

P2-2009-135

Р. Я. Зулкарнеев*

ПОЛНЫЙ МОМЕНТ И ПЛОСКОСТЬ РЕАКЦИИ
В ПРОЦЕССАХ СОУДАРЕНИЯ ЧАСТИЦ
ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*E-mail: zulr@sunse.jinr.ru

Зулькарнеев Р. Я.

P2-2009-135

Полный момент и плоскость реакции
в процессах соударения частиц высоких энергий

Плоскость реакции является эффективным инструментом изучения ядерных и других взаимодействий частиц. Для ее определения в этом случае используют модельные (гидродинамические) представления о связи параметра удара с коллективными потоками частиц. В работе показана возможность прямого восстановления ориентации плоскости, в которой происходит соударение частиц в реакциях, на безмодельной основе. Идея использует связь между измеряемыми на опыте величинами и полным моментом \mathbf{M} системы частиц, участвующих в столкновении. Дано определение понятия плоскости реакции при множественном образовании частиц; показано, что нормаль к ней ориентирована вдоль полного момента \mathbf{M} . Это обстоятельство, в конечном счете, приводит к эффекту взаимосвязи азимутальных углов частиц, который в литературе интерпретируется как проявление коллективного образования потоков частиц при соударениях ядер.

Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2009

Zulkarneev R. Ya.

P2-2009-135

The Total Moment and Reaction Plane
in the Processes of Particle Production at High Energies

The reaction plane is one of the effective tools to study properties of nuclei-nuclei and other interactions. The present-day methods to find this plane are indirect, and the use of model (hydrodynamic) conceptions about connection between the collective flows and the impact parameter of a collision has limited precision. This work offers a more reliable and direct method to reconstruct the reaction plane (RP) in any model absence. The idea of the method is based on using the conservation law of the total moment \mathbf{M} of the colliding particles to obtain the connection of this moment with new experimental observable values. Definition of the RP notion is given on this ground. It has been shown that the normal to the RP of any reaction is oriented indeed along direction of this total moment. In the final analysis, this reason reduces to the existence of an azimuthal correlation among particles produced in the reaction. In the literature that effect is interpreted as manifestation of collective flow production in nuclei collisions.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energy Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2009

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время для нахождения плоскости реакции (ПР) в процессах ядерных соударений используются модельные и эвристические представления о связи параметра удара с коллективными потоками частиц [1]. Опираясь на них, предложены различные методы восстановления этой плоскости на основе данных эксперимента [2–5]. Насколько точны такие подходы, еще не вполне ясно. Специальные сопоставления, выполненные в работе [6] (см. также в разд. 4 настоящей работы), заставляют полагать, что надежность всех этих методов нуждается в дальнейшем исследовании.

В связи с этим автор обращает внимание на еще одну возможность восстанавливать плоскость реакции непосредственно, не прибегая к моделям. Идея метода основана на существовании строгой феноменологической связи между направлением момента и наблюдаемыми величинами. В следующем разделе вводятся эти наблюдаемые — \mathbf{z}_i и \mathbf{Z} . Их связь с моментом импульса и прицельным параметром удара рассматривается в разд. 2 и 3. Там же дается определение понятия плоскости реакции для множественного рождения частиц и рассматриваются некоторые следствия, связанные с существованием этой плоскости. В разд. 4 сделана попытка сопоставить между собой возможности некоторых методик, наиболее часто применяемых для восстановления ПР. В заключении отмечена роль векторов полного момента и \mathbf{Z} в формировании ПР в соударениях и возникновении азимутальных корреляций между частицами.

1. БАЗИСНЫЕ ВЕКТОРЫ КОНЕЧНОГО СОСТОЯНИЯ РЕАКЦИИ ПРИ РОЖДЕНИИ ЧАСТИЦ

В процессах рассеяния или рождения частиц ПР представляют обычно вектором $\mathbf{n}' = (\mathbf{p} \times \mathbf{p}')/|\mathbf{p} \times \mathbf{p}'|$, который образуют из 3-импульсов начальной частицы \mathbf{p} и частицы, рассеянной (рожденной) в процессе соударения, \mathbf{p}' . Однако его обобщение на случай множественного образования частиц, в котором \mathbf{p}' заменялась бы суммой импульсов всех N продуктов конечного

состояния реакции

$$\mathbf{p} \times (\mathbf{p}_1 + \mathbf{p}_2 + \mathbf{p}_3 + \dots + \mathbf{p}_N) = \mathbf{p} \times (\Sigma \mathbf{p}_i), \quad (1)$$

невозможно. Выражение (1) обращается в ноль в любой системе координат из-за сохранения полного импульса системы (здесь и всюду ниже суммирование ведется по индексу i от 1 до N , а рассмотрение — в с.ц.м. соударяющихся частиц). По этой причине в процессах рождения нормаль (1) не может быть выражена через импульс частицы однозначным образом, если не отказаться от использования этой переменной в пользу иной, адекватной решаемой задаче. В качестве новой переменной автор предлагает использовать отношение векторов 3-импульсов вторичных частиц к их соответствующим модулям $\mathbf{z}_i = \mathbf{p}_i/p_i$. Эти отношения не подчинены закону сохранения импульса непосредственно. Поэтому их сумма $\mathbf{Z} = \Sigma \mathbf{p}_i/p_i$ уже не обязана быть равной всегда начальному импульсу или нулю. С появлением нового вектора \mathbf{Z} можно построить ортогональную тройку векторов $\mathbf{m} \sim \mathbf{p}/p - \mathbf{Z}/Z$ и $\mathbf{l} \sim \mathbf{p}/p + \mathbf{Z}/Z$ и нормаль к ним

$$\mathbf{n} \sim \mathbf{m} \times \mathbf{l} = 2(\mathbf{p}/p) \times \mathbf{Z}/Z, \quad (2)$$

которая образует геометрический базис при описании конечного состояния реакции.

Подобно векторному полю скоростей частиц движущейся жидкости, векторы \mathbf{z}_i образуют поле направлений движения частиц в реакции. Соответственно этой аналогии, суммарный вектор всех единичных ортов скоростей вторичных частиц \mathbf{Z} можно назвать вектором полного потока направлений движения или просто потоком частиц в реакции.

2. ПЛОСКОСТЬ РЕАКЦИИ В ПРОЦЕССАХ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ

Преобразованная таким образом нормаль (2) обладает замечательным свойством. Она не может ориентироваться в пространстве произвольным образом. Нетрудно показать, что ее направление жестко связано с направлением вектора полного момента начальной системы взаимодействующих частиц.

В процессах столкновения пары частиц с прицельным параметром удара \mathbf{b} и начальными импульсами p и $-p$ возникает угловой момент частиц $\mathbf{M}_{\text{нач}} = 2\mathbf{p} \times \mathbf{b}$ относительно центра масс сталкивающейся системы. При достаточно высоких энергиях можно пренебречь спиновыми моментами соударяющихся и рожденных в конечном состоянии реакции частиц. В таком приближении

угловой момент будет хорошим квантовым числом и оба момента (начальной и конечной систем частиц) должны совпасть как по величине, так и по направлению их ортов в пространстве. Поскольку (2) является единственным псевдовектором среди базисных ортов, то момент конечного состояния реакции может быть направлен только вдоль именно этого псевдовектора. Это обстоятельство использовано нами ниже в равенстве ортов обоих векторов:

$$(\mathbf{p} \times \mathbf{b})/|\mathbf{p} \times \mathbf{b}| = \lambda(\mathbf{p} \times \mathbf{Z})/|\mathbf{p} \times \mathbf{Z}|. \quad (3)$$

Из размерных соображений в правую часть выражения введен одинаковый для всех частиц скалярный параметр λ , имеющий размерность длины.

Левая часть (3) определяет плоскость, в которой происходит соударение частиц в начальном состоянии реакции; она зависит от ориентации $\mathbf{M}_{\text{нач}}$ и *не может быть найдена прямыми измерениями*. О способах ее восстановления см., например, в [2–4]. Напротив, все величины *в правой части равенства* (3) *доступны измерению*. Эта часть определяет плоскость конечного состояния реакции, которая образуется из векторов начального импульса системы и полного потока рожденных частиц. В силу сохранения момента системы обе отмеченные плоскости должны совпасть. Нормаль (2) приобретает при этом новый смысл — *нормали к обеим плоскостям*. Естественно назвать ее нормалью к *плоскости реакции* образования частиц:

$$\mathbf{n}_{RP} = (\mathbf{p} \times \mathbf{Z})/|\mathbf{p} \times \mathbf{Z}| = \mathbf{n}. \quad (4)$$

Таким образом, нахождение ориентации ПР сводится, в принципе, к простой экспериментальной процедуре определения направлений движения всех родившихся частиц. Однако эта процедура усложняется, когда необходимо учитывать спиновые моменты начальных частиц, например, при центральном соударении. Можно показать, что положение ПР, т. е. выражение (4), будет зависеть в этом случае уже от поляризаций сталкивающихся пучков.

Из (3) можно вывести несколько полезных следствий общего характера.

Во-первых, нетрудно видеть, что между параметром удара \mathbf{b} и потоком \mathbf{Z} возникает связь:

$$\mathbf{b} = \lambda(b/Z)\mathbf{Z}. \quad (5)$$

Здесь b и Z — модули векторов \mathbf{b} и \mathbf{Z} . Это значит, что ориентация параметра удара, т. е. ориентация ПР, полностью определяется полным потоком рожденных частиц.

Во-вторых, согласно этой связи, каждая из этих частиц вносит свой (парциальный) вклад $\mathbf{b}_i = \lambda(b/Z)\mathbf{z}_i$ в полный вектор параметра удара.

Структура (5) показывает, что одному и тому же фиксированному значению параметра удара в соударении не обязательно соответствует лишь одно

значение множественности N . Однако совместный эффект действия законов сохранения момента, импульса и энергии может привести к сильному подавлению данной неоднозначности во множественности частиц.

И, наконец, из (3) и (5) видно, что направление потока частиц (и параметра) удара должно быть всегда ортогональным оси соударения пучков в с. ц. м. Если импульс \mathbf{p} направить вдоль z -оси декартовой системы координат, то вектор \mathbf{Z} должен лежать в плоскости xoy , перпендикулярной падающему импульсу независимо от энергии соударения. При столкновении тяжелых ядер это правило может нарушаться по причине глауберовского перерасеяния нуклонов. Это обстоятельство следует иметь в виду при реконструкции ПР.

3. ПЛОСКОСТЬ РЕАКЦИИ В ИНКЛЮЗИВНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАХ

Таким же образом можно ввести понятие плоскости соударения в инклюзивных процессах. Рассмотрим часто встречающийся случай, в котором полная экспериментальная информация (угол, энергия и пр.) известна лишь об одной k -й частице из N родившихся в реакции. Допустим, что полностью известен парциальный вектор $\mathbf{b}_k = \lambda(b/Z)\mathbf{z}_k$ этой частицы, и преобразуем (3) следующим образом:

$$\mathbf{p} \times (\mathbf{b} - \mathbf{b}_k) = \mathbf{p} \times (\lambda b/Z)(\mathbf{Z} - \mathbf{z}_k). \quad (6)$$

Левая часть этого выражения является начальным моментом для столкновения с рождением $N - 1$ частиц в конечном состоянии. Правая часть этого равенства пропорциональна потоку $N - 1$ частиц, $\mathbf{Z}^{N-1} = \mathbf{Z} - \mathbf{z}_k$, конечного состояния, оставшихся вне наблюдения (верхний индекс у \mathbf{Z} означает здесь, что суммирование ведется по всем частицам кроме k -й). Предполагая сохранение момента, составим равенство для ортов векторов обеих частей равенства (6):

$$\mathbf{p} \times (\mathbf{b} - \mathbf{b}_k) / |\mathbf{p} \times (\mathbf{b} - \mathbf{b}_k)| = \mathbf{p} \times (\lambda b/Z)(\mathbf{Z} - \mathbf{z}_k) / |\mathbf{p} \times (\lambda b/Z)(\mathbf{Z} - \mathbf{z}_k)|. \quad (7)$$

Усредняя обе части соотношения по наблюдаемым событиям, получаем $-\mathbf{p} \times \mathbf{b}_k = \mathbf{p} \times \langle \mathbf{Z}^{N-1} \rangle$. Знак $\langle \ \rangle$ означает статистическое усреднение по всем возможным значениям вектора параметра удара \mathbf{b} и соответствующим ему значениям \mathbf{Z} . Отсюда видно, что усредненный поток для $N - 1$ рожденных (но незарегистрированных) частиц не обращается в ноль. Поэтому вектор

$$\langle \mathbf{n}_{\text{incl}} \rangle = -(\mathbf{p} \times \mathbf{z}_k) / |\mathbf{p} \times \mathbf{z}_k| \quad (8)$$

будет определять ориентацию *усредненного положения* плоскости, в которой находится вектор потока остальных $N - 1$ частиц реакции, оставшихся вне инклюзивного наблюдения.

4. СРАВНЕНИЕ С ДРУГИМИ СПОСОБАМИ ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПР

После того как были получены вышеописанные результаты, автору стало известно, что сопоставление предлагаемой идеи восстановления ПР с другими ранее предложенными способами было уже предвосхищено в работе [7]. В связи с идеей поиска P - и CP -нечетных эффектов в соударениях ионов на коллайдере RHIC ее автор произвел оценку начального углового момента $M_{\text{нач}}$ в с. ц. м. Отмечалось, в частности, что этот момент «... перпендикулярен к плоскости соударения и может быть реконструирован посредством наблюдения фрагментов реакции, испускаемых во фрагментационные области с обеих сторон от сталкивающихся пучков, а также путем изучения корреляции частиц в области средних быстрот».

Первый способ наблюдения, который имеет в виду автор [7], — это метод передачи поперечного импульса Q [2]. Он основан на регистрации ПР частиц с большими значениями быстрот, уносящих сравнительно небольшую часть полного углового момента. Авторы метода [2] отмечают относительно невысокую точность восстановления плоскости этим методом.

Второй способ — это метод «кумулянтов» [4, 5], основанный на наблюдениях азимутальных корреляций между частицами. Согласно [7] он позволяет использовать существенно большую часть углового момента файерболла. Однако на практике удается работать с корреляциями лишь нескольких частиц, обычно не более четырех. Установлено [5], что при дальнейшем увеличении числа частиц чувствительность метода резко падает.

Еще один метод определения ПР связан с представлением азимутальных распределений частиц в форме ряда Фурье [3]. Рецепт нахождения ПР по этому способу сводится к параметризации азимутальных распределений частиц набором параметров (коллективных потоков и углов). Далее параметры этих феноменологических функций находятся путем подгонки к экспериментальным данным. Положение самой ПР в пространстве также задается параметрически и находится на основании того же фита. Этот анализ включает в себе некоторые особенности, присущие вышеупомянутым способам, что, видимо, позволяет использовать расширенный фазовый объем соударения.

Необходимо отметить, что перечисленные выше способы определения ПР и связанных с нею «коллективных потоков» являются недостаточно прозрачными с точки зрения оценок собственных погрешностей методик. Дело в том, что сравнение потоков, восстановленных тремя вышеупомянутыми методами восстановления ПР и их различными модификациями, выявило наличие значительных расхождений между ними. Так, оказалось, что относительная разница в величинах эллиптического потока достигает 20–30% при пренебрежимо малых статистических ошибках [6]. Этот факт показывает, что примененные в этом случае приемы восстановления положения ПР явно содержат *неконтролируемые виды* систематических погрешностей, поскольку

экспериментальный материал, использованный в этих обработках, был одним и тем же*.

Можно думать, что восстановление ПР новым способом, рассмотренным выше в разд. 2, будет более надежным. Такое ожидание оправдано большей ясностью в постановке самой задачи восстановления ПР, а также простотой процедуры ее исполнения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Размерный параметр λ , введенный выше, связывался с размерами области зарождения частиц и принимался для простоты одинаковым для всех рожденных частиц. Однако нельзя исключать и того, что он может зависеть от индивидуальных квантово-механических размеров частиц. Тогда поток \mathbf{Z} приобретет форму $\mathbf{Z}^* = \Sigma \lambda_i \mathbf{p}_i / p_i$. В этом случае поток и ПР оказываются зависящими от комптоновской длины частиц λ_i . Какая из этих или иных возможностей осуществляется в действительности, могут решить специальные эксперименты.

Независимо от этой неопределенности основной результат настоящей работы состоит в обнаружении того факта, что в кинематике неупругих соударений без учета спинов частиц всегда существует вектор, представляющий результирующее *направление скоростей* движения продуктов реакции. Такой величиной в процессах рождения является вектор полного потока \mathbf{Z} частиц, обеспечивающий существование плоскости конечного состояния в реакции. Сохранение момента позволяет естественным образом свести обе плоскости (начального и конечного состояний реакции) в единую *плоскость реакции*.

Другим важным следствием сохранения момента является направленность вектора \mathbf{Z} вдоль параметра удара, которая порождает *коррелированность азимутальных углов* частиц в реакциях. Этот эффект в литературе принято интерпретировать как рождение коллективных потоков частиц при соударении ядер. Однако в рассмотренном нами случае он имеет, очевидно, кинематическое, а не динамическое происхождение.

Результаты данной работы могут помочь в более аккуратной оценке положения ПР и, соответственно, величин коллективных потоков частиц в процессах соударения.

*Одна из неучтенных причин, которая могла бы исказить положение ПР, — это потери в эффективности регистрации числа частиц, рожденных в реакции. Разные методы восстановления ПР могут быть по-разному чувствительными к таким потерям. Еще одним источником обсуждаемого расхождения может стать глауберовское перерассеяние нуклонов. Оно должно размывать начальное положение плоскости соударения ядер или даже вызывать ее деградацию на несколько других составляющих. Оба источника влияют на результат восстановления ПР независимо от применяемого способа.

Автор благодарит Б.М. Барбашова, А.В. Ефремова, Э.А. Кураева, В.Л. Любошица, а также И. Амирханова и Д. А. Архипкина за плодотворные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Gyulassy V., Frankel K. A., Stocker H.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 110. P. 185;
Yariv Y., Fraenkel Z. // Phys. Rev. C. 1979. V. 20. P. 2227;
Danielevicz P. // Nucl. Phys. A. 1999. V. 661. P. 82.
2. *Danielevicz P., Odinec G.* // Phys. Lett. B. 1985. V. 157. P. 146.
3. *Voloshin S., Zhang Y. Z.* // Phys. Lett. C. 1996. V. 70. P. 665;
Ollitrault J.-Y. // Phys. Rev. D. 1992. V. 46. P. 229;
Poskanzer A. M., Voloshin S. A. // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 1671.
4. *Borghini N., Dihn P. M., Ollitrault J. -Y.* // Phys. Rev. C. 2001. V. 63. P. 054906.
5. *Borghini N., Dihn P. M., Ollitrault J. -Y.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 64. P. 054901.
6. *Adams J., Aggarwal V., Ammand P. et al. (STAR Collab.)* // Phys. Rev. C. 2004. V. 72. P. 014904.
7. *Kharzeev D.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 260.

Получено 9 сентября 2009 г.

Редактор *А. И. Петровская*

Подписано в печать 11.11.2009.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,62. Уч.-изд. л. 0,75. Тираж 415 экз. Заказ № 56774.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@jinr.ru

www.jinr.ru/publish/