ_{hA}^{in} . При этом высокоэнергичным частицам в указанном интервале импульсов и углов будет соответствовать относительная доля энергии $V = \frac{E}{E_0}$, выделенная около оси ядерного ливня.

Если величина V зависит от размеров ядра, т.е. от кратности взаимодействия пучка частиц с ядерным веществом, то это позволит определить интересующее нас сечение σ_{hN} для мишеней с совпадающими значениями отношения толщины мишени x к пробегу взаимодействия в ней $\frac{x}{\lambda_{hA}^{in}}$.

Действительно, пусть у нас имеется ядро A_1 и поток адронов определенной энергии E_0 . После взаимодействия N_{A_1} частиц с ядром A_1 в интервале относительных энергий $V_{пор}, V_{пор} + \Delta V_{пор}$ и углов $\theta_1, \theta_1 + \Delta \theta_1$ будет зарегистрировано некоторое относительное число событий $\frac{1}{N_{A_1}} \frac{d^2 N_{A_1}}{dV d\Omega}$. Теперь к ядру A_1 добавим дополнительный слой ядерного вещества A_1 толщиной $\Delta \bar{R}$, т.е. фактически возьмем другое ядро A_2 . Если в дополнительном слое $\Delta \bar{R}$ будет происходить взаимодействие, то частицы пучка из ядра A_1 будут выбывать из интервала $V_{пор}, V_{пор} + \Delta V_{пор}$ и $\theta_1, \theta_1 + \Delta \theta_1$ за счет их каскадирования до медленных адронов. Поэтому в указанном интервале относительных энергий и углов будет зарегистрировано число событий с плотностью вероятности

$\frac{1}{N_{A_2}} \frac{d^2 N_{A_2}}{dV d\Omega}$, где N_{A_2} есть число адронов неупруго взаимодействующих с ядром A_2 . Здесь нужно учесть, что в слое $\Delta \bar{R}$ может произойти взаимодействие с малой передачей энергии вторичным частицам, вследствие чего число событий в интервале ΔV на ядре A_2 будет завышено.

Зная число взаимодействий, удовлетворяющих выбранным условиям, на ядре A_1 и A_2 , можно посчитать число вторичных взаимодействий адрона с сопровождением в виртуальном состоянии. Тем самым появляется возможность получения информации о пространственно-временном развитии адронных систем, образующихся при соударении адронов с внутриядерными нуклонами на языке пробегов или сечений.

Следовательно, сечение σ_{hN} будет определяться по формуле

$$\iint_{V \theta} \left(\frac{1}{N_{A_1}} \frac{d^2 N_{A_1}}{dV d\Omega} - \frac{1}{N_{A_2}} \frac{d^2 N_{A_2}}{dV d\Omega} \right) dV d\Omega \geq 1 - \exp\left(-\frac{\Delta \bar{R}_{12}}{\lambda_{hN}}\right), \quad (2)$$

где $\sigma_{hN} = \frac{\rho}{n \lambda_{hN}}$, ρ - плотность ядерного вещества, n - концентрация нуклонов в ядерном веществе.

Для определения $\Delta \bar{R}_{12}$ можно принять, что $\bar{R} = 4/3 R$, где $R = \sqrt{\sigma_{abs}/\pi}$ - эффективный радиус ядра. Отсюда $\Delta \bar{R}_{12} = 4/3 * (R_{A_2} - R_{A_1})$. Отметим, что при определении числа взаимодействий $\frac{d^2 N}{dV d\Omega}$ необходимо учесть пространственное развитие ядерного ливня в разных мишенях [6].

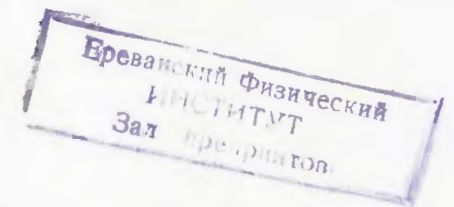
Результаты обработки экспериментальных данных по формуле (2) для получения количественных оценок будут приведены в дальнейших публикациях.

Автор благодарен С.Г.Матиняну за полезные советы и В.В.Авакяну, С.Р.Геворкяну, Г.В.Григоряну, Э.А.Мамиджянину за активное участие в обсуждении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. С.А.Азимов, Т.С.Юлдашбаев. Неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами, "ФАН", Ташкент, 1974.
2. М.О.Азарян, С.Р.Геворкян, Э.А.Мамиджян, ЯФ, 20, 398, 1974.
М.О.Азарян, М.И.Керопян, Э.А.Мамиджян и др. ЯФ, 21, 567, 1975.
3. И.Н.Фетисов. Изв.АН СССР, серия физ., 35, 2187, 1971.
4. Г.Т.Зацепин. Изв.АН СССР, серия физ., 5, 647, 1962.
5. С.Г.Матинян. Партоно-реджевское описание неупругих взаимодействий частиц высоких энергий с атомными ядрами. Научное сообщение ЕФИ-170(16)-76.
6. Н.Л.Григоров, И.Д.Рапопорт, В.Я.Шестоперов. Частицы высоких энергий в космических лучах. "Наука", Москва, 1973.

Рукопись поступила 26-го июля 1977 г.



Редактор Л.И.Мукаян
Тех.редактор А.С.Абрамян

Заказ 1105 ВФ- 06811 Тираж 299
Подписано к печати 6/Х-77 г. Формат издания 30х40
0,5уч.изд.л. Ц. 4 к.

Издано Отделом научно-технической информации
Ереванского физического института, Ереван-36, пер.Мар-
каряна 2