

О ВЫПОЛНЕНИИ ЗАКОНОВ СОХРАНЕНИЯ В ЭЛЕМЕНТАРНОМ АКТЕ ПРИ РАСЧЕТАХ ВНУТРИЯДЕРНОГО КАСКАДА

On the Inclusion of Conservation Laws in Elementary Processes in Evaluations of Internal Nuclear Cascades

Н. М. СОБОЛЕВСКИЙ*, В. Д. ТОНЕВ

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики, Дубна**

(Поступила в редакцию 2 апреля 1968)

Моделирование неупругих πN и NN взаимодействий при расчёте столкновений быстрых частиц с атомными ядрами по каскадной модели связано с рядом трудностей. Одна из них — точный учёт законов сохранения энергии и импульса при розыгрыше характеристик элементарного акта по известным экспериментальным угловым и энергетическим распределениям рождающихся частиц. В данной работе исследован вопрос о том, в какой степени точный учёт только закона сохранения энергии в „эквивалентной“ системе влияет на характеристики элементарного акта и на результаты расчёта неупругих нуклон-ядерных взаимодействий.

Вычисление взаимодействий быстрых частиц с атомными ядрами по каскадной модели требует умения рассчитывать неупругие мезон-нуклонные и нуклон-нуклонные столкновения. Сложность задачи состоит в том, что необходимо восстановить с учётом законов сохранения многомерное распределение, характеризующее результат элементарного взаимодействия. До последнего времени решение этой задачи основывалось на двух подходах¹:

а) на моделировании элементарного акта согласно некоторой теоретической модели с точным учётом законов сохранения [2—5],

б) на розыгрыше характеристик πN и NN взаимодействий по известным экспериментальным данным, но законы сохранения при этом выполнялись в среднем [6—9].

* Физический факультет Московского государственного университета.

** Адрес: Москва, Главпочтамт, п/я 79, СССР.

¹ В работе [1] предложен метод розыгрыша по экспериментальным данным характеристик взаимодействия с точным учётом законов сохранения энергии и импульса.

Данная работа посвящена выяснению характера нарушения законов сохранения при расчёте внутриядерных каскадов при этом втором подходе.

Для определения характеристик j -ой частицы $\vec{p}_j(p, \cos \theta, \varphi)$ ² при взаимодействиях с рождением ν частиц, если характеристики $(j-1)$ частицы уже известны, необходимо задать многомерные условные плотности распределений $P_\nu = P_\nu(\vec{p}_j | \vec{p}_1, \dots, \vec{p}_{j-1})$. Строгий теоретический расчёт этих величин в принципе возможен [2], но требует знания гамильтониана взаимодействия, который в настоящее время не известен достаточно точно. В некоторых частных случаях, например для описания рождения одного мезона, такой подход может оказаться весьма полезным [3, 4]. В каскадных расчётах широкое применение нашла очень условная модель, предложенная Метрополисом и др. [5]. Так в случае трехчастичных реакций они предположили, что импульсы всех рождающихся частиц равны, а нормаль к плоскости реакции изотропно распределена в пространстве. Такая упрощённая модель позволяет точно удовлетворить законам сохранения энергии и импульса, но её соответствие опыту ограничено. По-видимому, можно ожидать получить согласие с экспериментом лишь в средних значениях рассматриваемых характеристик. Большое число работ выполнено на основе другой методики розыгрыша частиц, рождённых в πN и NN взаимодействиях [6—9]. При этом были использованы полученные из опыта одномерные плотности распределения $P(p)$, $P(\cos \theta)$ и $P(\varphi)$, которые представляют собой P_ν , просуммированные по всем вторичным частицам и проинтегрированные по соответствующим переменным. Число частиц ν определялось числом допустимых выборок из $P(p)$, совместимым с законом сохранения энергии. Импульсы $(\nu-1)$ частицы разыгрывались независимо, а импульс последней частицы определялся из закона сохранения энергии. Угловые характеристики всех ν частиц разыгрывались независимо. Весь этот розыгрыш осуществлялся в некоторой „эквивалентной“ системе³ Очевидно, что даже в этой системе закон сохранения импульса не выполняется в каждом акте взаимодействия, что должно приводить к нарушению законов сохранения энергии и импульса в лабораторной системе координат. Авторы [6—9] высказывали предположение, что эти законы в лабораторной системе выполняются статистически, в среднем.

Для анализа этого предположения нами были рассчитаны характеристики элементарных взаимодействий согласно методики [6] для различных энергий и типов налетающих частиц. В каждом акте взаимодействия вычислялась величина ΔE — разность между полными энергиями системы частиц до и после взаимодействия в лабораторной системе координат.

² Здесь и далее частица определяется вектором $\vec{p}(p, \cos \theta, \varphi)$ где p — абсолютное значение импульса частицы, θ и φ , соответственно, его азимутальный и полярный углы.

³ Экспериментальные данные о $P(p)$, $P(\cos \theta)$ и $P(\varphi)$ обычно относятся к системе центра масс сталкивающихся частиц, причем в лабораторной системе координат одна из этих частиц покоится. В каскадных расчётах и налетающая быстрая частица и её партнёр, ядерный нуклон, движутся. Чтобы иметь право воспользоваться экспериментальными данными, необходимо рассматривать взаимодействия в некоторой „эквивалентной“ системе. Эта система движения со скоростью системы центра масс и её ось Z совпадает с направлением, которое имеет налетающая частица в системе центра масс сталкивающихся частиц.

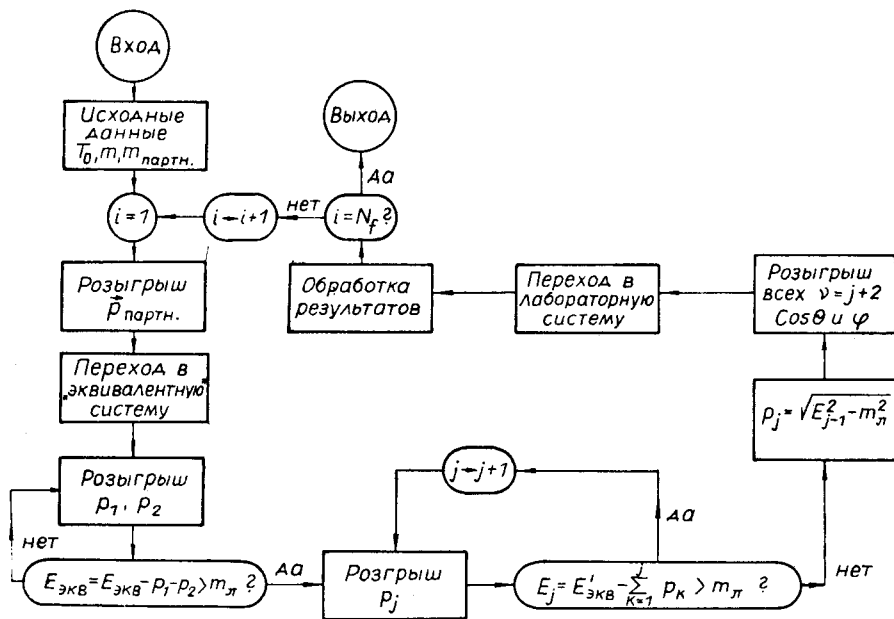
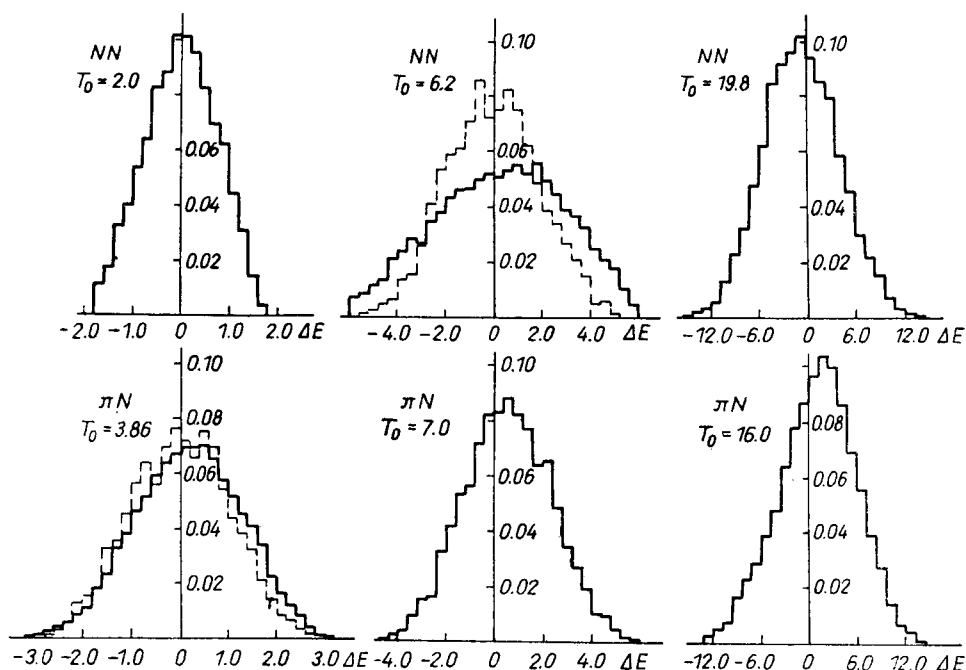


Рис. 1. Общая блок-схема расчета

Рис. 2. Распределения по энергии ΔE (e.g.v.), в лабораторной системе координат) для πN и NN взаимодействий, вызванных частицами с энергией T_0 (e.g.v.). Пунктиром показаны распределения вычисленные в предположении изотропии рождающихся частиц

Общая схема вычислений представлена на рис. 1.

Для каждого рассчитанного случая набиралась статистика в 5—10 тысяч событий⁴.

Результаты вычислений приведены на рис. 2. Действительно, отклонение среднего значения $\overline{\Delta E}$ от нуля невелико, по крайней мере, оно много меньше кинетической энергии налетающей частицы, что подтверждает предположение авторов [6—9] о статистическом характере выполнения законов сохранения. Однако дисперсия распределений по ΔE оказывается неожиданно большой и „хвост“ распределения простирается вплоть до значения энергии налетающей частицы. Это говорит о том, что выполнение законов сохранения в элементарном акте при каскадных расчетах даже с 5% точностью является весьма редким событием.

Некоторая асимметрия распределений относительно $\overline{\Delta E}$ обусловлена анизотропией угловых распределений вторичных частиц. В случае изотропного распределения, как видно из рис. 2, кривые становятся симметричными и $\overline{\Delta E} = 0$.

Нарушение законов сохранения в элементарном акте приводит к нарушению этих законов и в применении к взаимодействиям частиц с ядрами, причем дисперсия соответствующих распределений, согласно теореме о свертке [10], должна быть ещё больше. Всё это указывает на то, что каскадные расчеты, использующие такую методику, могут надёжно давать лишь средние значения характеристик взаимодействия частиц с атомными ядрами. По-видимому, правильным будет и общее поведение угловых и энергетических распределений, просуммированных по всем рождающимся частицам, поскольку законы сохранения существенно влияют лишь на последнюю разыгрываемую частицу. Однако, нарушение законов сохранения может заметно сказаться на таких более тонких характеристиках как число частиц в некотором энергетическом интервале, спектр частиц под определенным углом и т.п. Особенно сильным должно быть влияние на энергию возбуждения ядра-остатка, которая в основном определяет число так называемых, „черных лучей“ в „звезде“.

Следует подчеркнуть, что отмеченная выше большая дисперсия распределений по ΔE делает необходимым набор большой статистики для получения надежных результатов о взаимодействии высокоэнергетических частиц с атомными ядрами.

Авторы признательны В. С. Барашенкову и К. К. Гудиме за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] В. Д. Тонеев, *Препринт ОИЯИ*, P-2 3561 (1967).
- [2] Г. И. Копылов, *Диссертация*, Дубна 1961.
- [3] J. Lindenbaum, R. M. Sternheimer, *Phys. Rev.*, **105**, 1874 (1957).
- [4] S. L. Whetstone, ZA-3206-MS, Los Alamos 1964.

⁴ Все расчеты выполнены на электронно-вычислительной машине М-20 Лаборатории вычислительной техники и автоматики ОИЯИ.

- [5] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevitch, J. M. Miller, G. Friedlander, *Phys. Rev.*, **110**, 204 (1958).
- [6] В. С. Барашенков, А. В. Баяжиев, Л. А. Кулюкина, В. М. Мальцев, *Ат. Энергия*, **16**, 515 (1964).
- [7] V. S. Barashenkov, V. M. Maltsev, E. K. Mihul, *Nucl. Phys.*, **24**, 652 (1961).
- [8] В. М. Мальцев, *Диссертация*, Дубна 1963.
- [9] И. З. Артыков, В. С. Барашенков, С. Н. Елисеев. *Ядерная физика*, **4**, 156 (1966).
- [10] И. В. Смирнов, И. В. Дунин-Барковский, *Курс теории вероятностей и математической статистики для технических приложений*, Москва 1965.