

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

Эволюция взглядов на рассеяние Померанчука¹

Г. Венециано

Дан краткий обзор того, как в течение последних тридцати лет изменялись способы описания рассеяния частиц при высоких энергиях и малых переданных импульсах.

PACS numbers: 11.55.Jy, 11.15.Pg, 11.25.-w, 12.38.-t, 12.40.Nn

Содержание

1. Ранние годы (60-е) (185).
 2. Дуальность и дуальные резонансные модели (60–70-е годы) (185).
 3. Квантовая хромодинамика (70-е годы) (186).
 4. Померон в суперструнную эру (после 1984 года) (187).
- Список литературы (188).

1. Ранние годы (60-е)

С идеями Померанчука [1] о рассеянии при высоких энергиях и малых переданных импульсах я познакомился еще будучи студентом профессора Гатто во Флоренции. Тот факт, что в очень высокоэнергетичных (несколько ГэВ в те давние дни!) столкновениях доминировал обмен вакуумными квантовыми числами, был весьма интригующим. Из него немедленно следовали предсказания ряда асимптотических соотношений, таких как

$$\sigma_T(pp) \sim \sigma_T(pn) \sim \sigma_T(\bar{p}p) \sim \dots, \text{ etc.} \quad (1)$$

а также неравенств

$$\sigma_{el}(pp) \sim \sigma_{el}(pn) \gg \sigma(\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n), \text{ etc.} \quad (2)$$

Эти предсказания отлично работали, но как можно было построить более точную модель? Ответ появился с приходом реджистики, когда Грибов, Чью, Фраучи, Мандельштам и другие использовали полюсы Редже для описания процессов при высоких энергиях и малых переданных импульсах. В этом подходе высокоэнергетические асимптотики контролировались полюсами комплексного углового момента J (в t -канале). Полюс с наибольшим значением $\text{Re } J$ (так называемый лидирующий реджевский полюс) доминировал при достаточно

высоких энергиях. Уравнения (1) и (2) вместе с приближенным постоянством полного сечения подразумевали, что лидирующий полюс должен быть при $J \sim 1$ в t -канале с вакуумными квантовыми числами, в то время как в каналах с квантовыми числами, отличными от вакуумных, полюсы должны быть ниже, скажем, около $J = 1/2$. Лидирующему реджевскому полюсу в канале с вакуумными квантовыми числами было дано имя "померанчукон", которое Гелл-Манн вскоре укоротил до ныне известного "померон".

Существование померона ведет к приближенному постоянству всех полных и упругих сечений, — что до известной степени подтверждалось измерениями при энергиях порядка 10 ГэВ, — а также дает различные соотношения между сечениями, следующие из факторизации вычетов в реджевских полюсах, которая обусловлена t -канальной унитарностью. Вскоре, однако, стало ясно, что сечения имеют тенденцию расти с энергией: это было впервые обнаружено в Серпухове и затем четко продемонстрировано данными ЦЕРН (CERN-ISR²) в начале 70-х гг. Таким образом, простейшая померонная модель могла быть лишь некоторым приближением. Ее следовало дополнить более сложными структурами в комплексной плоскости J , такими как разрезы, которые, впрочем, все равно подразумевались унитарностью.

Это привело к грибовской реджеонной технике [2] — систематическому способу улучшать простейшую аппроксимацию, отвечающую лидирующему полюсу Редже. Как оказалось, включение поправок к голому померону чуть выше $J = 1$ и по настоящее время дает хорошее описание экспериментальных данных вплоть до максимально доступных энергий.

2. Дуальность и дуальные резонансные модели (60–70-е годы)

Во второй половине шестидесятых мир сильных взаимодействий обогатился концепцией дуальности, введенной в работе Долена, Хорна и Шмита (ДХШ) [3]. К тому времени уже были придуманы кварки, служившие тогда чем-то вроде бухгалтерского инструмента для учета

¹ Доклад при вручении премии им. И.Я. Померанчука 1999 года.

Г. Венециано (G. Veneziano). Теоретический отдел ЦЕРН, CH-1211, Женева, Швейцария (Theory Division, CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland)
Факс: (22) -767 6555. E-mail: Gabriele.Veneziano@cern.ch

Статья поступила 9 ноября 1999 г.

² ISR — Intersecting Storage Rings — пересекающиеся накопительные кольца. (Примеч. переводчика.)

квантовых чисел. Кварки и ДХШ дуальность были замечательным образом использованы в работах Харари и Рознера [4], где было введено то, что впоследствии стало известно под именем дуальных диаграмм. Даже до появления дуальных диаграмм было осознано, что дуальность работает по-разному в каналах с невакуумными и вакуумными квантовыми числами [5]: в то время как в первом случае (рис. 1а) мезонный полюс Редже в t -канале дуален резонансам в s -канале, во втором случае (рис. 1б) померон дуален нерезонансному фону просто потому, что не наблюдаются так называемые экзотические резонансы с квантовыми числами четырех кварков и одного антикварка. На очереди был вопрос, нельзя ли понять доминантность вакуумного полюса Редже, исходя из его особых свойств относительно дуальности?

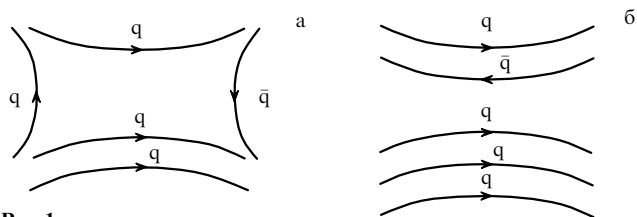


Рис. 1.

Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо было придать операционный смысл дуальным диаграммам, т.е. связать с ними какие-нибудь математические выражения: как раз это и достигалось в дуальных резонансных моделях (ДРМ) [6]. Как известно, позже было понято, что дуальные резонансные модели описывают рассеяние струноподобных объектов, возможно, с кварками на концах. Рассмотрим для простоты мезон-мезонное рассеяние.

Дуальные диаграммы имеют простую ДРМ/струнную интерпретацию. На рисунке 2а мы видим, как $q\bar{q}$ -струна в s -канале (полученная из аннигиляции $q\bar{q}$ -пары) дуальна $q\bar{q}$ -струне в t -канале, в то время как на рис. 2б мы видим, как рассеяние Померанчука возникает из непланарной дуальной диаграммы. Здесь, в s -канале, два легких мезона обмениваются кварками, рождая две высоковозбужденные струны, в то время как в t -канале, после подходящего растяжения (рис. 2в), на диаграмме видна замкнутая струна в качестве промежуточного

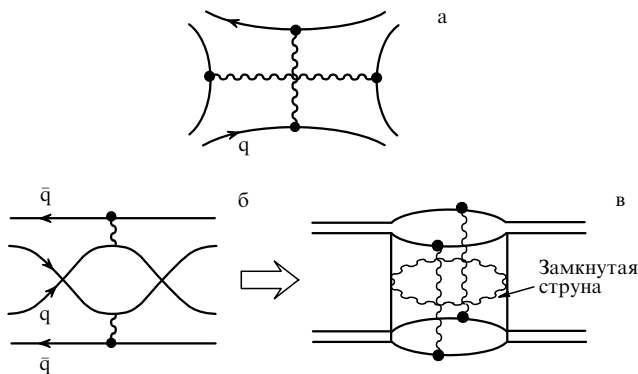


Рис. 2.

состояния. Так как замкнутые струны не имеют концов, на которых могли бы сидеть кварки, они обязательно имеют вакуумные квантовые числа.

Вскоре было осознано [7], что для связи с реальным миром диаграммы низшего порядка следует "одеть", добавив кварковые петли. Это дает конечную ширину резонансам, объясняет многочастичные процессы как разрыв длинных струн на более короткие и обеспечивает унитарность. Было также предложено добавлять петли таким образом, чтобы в каждом порядке суммировался бесконечный набор диаграмм фиксированной топологии [8]. Например, обычная диаграмма одномезонного обмена рис. 2а "улучшалась" бы до диаграммы на рис. 3а и удовлетворяла бы планарной версии условия унитарности, которое требовало бы, чтобы лидирующая траектория Редже (траектория с квантовыми числами ρ -мезона) имела интерсепт ниже 1, в то же время оставаясь вырожденной с f_0 траекторией. Кроме того, планарность предполагала бы отсутствие разрывов в J -плоскости.

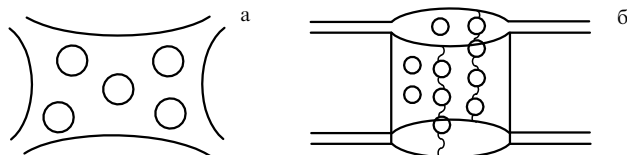


Рис. 3.

На следующем уровне топологической сложности мы имеем топологию цилиндра (рис. 3б), представляющую "голый" померон (все еще с полюсом в плоскости J). С s -канальной точки зрения, "голый" померон возникает в результате двух независимых мультипериферических каскадов, происходящих из двух высоковозбужденных струн, разрывающихся на более короткие струны. До тех пор, пока можно пренебречь корреляциями между двумя каскадами (что предполагается топологией соответствующих диаграмм), интерсепт так определенной траектории "голого" померона должен быть близок к 1 [9]. Более сложные топологии давали бы грибовские поправки.

3. Квантовая хромодинамика (70-е годы)

С приходом квантовой хромодинамики (КХД) в дуальных диаграммах появились новые "объекты" — глюоны. Это показано на рис. 4 для планарной диаграммы, отвечающей $q\bar{q}$ -обмену. Глюоны следует добавлять к голой диаграмме дуальности таким образом, чтобы сохранить планарную топологию исходной диаграммы. В 1974 году 'т Хофт указал [10], что такое пересуммирование

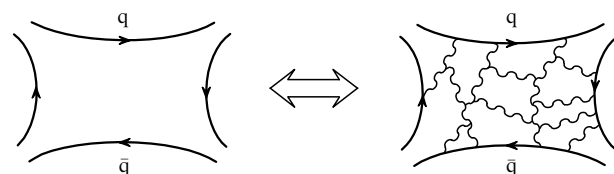


Рис. 4.

вание диаграмм возникает автоматически, если теорию КХД обобщить на группу $SU(N_c)$ и затем провести $1/N_c$ разложение при фиксированном $g^2 N_c$ и фиксированном числе ароматов N_f . В этом пределе обнаруживается четкое соответствие между КХД и дуальными диаграммами.

Вскоре я предложил [11] такое обобщение разложения 'т Хофта, при котором в пределе больших N_c число ароматов N_f тоже берется большим, так что N_f/N_c держится фиксированным. При этом автоматически получается (см. рис. 5 для случая простейшей топологии) топологическое разложение унитарных поправок, обсуждаемое в предыдущем разделе. Таким образом, "голый" померон и грибовская техника вычисления поправок к нему находят свое естественное место в КХД. Систематическое применение этих идей лежит в основе дуальной партонной модели Кайдалова и Тер-Мартirosяна и Капеллы и Тран Тан Вана [12]. Параметр разложения в грибовских вычислениях, так называемая трехпомеронная вершина, отождествляется с $1/N$ (неважно, N_c или N_f , так в данном случае они одного порядка). При всем при том $1/N$ разложения отвечают непертурбативным разложениям в КХД, которые не могут быть вычислены каким-либо простым образом. И сегодня нам неизвестны надежные методы вычисления даже главных членов $1/N$ (*a fortiori*³ топологического) разложения КХД. Это может быть сделано [13] только в случае двумерной КХД, где можно явно продемонстрировать, что выполняются все ожидаемые свойства.

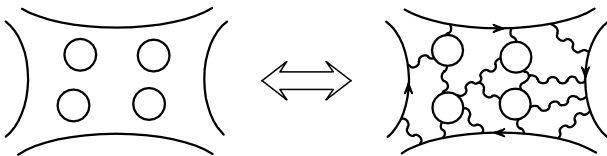


Рис. 5.

Я должен упомянуть здесь другой возможный подход к померону в КХД. Он был инициирован работой Лоу и Нуссинова [14] в 1975 г., в которой померонный обмен представляется просто как двухглюонный обмен (что естественно объясняет квантовые числа и эффективный угловой момент померона). Однако померон Лоу–Нуссинова не является реджевским полюсом и, таким образом, не обладает некоторыми желаемыми свойствами. Он может быть улучшен в подходе, развитом Липатовым [15], согласно которому сам глюон "реджезуется", и обмен некоторым числом реджезованных глюонов идентифицируется с помероном (рис. 6б). Я полагаю, что в будущем померон топологического разложения и померон Лоу–Нуссинова–Липатова будут связаны как различные эффективные описания одного и того же объекта в КХД.

В более недавнем прошлом, в особенности под давлением экспериментов ГЕРА (HERA)⁴, имели место попытки понять [16] так называемую "структуру" померона посредством изучения жестких дифракционных процессов (например, с большой щелью по скорости

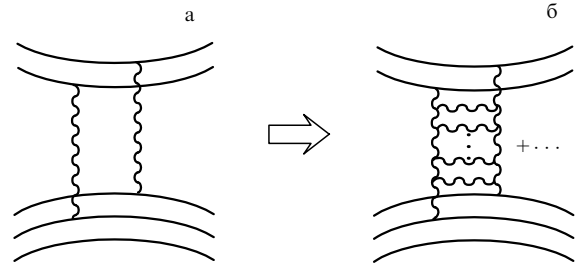


Рис. 6.

или с совпадением квантовых чисел лидирующей частицы и мишени). Существует надежда, что изучение этих процессов поможет выяснить, сделан ли померон в основном из двух "конституэнтных" глюонов (как в простейшей картине Лоу–Нуссинова) или его импульс распределен по многим очень мягким глюонам (что, по-видимому, естественно предположить в липатовской картине в так называемом ВФКЛ-помероне), и какая доля импульса померона переносится кварк-антикварковыми парами.

Между прочим, Дирк Грауденц и я [17] недавно сделали следующее наблюдение. Если померон жестче в глюонах, чем обычные адроны⁴, тогда может быть выгодно искать легкую частицу Хигса (в распадном канале 2γ) в (полу-) дифракционных процессах на Большом адронном коллайдере⁵. Напомним, что хиггсовский бозон должен образовываться при слиянии двух глюонов, в то время как неустраняемый фон происходит из $q\bar{q} \rightarrow \gamma\gamma$. Таким образом, увеличивая долю глюонов по отношению к кваркам с помощью дифракционного триггера, можно увеличить отношение сигнала к фону!

4. Померон в суперструнную эру (после 1984 года)

Позвольте мне для начала напомнить, что изучаемые в настоящее время суперструнные теории, как ожидается, не имеют отношения к эффективной струне, возникшей в КХД. Имея это в виду, давайте зададимся вопросом: что доминирует в рассеянии при высоких энергиях и малых переданных импульсах в теории суперструн? Ответ прост: гравитационное рассеяние! Другими словами, померон в суперструне становится гравитонной реджевской траекторией с интерсептом 2 (а не 1) и с настоящей безмассовой частицей, гравитоном, лежащим на ней (имеются также безмассовые партнеры гравитона с более низкими спинами, но они неважны в рассеянии при высоких энергиях).

Весьма забавное следствие радикально различной ситуации с отношением спин/масса в гравитационном рассеянии и калибровочном рассеянии состоит в том, что режим больших расстояний и режим малых расстояний в некотором смысле меняются местами [18] при переходе от одного к другому. Это показано на рис. 7 на фазовой диаграмме "энергия — прицельный параметр". Мы

³ *a fortiori* (лат.) — а тем более. (Примеч. переводчика.)

⁴ ер — коллайдер в лаборатории DESY вблизи Гамбурга.

⁵ Имеется в виду, что, в отличие от случая распада обычных адронов, при распаде померона глюоны уносят существенную часть его импульса. (Примеч. переводчика.)

⁶ БАК (LHC — Large Hadron Collider). (Примеч. переводчика.)

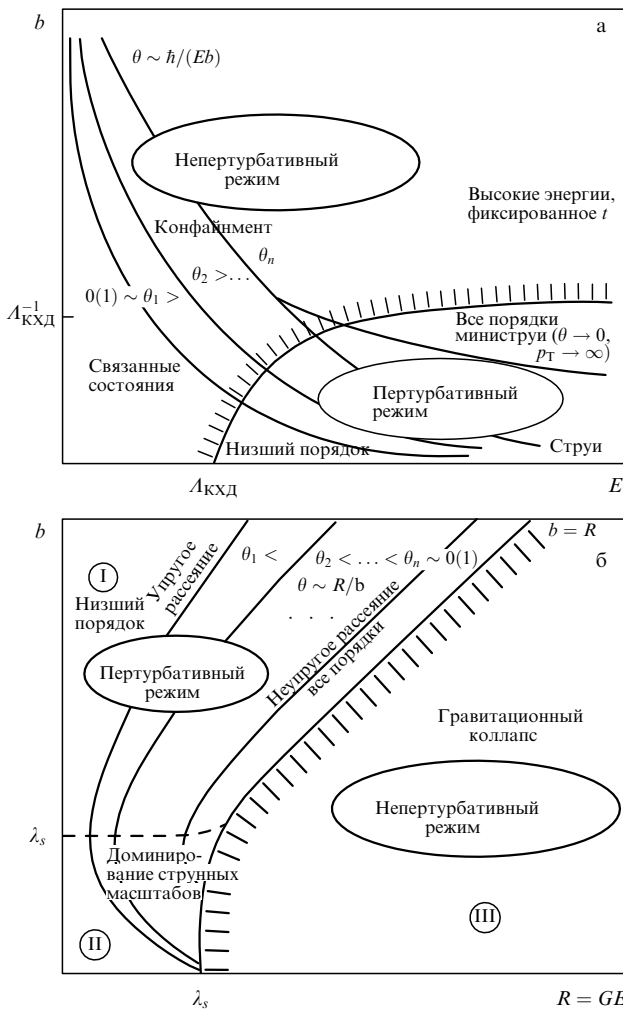


Рис. 7.

видим, что пертурбативный и непертурбативный режимы переставлены на двух диаграммах. Гравитационный коллапс (который, как ожидается, происходит на достаточно малых расстояниях) является аналогом конфайнмента (который, напротив, имеет место на больших расстояниях). Связь между этими двумя случаями может оказаться глубже, чем в дуальностях типа Малдацены [19], в которых также видны соответствия между инфракрасным и ультрафиолетовым режимами.

В заключение я хотел бы упомянуть недавнюю идею [20] о том, что настоящий планковский струнный масштаб может быть гораздо ниже, чем мы думаем, возможно, при таких низких энергиях как 10 ТэВ или

около того. Такое понижение планковского масштаба возможно, только если гравитация живет в пространстве, содержащем дополнительные измерения большого размера (предположительно, вплоть до миллиметра), в то время как взаимодействия стандартной модели живут на некотором подпространстве, на **бране**, например, на нашем обычном четырехмерном пространстве-времени. В этом случае новые интересные явления, связанные с гравитационным помероном, такие как образование и испарение черных дыр, будут происходить при энергиях, которые вскоре станут достижимы в ускорительных экспериментах. Это также кардинально понизит масштаб энергий, при которых применимо рассеяние Померанчука, и приблизит теорию суперструн к реальности — и, следовательно, сделает ее проверяемой — в самом ближайшем будущем.

Благодарности

Я хотел бы поблагодарить организаторов этого заседания, в особенности Л.Б. Окуня, убедивших меня записать и опубликовать мое выступление.

Перевел К.Г. Селиванов

Список литературы

1. Померанчук И Я *ЖЭТФ* **34** 725 (1958)
2. Грибов В Н *ЖЭТФ* **53** 654 (1967)
3. Dolen R, Horn D, Schmid C *Phys. Rev.* **166** 1768 (1968); Schmid C *Phys. Rev. Lett.* **20** 689 (1968)
4. Harari H *Phys. Rev. Lett.* **22** 562 (1969); Rosner J L *Phys. Rev. Lett.* **22** 689 (1969)
5. Harari H *Phys. Rev. Lett.* **20** 1395 (1968); Freund P G O *Phys. Rev. Lett.* **20** 235 (1968)
6. См, например, *Dual Theory* (Collection of Physics Reports) (Ed. M Jacob) (Amsterdam: North Holland, 1974)
7. Di Giacomo A et al. *Phys. Lett. B* **33** 171 (1970)
8. Veneziano G *Phys. Lett. B* **34** 59 (1971); *ibid* **52** 220 (1974)
9. Lee H *Phys. Rev. Lett.* **30** 719 (1973); Veneziano G *Phys. Lett. B* **43** 413 (1973)
10. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **72** 461 (1974)
11. Veneziano G *Nucl. Phys. B* **117** 519 (1976)
12. Кайдалов А Б, Тер-Мартirosян К А *Phys. Lett.* **117B** 247 (1982); Capella A, Tran J, Thanh Van Z. *Phys. C* **23** 165 (1984)
13. 't Hooft G *Nucl. Phys. B* **75** 461 (1974)
14. Low F E *Phys. Rev. D* **12** 163 (1975); Nussinov S *Phys. Rev. Lett.* **34** 1286 (1975)
15. Липатов Л Н *ЖЭТФ* **90** 1536 (1986)
16. См, например, H1 Collaboration *Phys. Lett. B* **348** 68 (1995); ZEUS Collaboration *Phys. Lett. B* **356** 129 (1995)
17. Graudenz D, Veneziano G *Phys. Lett. B* **365** 302 (1996)
18. Veneziano G "A new approach to semi-classical gravitational scattering", in *Proceedings of 2nd Paris Cosmology Colloquium, Paris, June 1994* (Eds H J de Vega, N Sanchez) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 322
19. Maldacena J *Adv. Theor. Math. Phys.* **2** 231 (1998)
20. Arkani-Hamed H, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **516** 70 (1998)

An evolving look at Pomeron scattering

G. Veneziano

Theory Division, CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland
Fax: (22)-767 6555. E-mail: Gabriele.Veneziano@cern.ch

The evolving way in which high-energy, small-momentum-transfer processes have been described during the past 30 years is briefly reviewed. (Talk given on the occasion of the reception of the 1999 Pomeron prize, July 1999.)

PACS numbers: 11.55.Jy, 11.15.Pg, **11.25.-w**, **12.38.-t**, 12.40.Nn
Bibliography — 20 references

Received 9 November 1999