ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА,
1973, ТОМ 4, ВЫП. 3

УДК 530.145

МАСШТАБНЫЕ СВОЙСТВА В СЛАБЫХ И ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССАХ*

Т. Д. Ли

Колумбийский университет,
Нью-Йорк, США

Дается обзор масштабных свойств в слабых и электромагнитных процессах при высоких энергиях и проводится анализ их теоретических основ.

The scaling properties in high energy weak and electromagnetic processes are reviewed, and their theoretical basis examined.

ГИПОТЕЗА МАСШТАБНОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ

Гипотеза масштабной инвариантности была впервые предложена Бьеркеном [1] и др. Сформулируем эту гипотезу в несколько отличном от первоначальной формулировки виде, имеющем более прямую связь с экспериментальными результатами и обладающем симметрией по отношению к лептонам и адронам. Для определенности рассмотрим чисто лептонную или полулептонную реакцию, которая может быть электромагнитным процессом второго порядка или слабым процессом первого порядка, например

$$e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-;$$

$$e^+ + e^- \to \text{адроны};$$

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{адроны и т. д.}$$

Далее, в полулептонных реакциях будем всегда суммировать по всем конечным адронным каналам**. Пусть $d\sigma$ — соответствую-

---

* Перев. с англ. под ред. д-ра физ.-мат. наук Р. М. Мурадяна.

** На возможность возникновения «точечноподобного» поведения формфакторов электромагнитных и слабых лептон-адронных процессов в результате суммирования по конечным адронным каналам впервые было указано М. А. Марковым в 1963 г. (**Марков М. А.** Нейтрино. М., «Наука», 1964;

щее дифференциальное сечение, которое в общем виде можно представить следующим образом:

$$d\sigma = f(s, q^2, m_l, m_N) \begin{cases} \alpha^2; \\ G^2, \end{cases} \tag{1}$$

где α^2 и G^2 — квадраты постоянной тонкой структуры и постоянной Ферми соответственно для электромагнитного или слабого процессов; s = (энергия в системе центра инерции)^2; q^2 — квадрат передачи 4-импульса; m_l — лептонные массы (m_e или m_μ); m_N — различные адронные массы (массы нуклона, пиона или ρ-мезона и т. д.).

Гипотеза масштабной инвариантности * утверждает, что 1) если s и $|q^2|$ намного больше, чем m_l^2, тогда в хорошем приближении можно положить $m_l = 0$ в выражении для $d\sigma$ и 2) если s и $|q^2|$ много больше m_N, тогда с хорошей точностью можно положить $m_N = 0$ в выражении для $d\sigma$ при условии, что по всем конечным адронным каналам производится суммирование. Подчеркнем, что если суммирование не проводится по всем конечным адронным каналам, то могут быть случаи, когда пренебречь адронными массами невозможно.

Например, ясно, что в случае процесса $e^+ + e^- \to \rho^0$ нельзя пренебречь физической массой и шириной ρ^0. Заметим далее, что даже в случае лептонов подразумевается, что по всем различным конечным каналам с инфракрасными фотонами необходимо производить суммирование, в противном случае $d\sigma$ равнялось бы нулю.

Согласно гипотезе масштабной инвариантности при s и $|q^2|$, бо́льших нескольких (*Гэв*)^2, можно в качестве хорошего приближения принять $m_l = m_N = 0$; соотношение (1) принимает простой

см. также Препринт ОИЯИ Е2—4370, Дубна, 1969). Понятие «точечности» нуклона появилось также при соответствующей интерпретации нейтринных правил сумм Адлера (см. **Мурадян Р. М.** В сб.: Вопросы теории элементарных частиц. Р2—4050, Дубна, 1968, с. 159).— *Прим. ред.*

* На важную роль масштабных преобразований в глубоко неупругих процессах обратил внимание Н. Н. Боголюбов, указав на возможную аналогию между процессом глубокого неупругого электророждения и точечным взрывом в газовой динамике. Решения соответствующих уравнений газовой динамики, полученные в работах Л. И. Седова, Л. Д. Ландау и К. П. Станюковича, называются самоподобными или автомодельными. Анализ размерностей в физике высоких энергий в сочетании с принципом автомодельности или масштабной инвариантности был рассмотрен В. А. Матвеевым, Р. М. Мурадяном и А. Н. Тавхелидзе в следующих работах: а) для электромагнитных и слабых взаимодействий — Препринт ОИЯИ Р2—4578, Дубна, 1969; В сб.: ЭЧАЯ. Том 2, вып. 1, М., Атомиздат, 1970, с. 7. См. также: **Соловьев В. Г.** В сб.: Тр. XV международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 513; б) для сильных взаимодействий — работа [2], цит. автором; Lett. Nuovo cimento, 1972, 5, 907.— *Прим. ред.*

вид

$$d\sigma = f(s, q^2)\begin{cases}\alpha^2;\\ G^2.\end{cases} \tag{2}$$

Помимо констант связи α^2 и G^2, дифференциальное сечение теперь зависит лишь от s и различных q^2. Эти величины представляют собой (в естественных единицах $c = \hbar = 1$) единственные физические наблюдаемые с размерностью (длина)$^{-2}$. Все следствия гипотезы масштабной инвариантности можно получить отсюда на основе простого анализа размерностей [2]. Гипотеза масштабной инвариантности просто означает отсутствие фундаментальных физических энергетических масштабов, например, m_l и m_N. Как увидим ниже, это позволяет связать различные сечения в области относительно низких энергий с сечениями в области значительно больших энергий.

ПРИМЕНЕНИЯ

1. Для иллюстрации полезности гипотезы масштабности рассмотрим сначала следующие два электромагнитных процесса:

$$e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^- \tag{3}$$

и

$$e^+ + e^- \to \text{адроны}. \tag{4}$$

Из гипотезы масштабности следует, что для s-(энергия в с. ц. и.)$^2 \gg$ $\gg m_\mu^2$ можно положить $m_e = m_\mu = 0$. Полное сечение чисто лептонной реакции (3) зависит лишь от α^2 и s. Из простых размерных соображений видно, что

$$\sigma(e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-) = \text{const}\,\frac{\alpha^2}{s}.$$

Постоянный коэффициент можно вычислить на основе квантовой электродинамики, которая совместима с гипотезой масштабной инвариантности, если пренебречь всеми радиационными поправками. Отсюда

$$\sigma(e^+ + e^- \to \mu^+ + \mu^-) = 4\pi\alpha^2/3s.$$

Аналогично, если просуммировать по всем конечным адронным каналам в случае полулептонной реакции (4), то, согласно гипотезе масштабности при s больше нескольких (*Гэв*)^2, можно положить $m_N = m_e = 0$. Простой размерный анализ приводит к

$$\sigma(e^+ + e^- \to \text{адроны}) = \text{const}\,\frac{\alpha^2}{s},$$

где постоянную можно определить из экспериментальных данных при относительно низких энергиях. Отсюда возникает возможность предсказать сечение в области значительно больших энергиях. Современные данные, полученные на встречных пучках во Фраскати [3], находятся в согласии с предсказанной s^{-1}-зависимостью.

2. Далее рассмотрим следующие слабые процессы:

$$\nu_e + e^{\pm} \to \nu_e + e^{\pm} \tag{5}$$

и

$$\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{адроны}. \tag{6}$$

Пусть q^2 — квадрат передачи 4-импульса между падающим нейтрино и мишенью и s, как и прежде,— квадрат энергии в с. ц. и. Для чисто лептонной реакции (5), если s и $|q|^2 \gg m_e^2$, из гипотезы масштабной инвариантности следует, что в выражении для $d\sigma$ можно положить $m_e = 0$. Аналогично, для полулептонной реакции (6), если провести суммирование по всем адронным каналам, то при s и $|q^2|$, бóльших нескольких $(\textit{Гэв})^2$, можно положить $m_\mu = m_N = 0$. В любом случае дифференциальное сечение пропорционально G^2 и коэффициент пропорциональности зависит от q^2 и s. Вспоминая, что G имеет размерность $(\text{длина})^{-2}$, найдем из простых размерных соображений, что дифференциальные сечения обеих реакций должны иметь вид

$$d\sigma/dq^2 = G^2 f(q^2/s), \tag{7}$$

где f — безразмерная функция, зависящая только от отношения q^2/s, которое меняется от 0 до 1 ($q^2_{\text{макс}} = s$, где $q^2_{\text{макс}}$ — максимальное значение q^2). Соответствующие полные сечения

$$\sigma = \text{const}\, G^2 s. \tag{8}$$

Согласно обычной (ток $\times$ ток) теории слабых взаимодействий,

$$d\sigma/dq^2\,(\nu_e e^- \to \nu_e e^-) = G^2/\pi$$

и

$$d\sigma/dq^2\,(\nu_e e^+ \to \nu_e e^+) = \frac{G^2}{\pi}\left(1 - \frac{q^2}{s}\right)^2,$$

что согласуется с (7). На рис. 1 приведены результаты нейтринного эксперимента ЦЕРНа [4], которые после усреднения по $N = p, n$ могут быть представлены в виде:

$$\sigma\,(\nu_\mu + N \to \mu^- + \text{адроны}) \approx 0{,}6 \cdot 10^{-38}\ \textit{см}^2/\textit{нуклон}\ E_\nu^{\text{лаб}},$$

где $E_\nu^{\text{лаб}}$ выражено в *Гэв*, что находится в хорошем согласии с (8).

3. В качестве следующего примера можно рассмотреть два электромагнитных процесса:

$$e^{\pm} + \mu^{\pm} \to e^{\pm} + \mu^{\pm} \tag{9}$$

и

$$e^{\pm} + p \to e^{\pm} + \text{адроны}, \tag{10}$$

где в случае последней реакции подразумевается суммирование по всем конечным адронным каналам, как в соответствующих экспериментах СЛАК [5].

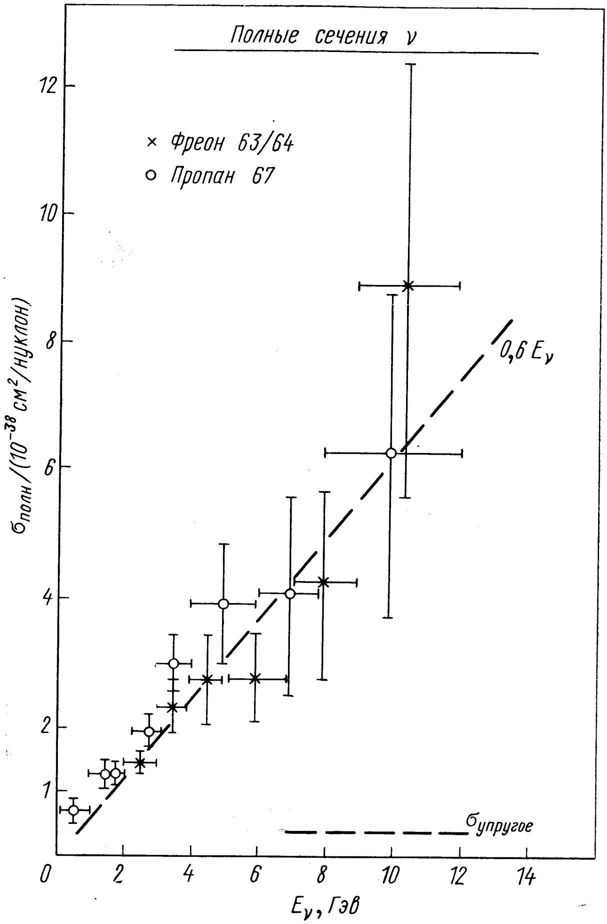


Рис. 1.

В этой задаче имеются три независимые переменные: s, q^2 и pq, где s — квадрат энергии в системе центра инерции; q — импульс виртуального фотона; p — 4-импульс начального протона в (10) или начального мюона в (9). Обычно вводят безразмерную переменную, называемую масштабной переменной $\omega \equiv -2pq/q^2$.

Согласно гипотезе масштабной инвариантности, при s и q^2, больших нескольких $(Гэв)^2$, можно положить $m_e = m_N = 0$, поэтому дифференциальное сечение зависит только от q^2, $s = q^2_{макс}$ и ω.

Из простых размерных соображений можно заключить, что для глубоко неупругого *ep*-рассеяния

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2\,d\omega} = \frac{\alpha^2}{(q^2)^2} F\left(\frac{q^2}{s},\ \omega\right). \tag{11}$$

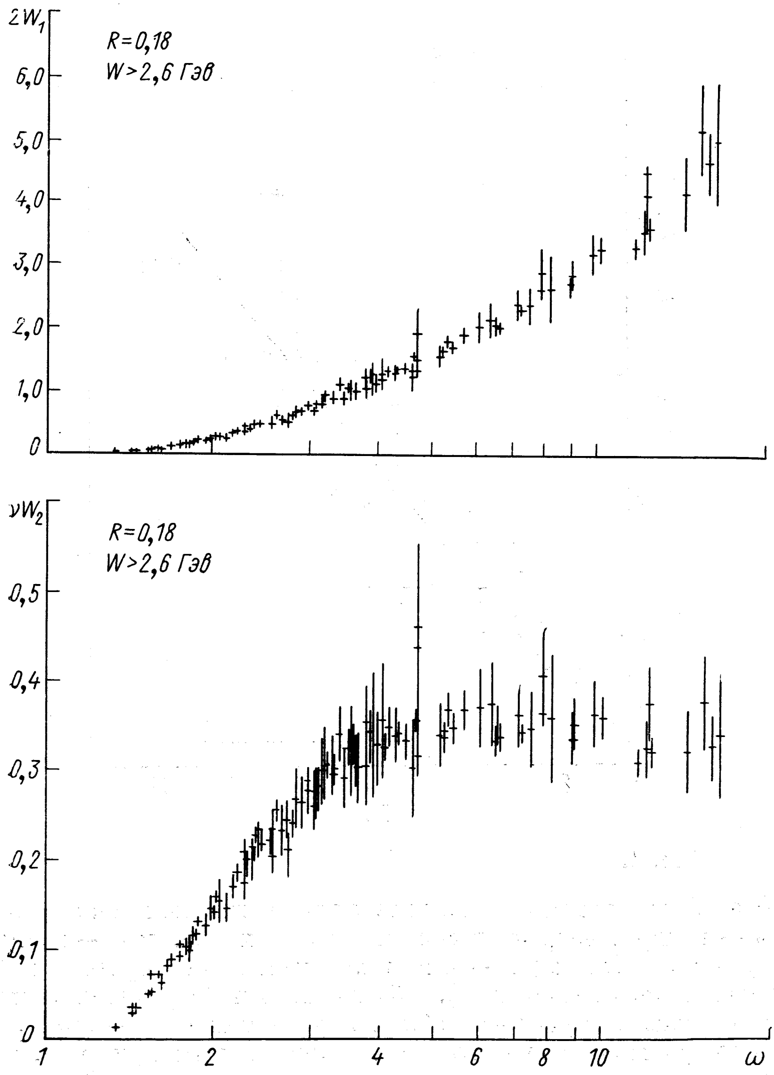


Рис. 2.

Для чисто лептонной реакции (9), ввиду того что $e\mu$-рассеяние является упругим процессом, имеет место равенство $p^2 = (p+q)^2 = -m_\mu^2$. Следовательно, масштабная переменная $\omega = 1$ и соответствующая функция F пропорциональны $\delta(\omega - 1)$. Вместо (11) можно написать

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(e^\pm\mu^\pm \to e^\pm\mu^\pm) = \frac{\alpha^2}{(q^2)^2} f\left(\frac{q^2}{s}\right). \qquad (12)$$

Зависимость от q^2/s в (11) и (12) можно явно вычислить при помощи квантовой электродинамики, так как она возникает из лептонных переменных. Можно показать, что

$$\frac{d\sigma}{dq^2}(e^\pm\mu^\pm \to e^\pm\mu^\pm) = \frac{4\pi\alpha^2}{(q^2)^2}\left[1 - \frac{q^2}{s} + \frac{1}{2}\left(\frac{q^2}{s}\right)^2\right]; \qquad (13)$$

$$\frac{d^2\sigma}{dq^2\,d\omega}(e^\pm p \to e^\pm + \text{адроны}) = \frac{4\pi\alpha^2}{(q^2)^2}\left[\left(\frac{1}{\omega} - \frac{q^2}{s}\right)\nu W_2 + \left(\frac{q^2}{s}\right)^2 W_1\right], \qquad (14)$$

где W_1 и νW_2 — структурные функции; они безразмерны и зависят только от ω. Как показано на рис. 2, справедливость гипотезы масштабной инвариантности подтверждена экспериментальными данными СЛАК [5].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ТРУДНОСТИ

В то время как гипотеза масштабной инвариантности выглядит просто, оказывается весьма трудно найти надежное теоретическое обоснование этого свойства для адронных процессов. Эта трудность связана с так называемыми массовыми сингулярностями локальных полевых теорий [6]. В случае квантовой электродинамики такие сингулярности хорошо известны. Они связаны с большим вырождением между всеми состояниями, которые содержат произвольное количество пар и фотонов, двигающихся вдоль одного и того же направления с одинаковым полным импульсом. Приближение $m_l = 0$ можно сделать лишь в первом борновском члене; оно приводит к логарифмическим расходимостям в радиационных поправках высших порядков. На опыте массовая сингулярность подтверждается тем, что все частицы с нулевой массой, такие, как нейтрино, фотон и гравитон, являются нейтральными. К счастью, постоянная связи в квантовой электродинамике мала, и поэтому приближение нулевой массы является хорошим при условии, что энергия ν не оказывается очень большой, следовательно, $\alpha \ln \nu/m_e \ll 1$. Для сильных взаимодействий адронов проблема становится более серьезной из-за большой величины константы связи гамильтониана сильных взаимодействий. Перечислим кратко различные предыдущие теоретические попытки и их трудности:

1. Партонная модель. В то время как первоначальная партонная идея Фейнмана [1] имеет важное эвристическое значение, она тем не менее в большой степени базируется на результатах, полученных в системе отсчета с бесконечным импульсом. Предполагается, что в этой системе электромагнитные свойства точечных составляющих физического нуклона можно рассматривать по аналогии с ансамблем независимых свободных частиц. Система бесконечного импульса сама по себе не является лоренц-инвариантным понятием. Далее, можно легко показать, что в общем случае направление бесконечного импульса не может быть произвольным *. Оно должно ограничиваться некоторым набором направлений, зависящим от импульса виртуального фотона; в противном случае масса каждой точечной составляющей должна быть меньше, чем масса физического протона, что представляется слишком нефизичным. Естественно, возникает вопрос, может ли партонная модель, в особенности для частиц со спином 1/2, таких, как физический нуклон, быть получена из релятивистски инвариантной теории.

2. Теория возмущений. В литературе имеются несколько попыток получить масштабные свойства из релятивистской локальной теории поля. До сих пор единственные успехи достигнуты или в тривиальном случае свободных частиц (свободных за исключением их электромагнитного взаимодействия), или же нефизического случая суперперенормируемой теории типа φ^3-теории [7], в которой все частицы должны иметь нулевой спин. Для физически интересного случая заряженных частиц со спином 1/2 с учетом некоторого неэлектромагнитного взаимодействия прямое вычисление разложений теории возмущений приводит к логарифмическим отклонениям от масштабного проведения [8].

3. Теория возмущений с обрезанием. Были предприняты попытки ввести в теории возмущений обрезание по поперечным импульсам [9]. Однако обрезание по поперечным импульсам при теоретико-полевом выводе масштабной инвариантности приводит к тому, что сохранение тока восполняется лишь в системе с бесконечным импульсом и в масштабно-инвариантной

---

* Для простоты предположим, что в системе бесконечного импульса трехмерный импульс $\mathbf{k}$ партона параллелен трехмерному импульсу $\mathbf{p}$ физического протона, т. е. в системе $\mathbf{p} \to \infty$ $\mathbf{k} = x\mathbf{p}$. Следовательно, 4-импульс $k = xp + O(|\mathbf{p}|^{-1})$. При вычислении функции νW_2 для того, чтобы заменить $\delta(q^2 + 2k \cdot q)$ на $\delta(q^2 + 2xp \cdot q)$, необходимо считать конечной временную компоненту q_0 виртуального фотона при $p \to \infty$ или же считать тождественно равной нулю разность $k - xp$ [а не $O(|\mathbf{p}|^{-1})$]. Первое условие ограничивает направление $\mathbf{p}$ в системе бесконечного импульса, а последнее требует, чтобы партоны не обладали сильным взаимодействием, и к тому же их масса должна быть xm_p, где m_p означает массу протона.

области. Поэтому трудно понять, как можно получить подобную процедуру обрезания из настоящей релятивистской и калибровочно инвариантной теории поля.

4. Коммутаторы на световом конусе. Прямое применение полевых уравнений для описания взаимодействующих частиц со спином 1/2 приводит к коммутатору токов, который более сингулярен, чем коммутатор для свободных полей [10]; по-видимому, это не дает желаемые масштабные свойства. Были предприняты попытки ввести так называемые формальные манипуляции с операторами токов [11]. Однако в настоящее время теоретические основания для таких правил кажутся полностью неопределенными. В частности, если отождествить эти формальные манипуляции с обычной фейнмановской регуляризацией с отрицательной метрикой, то можно показать, что, хотя можно регуляризовать коммутатор на световом конусе, тем не менее невозможно регуляризовать глубоко неупругое сечение при условии, что частицы с отрицательной метрикой не образуются на самом деле в асимптотической области. Это приводит к нарушению унитарности и, конечно, не согласуется с экспериментами СЛАК.

Замечания. Заметим, что как в ep-, так и в νp-экспериментах величина глубоко неупругих сечений сравнима с соответствующими чисто лептонными сечениями. Это является сильным указанием на то, что электромагнитные и слабые взаимодействия адронов, подобно взаимодействиям лептонов, можно характеризовать локальными взаимодействиями. С другой стороны, как было упомянуто выше, в локальной теории поля имеется трудность с массовыми сингулярностями. Вспоминая, что для лептонов массовая сингулярность, хотя и становится важной в области бесконечных энергий, приближение $m_l = 0$ остается справедливым в довольно широкой промежуточной области энергий $m_l < \nu < m_l \exp(1/\alpha)$. Для адронов все обсуждавшиеся выше теоретические трудности связаны с математическим пределом $E \to \infty$; только в этом пределе глубоко неупругие масштабные свойства определяются коммутаторами токов на световом конусе. Сравнение с аналогичной ситуацией для лептонов наталкивает на мысль, что в случае адронов, по-видимому, масштабная инвариантность должна иметь место только в области промежуточных энергий, которая включает в себя все имеющиеся в настоящее время ускорительные энергии, а не при бесконечной энергии. Эта точка зрения кажется более обоснованной, так как при бесконечной энергии и бесконечной передаче 4-импульса вероятно, что электромагнитные и слабые эффекты высших порядков становятся сравнимыми по величине с так называемыми эффектами сильных взаимодействий. В этом случае сечения глубоко неупругих процессов уже более не связаны простым образом с соответствующими коммутаторами на световом конусе.

Экспериментально известно, что физический «масштаб» при масштабной инвариантности порядка $O(m_N)$ и имеет тот же порядок величины, что и масштаб для упругого электромагнитного форм-фактора нуклона. Таким образом, для объяснения наблюдаемой масштабной инвариантности определенно нет необходимости требовать, чтобы соответствующие коммутаторы токов обладали соответствующим поведением, как операторные уравнения, справедливые на математическом световом конусе. Все, что требуется — это сконструировать теории, в которых приближение нулевой массы являлось бы хорошим приближением для матричного элемента коммутатора токов после усреднения по состояниям физического нуклона и при значениях s и $|q^2|$ больших, но не обязательно равных бесконечности. Как увидим ниже, действительно можно развить такую локальную теорию поля, если считать, что физический нуклон является составным, а не описывается элементарным локальным полем.

МОДЕЛЬ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ

Обсудим ниже недавний теоретический прогресс [12] в этом направлении; работа была выполнена совместно с С. Дреллом. Наша основная точка зрения заключается в том, что физический протон p рассматривается как связанное состояние некоторых локальных полей. Для того чтобы проиллюстрировать подобную концепцию, рассмотрим сначала простую модель [13].

Модель, которую будем обсуждать, содержит только три поля: заряженное $\psi(x)$ со спином 1/2, псевдоскалярное нейтральное мезонное $\pi(x)$ и скалярное нейтральное глюонное $\varphi(x)$. Модель, конечно, легко может быть обобщена на заряженные мезонные поля. Плотность лагранжиана взаимодействия берется в виде

$$\mathcal{L}_\varkappa + \mathcal{L}_f, \tag{15}$$

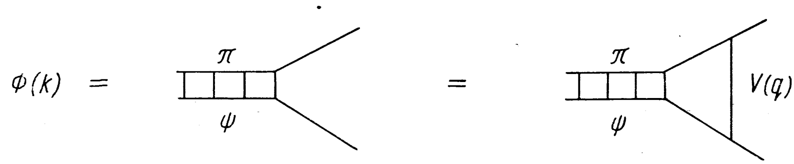
где

$$\mathcal{L}_\varkappa = \varkappa_0 \pi^2 \varphi; \quad \mathcal{L}_f = f_0 \psi^+ \gamma_4 \psi \varphi;$$

f_0 и χ_0 — неперенормированные константы связи. Так как $\mathcal{L}_\varkappa$ — сверхперенормируемое взаимодействие, а $\mathcal{L}_f$ — перенормируемое, легко провести обычную процедуру перенормировки. Предполагается, что физический протон p является связанной системой $(\psi\pi)$ в $S_{1/2}$-состоянии. Следовательно, поле ψ обладает противоположной по отношению к p четностью. Для того чтобы p являлось низшим барионным состоянием, перенормированные константы f и $\varkappa$ должны удовлетворять условию

$$f\varkappa/4\pi \sim O(m_\pi). \tag{16}$$

Для того чтобы описать связанное состояние, можно использовать уравнение Бете — Солпитера. В лестничном приближении, которое будет подробнее обсуждено ниже, волновая функция $\Phi(k)$ определяется так:



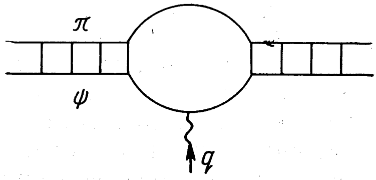
где k — относительный импульс ψ и π; $V(q)$ — ковариантный потенциал, генерируемый глюонным полем φ. Так как при больших передачах q, $V(q) \sim O(1/q^2)$, то, как легко видеть,

$$\Phi(k) \sim O(1/k^2) \quad \text{при} \quad k^2 \to \infty. \tag{17}$$

В простой модели, в которой заряженным является только поле ψ, стандартное минимальное электромагнитное взаимодействие имеет вид

$$i\psi^+\gamma_4\gamma_\lambda\psi A_\lambda,$$

где A_λ — электромагнитное поле. На партонном языке можно сказать, что заряженная составляющая (или партон) ψ имеет точечную электромагнитную структуру. Вычисление электромагнитных форм-факторов физического нуклона не составляет трудности. Используя диаграмму

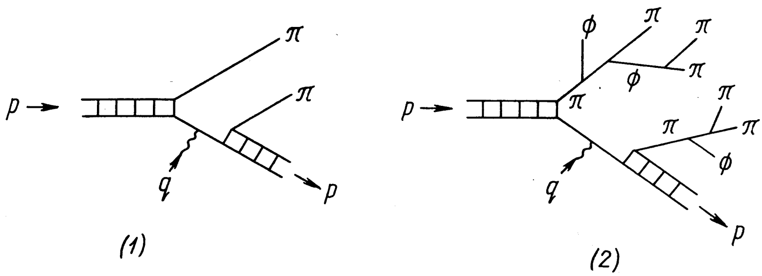


найдем известный результат [14], что $F_1(q^2)$ и $F_2(q^2)$ пропорциональны квадрату волновой функции и убывают как q^{-4} (с точностью до множителей $\ln q^2$ —) при больших q^2.

В этой теории поле ψ представляет собой интерполирующее поле континуума ($p\pi$). Из-за сохранения четности $\psi \nrightarrow p$, следовательно, ψ не является интерполирующим полем какой-либо стабильной частицы. Поэтому в любом процессе столкновения ψ не может появляться в асимптотических состояниях. Ниже приведены две типичные диаграммы для процесса

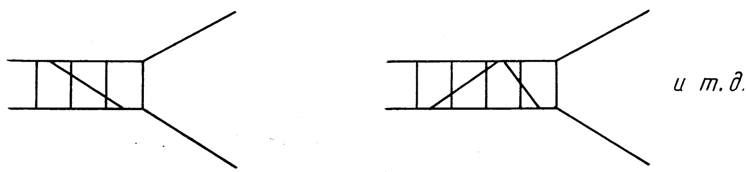
$$e + p \to e + p + \ldots,$$

где конечное адронное состояние «. . .» может содержать произвольное число π- или φ-мезонов:

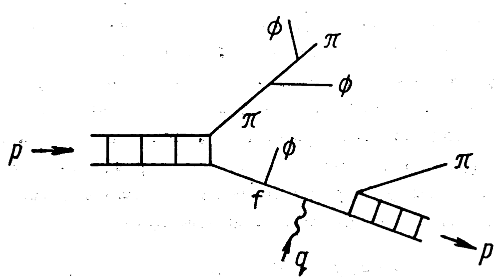


Свойства сходимости волновой функции Φ (k) обеспечивают желаемую масштабную инвариантность.

Использование лестничного приближения не является необходимым, так как включение любых перекрестных диаграмм вида



ведет лишь к сходящимся интегралам. Асимптотическое поведение $\Phi(k) \sim \frac{1}{k^2}$ остается поэтому прежним. Все вышеприведенные заключения об упругих форм-факторах и масштабной инвариантности глубоко неупругих процессов остаются справедливыми, если включить в описание связанного состояния (по крайней мере, при помощи итераций) все перекрестные диаграммы. Единственные диаграммы, которые могут привести к масштабно-неинвариантным результатам, являются диаграммы, в которых жесткие мезоны (т. е. мезоны с большими поперечными импульсами) излучаются с большой вероятностью, например



Чтобы ограничить вероятность излучения таких жестких мезонов, потребуем, чтобы

$$\varepsilon \equiv f^2/4\pi \tag{18}$$

было достаточно малым, скажем, $O(10^{-1})$. Это условие, конечно, совместимо с соотношением (16), соответствующим тому, что нуклон — связанное состояние. Детали модели даны в работе [13]. Ниже перечислены главные особенности данной модели:

1. Масштабная инвариантность имеет место (включая все диаграммы) для глубоко неупругих *ep*- и *en*-реакций, если пренебречь электромагнитными поправками высших порядков и если лабораторная энергия виртуального фотона ν, в единицах *Гэв*, больше $O(1)$, но меньше, чем $O(e^{1/\varepsilon})$. Так как ε является свободным (отличным от нуля) параметром, можно приблизиться к световому конусу в пределе $\varepsilon \to 0^+$ сколь угодно близко.

2. При $\varepsilon \to 0^+$ с учетом соотношения (17) имеет место излучение лишь мягких мезонов; распределение по поперечным импульсам мезонов при больших поперечных импульсах $k_\perp$ имеет вид $k_\perp^{-6}\, dk_\perp$.

3. Когда масштабная переменная $x \equiv \omega^{-1} \to 1$, функции W_1 и νW_2 стремятся к $(1-x)^3$. Это весьма обнадеживает, так как находится в хорошем согласии с имеющимся экспериментальным результатом в отличие от большинства партонных моделей со спином 1/2, в которых приходится искусственно вводить обрезание по поперечным импульсам, что приводит к линейной зависимости $(1-x)$ при $x \to 1$ *.

4. Как было упомянуто выше, упругие форм-факторы ведут себя как $O(q^{-4})$ при больших q^2. В этой модели все массы порядка m_π или m_p; это объясняет, почему физическая шкала для глубоко неупругих процессов, а также шкала для упругого рассеяния имеют одинаковый порядок ~ 1 *Гэв*.

Идея о том, что p является связанным состоянием ($\psi\pi$) и ψ является интерполирующим полем ($p\pi$)-континуума, отличается фундаментальным образом от идеи бутстрапа. Здесь поле ψ является локальным; его взаимодействия с фотоном и с промежуточными бозонами (если они существуют) должны иметь локальный характер. При желании можно считать данное описание связанного состояния лоренц-инвариантной и калибровочно-инвариантной формулировкой партонной модели, а которой обычное предположение о точечной электромагнитной вершине составляющих является просто стандартным минимальным электромагнитным взаимодействием в локальной теории поля.

---

* Линейная $(1-x)$ зависимость была получена Бьёркеном и Паскосом (см. [1]) в их трехкварковой модели. Та же линейная зависимость также была получена Дреллом, Леви и Яном (см. [9]) при помощи теоретико-полевых вычислений с искусственным обрезанием по поперечным импульсам.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Если предположить, что концепция связанного состояния правильна, то теоретическую основу масштабной инвариантности можно понять по крайней мере качественно. В то время как многие детали требуют доработки, для понимания большинства экспериментальных следствий, как было показано, достаточен простой размерный анализ; однако через некоторое время это становится скучным. К счастью, имеются серьезные причины полагать, что гипотеза масштабной инвариантности, возможно, не является точным законом природы при сверхвысоких энергиях. Помимо проблемы массовых сингулярностей, упомянутых ранее, можно показать, что должна существовать новая фундаментальная шкала при высоких энергиях, не открытая до сих пор. Так как масштабность означает отсутствие фундаментальной шкалы энергий, наличие такой новой шкалы энергии будет соответствовать нарушению масштабной инвариантности. Хорошо известно, что при энергиях в системе центра инерции, больших 300 *Гэв*, современная фермиевская теория слабых взаимодействий нарушает унитарность. Новая шкала может также возникнуть из-за сильных взаимодействий, например, если кварки реально существуют. Для теории Ферми естественная возможность заключается в том, чтобы считать фундаментальную шкалу равной шкале, даваемой самой константой Ферми $G^{-1/2} \approx 300$ *Гэв*. С другой стороны, если предположить, что слабое взаимодействие характеризуется безразмерной константой α, как и электромагнитное взаимодействие, тогда соответствующая шкала может быть гораздо меньшей $(\alpha/G)^{1/2} \approx$ ≈ 30 *Гэв*.

Более тщательное рассмотрение [15, 16] дает 37,3 *Гэв* или ниже несколько бóльшую величину [17]. При изучении микроскопической физики новые границы открывались тогда, когда достигалась новая шкала энергий. В случае атомной и молекулярной физики шкала имеет порядок *эв*, ядерная физика имеет шкалу энергий порядка *Мэв*, а шкала энергий современной физики сильных взаимодействий порядка *Гэв*. В каждом случае при данной энергетической шкале появляется исключительно богатая структура энергетических уровней со специфической динамикой; однако, с точки зрения более высокой шкалы энергий, эта суперструктура просто растворяется в континууме. Недавнее открытие масштабных свойств дает указание на то, что мы находимся в переходной области: знакомая шкала энергий порядка *Гэв* уже не существенна, но более высокая новая шкала энергий еще не достигнута. В то время как свойство масштабной инвариантности представляется важным, будущее открытие его нарушения имело бы еще большее значение.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Bjorken J. D.** Phys. Rev., 1969, **179**, 1547; **Feynman R. P.** (unpublished); Phys. Rev. Lett., 1969, **23**, 1415; In: High Energy Collisions, Conference held at the State University of New York, Stony Brook, 1969 (Gordon and Breach, N.Y., 1969); **Bjorken J. D., Paschos E. A.** Phys. Rev., 1969, **185**, 1975.
2. **Matveev V. A., Muradyan R. M., Tavkhelidze A. N.** JINR E2-5962, Dubna, 1971. Выражаю благодарность Дж. Д. Бьеркену за то, что он обратил мое внимание на эту работу, в которой авторы независимо подчеркнули важную роль размерного анализа в физике высоких энергий.
3. **See** the repporteur's report given by S. D. Drell., in Proceedings of the Amsterdam Iinternational Conference on Elementary Particles. North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1972.
4. **Perkins D. H.** Proceedings of the Topical Conference on Weak Interactions, CERN (1969). См. также другие ссылки, упомянутые в этом обзорном докладе.
5. **Bloom E. D. e. a.** «Тр. XV международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970». Киев, «Наукова думка», 1972. **Kendall H. W.** Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions. Cornell University Press, Ithaca, 1972. См. также другие ссылки, упомянутые в этих статьях.
6. **Kinoshita T.** J. Math. Phys., 1962, 3, 650; **Lee T. D., Nauenberg M.** Phys. Rev., 1964, **133**, 1549.
7. **Drell S. D., Tung-Mow Yan.** Ann. Phys., 1971, **66**, 578.
8. **Jackiw R., Preparata G.** Phys. Rev. Lett., 1969, **22**, 975; **Adler S. L., Wu-Ki Tung,** Phys. Rev. Lett., 1969, **22**, 978.
9. **Drell S. D., Donald J. Levy, Tung-Mow Yan.** Phys. Rev., 1969, **187**, 2159; 1970, **D1**, 1035, 1617.
10. **Cornwall J. M., Jackiw R.** Phys. Rev., 1971, **D4**, 367.
11. **Treiman S. B., Gross D.** Phys. Rev., 1971, **D4**, 1059.
12. **Drell S. D., Lee T. D.** Phys. Rev., 1972, **D5**, 1738.
13. **Lee T. D.** Phys. Rev. (in press).
14. **Ball J. S., Zachariasen F.** Phys. Rev., 1968, **170** 1541; **Amati D., Caneschi L., Jengo R.** Nuovo cimento, 1968, 58, 783; **Amati D. e. a.** Phys. Lett., 1968, **27B**, 38; **Ciafaloni M., Menotti P.** Phys. Rev., 1968, **173**, 1575; **Ciafaloni M.** Phys. Rev., 1968, **176**, 1898.
15. **Schechter J., Ueda Y.** Phys. Rev., 1970, **D2**, 736.
16. **Lee T. D.** Phys. Rev. Lett., 1971, **26**, 801.
17. **Weinberg S.** Phys. Rev. Lett., 1967, **19**, 1264; **Schwinger J.** University of California at Los Angeles preprint UCLA/72/TEP/54.