

Г-371

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2619



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

С. Б. Герасимов

ПРАВИЛА СУММ
ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ НУКЛОНАМИ
И РАЗМЕРЫ НУКЛОНА В МОДЕЛИ КВАРКОВ

1966

P-2819

4099/3 48

С. Б. Герасимов

ПРАВИЛА СУММ
ДЛЯ ПОГЛОЩЕНИЯ ФОТОНОВ НУКЛОНАМИ
И РАЗМЕРЫ НУКЛОНА В МОДЕЛИ КВАРКОВ



В предыдущей работе ^{/1/} рассматривались дипольные правила сумм (п.с.) для поглощения фотонов нуклонами согласно модели кварков ^{/2/}. Получение и сравнение с экспериментом правил сумм представляет интерес по той причине, что они относятся к специфическим предсказаниям модели, которые не могут быть получены из чисто групповых соображений. Для вычисления п.с. достаточно знать лишь волновую функцию основного состояния системы. В этом состоит их главное достоинство. В настоящей работе мы более подробно остановимся на обсуждении исходных предположений и следствий, вытекающих из применения п.с. для электрического дипольного и квадрупольного поглощения фотонов нуклонами. Отметим, что рассматриваемые ниже правила сумм давно и с успехом применялись для анализа фотоядерных реакций (см., например, ^{/3/}). Единственное отличие наших формул от соответствующих формул работ Фолди ^{/4/} и Хохлова ^{/5/} состоит в том, что мы используем всюду релятивистскую кинематику и учитываем энергию отдачи нуклона.

2. Главный источник неопределенности, возникающей при сравнении теории с экспериментом, заключается в том, что при выводе теоретических п.с. используется длинноволновое приближение

$$F_L(\omega R) = \frac{(2L+1)!! J_L(\omega R)}{(\omega R)^L} = 1, \quad (1)$$

где $J_L(\omega R)$ - сферическая функция Бесселя. Ниже, в таблице 1 приведены некоторые значения $F_L(\omega R)$ для $L=1, 2$ в зависимости от ω , где в качестве характерного размера нуклона R мы взяли значение $R=0,8$ ф.

Т а б л и ц а 1

ω Мэв	200	400	600	800	1000
$F_1(\omega R)$	0,96	0,77	0,53	0,29	0,09
$F_2(\omega R)$	0,95	0,82	0,66	0,44	0,26

Рассмотрим теперь п.с. $\sigma_{-1}(E1)$ для электрического дипольного поглощения

$$\sigma_{-1}(E1) = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\infty} \frac{1 + 2\omega/M}{1 + \omega/M} \frac{\sigma_{E1}(\omega)}{\omega} d\omega = \frac{4\pi^2}{3} \langle \vec{D}^2 \rangle, \quad (2)$$

где

$$D_1 = \int \vec{x}_1 \rho(\vec{x}) d^3x$$

и усреднение ведется по основному состоянию. Очевидно, что ошибки из-за использования длинноволнового приближения определяются относительным вкладом в интеграл (2) области высоких энергий. При выводе п.с. (2) помимо (1) было сделано еще одно предположение. Смысл его лучше всего пояснить на основе разложения вектор-потенциала электромагнитного поля $A(\vec{x}) = \vec{\epsilon} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{x})$ на "градиентную" и "соленоидальную" часть с помощью тождества Фолди:

$$(\vec{j} \cdot \vec{A}) = (\vec{j} \cdot \vec{\nabla}) \int_0^1 ds \exp(is\vec{k} \cdot \vec{x}) + i([\vec{j} \times \vec{x}] \cdot [\vec{k} \times \vec{\epsilon}]) \int_0^1 ds s \exp(is\vec{k} \cdot \vec{x}), \quad (3)$$

где $\vec{j}(\vec{x})$ — оператор плотности электромагнитного тока. Учитывая закон сохранения тока, можно выразить первый член в (3) через оператор плотности заряда $\rho(\vec{x})$. Разлагая, далее, экспоненту в ряд и оставляя первые два члена разложения, мы получим тогда "зарядовые" операторы E1- и E2-переходов в длинноволновом приближении. Второй член в (3) кроме операторов M1-типа содержит также операторы E1-переходов, которые в отличие от "зарядовых" операторов мы будем называть "токовыми". Вклады "токовых" E1-переходов имеют такой же порядок величины, что и вклады переходов M(L+1)-типа, т.е. поправка к электрическому дипольному поглощению за счет "токовых" операторов будет порядка вклада от магнитного квадрупольного поглощения и т.д. Так как магнитное квадрупольное и октупольное поглощение фотонов нуклонами мало в области не слишком высоких энергий, то мы будем далее рассматривать только "зарядовые" операторы E1- и E2-переходов.

Вернемся теперь к обсуждению п.с. (2). Чтобы вычислить правую часть (2), нам нужно принять некоторые модельные предположения относительно вида оператора $\rho(\vec{x})$ и волновой функции основного состояния нуклона. В рамках модели кварков мы предположим, что

1. Волновая функция в конфигурационном пространстве трех кварков является либо полностью антисимметричной (что соответствует принадлежности нуклона к 56-плету группы SU(6) при обычной статистике Ферми), либо полностью симметричной (что может быть, например, если кварки подчиняются парастатистике).

2. Оператор $\rho(\vec{x})$ имеет вид:

$$\rho(\vec{x}) = \sum_{i=1}^3 e_i \delta(\vec{x} - \vec{x}_i), \quad (4)$$

т.е. кварки лишены собственной электромагнитной структуры. Тогда нетрудно получить для протона

$$\langle \vec{D}^2 \rangle = e^2 \langle r^2 \rangle_{ch}^p = e^2 \sum_i e_i \langle (\vec{x}_i - \vec{X})^2 \rangle, \quad (5)$$

где \vec{x}_i - координата i -го кварка, $\vec{X} = 1/3 \sum_i \vec{x}_i$. Для нейтрона величину $\langle \vec{D}^2 \rangle$ можно выразить через среднеквадратичный радиус распределения магнитного момента. В рассматриваемой модели он равен зарядовому радиусу протона.

С учетом (5) будем иметь

$$\sigma_{-1}(E1) = \frac{4\pi^2 e^2}{3} \langle r^2 \rangle_{ch}^p = 635 \text{ мкб} \quad (6)$$

при $\langle r^2 \rangle_{ch}^p = 0,64 \text{ ф}^2$.

Для проверки справедливости модели теоретическое значение (6) нужно сравнить с выделенным из полного сечения фотопоглощения дипольным фоторождением мезонов в широкой области энергий, которые существенны для вычисления интеграла (2). Поскольку таких данных сейчас не имеется, мы подставим в (2) полное сечение поглощения γ -квантов на протоне за вычетом вклада возбуждения $3,3$ -изобары. Используя экспериментальные данные работ ^{1/6-8/} и оценивая вклад магнитного дипольного возбуждения N_{33}^* из фоторождения нейтральных пионов и изотопической инвариантности ^{1/1/}, мы получаем

$$\sigma_{-1}(\text{tot}) - \sigma_{-1}(M1) = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{4,5 \text{ БэВ}} \frac{1 + 2\omega/M}{\omega(1 + \omega/M)} \left[\sigma_{\text{tot}}(\omega) - \frac{3}{2} \frac{\sigma_{\gamma p \rightarrow \pi^0 p}}{\gamma p \rightarrow \pi^0 p}(\omega) \right] d\omega = 460 \text{ мкб} \quad (7)$$

Отличие $\sigma_{-1}(\omega)$ от разности сечений в интеграле (7) обусловлено эффектами запаздывания в дипольном поглощении и вкладом высших мультиполей. Частично эти факторы компенсируют друг друга. Однако имеющаяся неопределенность не позволяет однозначно интерпретировать некоторое расхождение между (6) и (7). Мы отметим здесь лишь следующие два обстоятельства:

1. Ввиду плохой сходимости подинтегрального выражения (так, например, вклад в интеграл области энергий $1 \text{ БэВ} \leq \omega \leq 4,5 \text{ БэВ}$ дает около 50% от всего значения (7)) пренебрежение эффектами запаздывания в области высоких энергий может привести к значительной погрешности при сравнении теории с экспериментом.

2. Возможной причиной наблюдаемого расхождения может служить нарушение модельных предположений об операторе плотности заряда и симметрии волновой функции основного состояния. Если, например, у кварков имеется собственная электромагнитная структура, то для п.с. $\sigma_{-1}(E1)$ можно получить

$$\sigma_{-1}(E1) = \frac{4\pi^2 e^2}{3} \left[\langle r^2 \rangle_{ch}^p - \langle r^2 \rangle_{ch}^q \right], \quad (8)$$

где $\langle r^2 \rangle_{ch}^q$ - зарядовый радиус кварка.

Учет всех этих факторов уменьшает расхождение между значениями (6) и (7).

3. Уменьшить влияние ошибок вследствие нарушения длинноволнового приближения (1) при больших ω можно путем подавления вклада высоких энергий с помощью подходящей весовой функции в интегралах типа (2). С этой целью мы рассмотрим п.с. $\sigma_{.3}$ (E2) для электрического квадрупольного поглощения фотонов нуклонами. Используя симметрию волновой функции основного состояния и явный вид оператора $\rho(x)$, получаем следующее выражение для п.с. $\sigma_{.3}$ (E2) :

$$\sigma_{.3} (E2) = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\infty} \frac{(1+2\omega/M)^2}{1+\omega/M} \frac{\sigma_{E2}(\omega)}{\omega^3} d\omega = \frac{\pi^2 e^2 \langle r^4 \rangle_{ch}^p}{15} . \quad (9)$$

Зарядовый формфактор протона $F_{ch}(q^2)$ в импульсном представлении имеет вид при $q^2 \rightarrow 0$:

$$F_{ch}(q^2) = 1 - \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle_{ch} q^2 + \frac{1}{120} \langle r^4 \rangle_{ch} q^4 , \quad (10)$$

так что в правой части формулы (9) стоит экспериментально измеряемая величина. Как видно из (9), обрезаящий фактор ω^{-3} делает несущественным вклад высоких энергий в интеграл. Тем самым в значительной мере устраняется главный недостаток п.с. $\sigma_{.1}$ (E1) - плохая сходимость подинтегрального выражения. Мы вычислим отношение $\xi = \sigma_{.3} (E2) / \sigma_{.3} (tot)$ с учетом экспериментальных данных по фоторождению мезонов $^{1/8-8/}$ и электромагнитным формфакторам нуклонов $^{1/8/}$. Оно получилось равным:

$$\xi = 0,25 \quad (11)$$

при $\langle r^4 \rangle_{ch} = 1,5 \text{ ф}^4$.

Вклад E2- поглощения в наиболее существенной для вычисления интеграла области энергии (до 800 Мэв) представляется сильно завышенным (приблизительно в 3 раза) по сравнению с экспериментом. Столь большое различие не может быть объяснено нарушением длинноволнового приближения. Вероятнее всего, что принятое нами выражение (4) для плотности заряда не соответствует действительности. Это означало бы, что наблюдаемые в опытах по рассеянию электронов электромагнитные формфакторы нуклонов не могут быть объяснены в рамках модели с тремя точечными кварками. Кварки должны обладать собственной электромагнитной структурой достаточно большого размера. В принципе вопрос здесь упирается в создание "многокварковой" модели барионов и мезонов. Однако не исключена возможность использования феноменологической модели с тремя "эффективными" кварками для описания свойств основного состояния. В этом случае многочастичные аспекты модели можно было бы, например, учесть

введением "эффективных" констант связи, формфакторов и т.п. - точно так же, как это делается в настоящее время в ядерной физике. Иначе трудно объяснить успехи модели в предсказании магнитных моментов, радиационных распадов, электромагнитного расщепления масс и целого ряда других свойств частиц.

В заключение выражаю глубокую благодарность А.М. Балдину за интерес к настоящей работе и стимулирующие обсуждения.

Л и т е р а т у р а.

1. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ Р-2439 (1965).
2. M.Gell-Mann. *Phys. Lett.*, 8, 214 (1964).
G.Zweig. Preprint CERN, 8419, TH, 412 (1964).
3. Д. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, 1964 г.
4. L.L.Foldy. *Phys. Rev.*, 107, 1303 (1957).
5. Ю.К. Хохлов. *ЖЭТФ*, 32, 124 (1957).
6. R.L.Walker. *Proceedings of the Conference on photon interactions in the BeV-energy range*, VI, 1, Cambridge, 1963.
7. B.M.Chasan et al. *Phys. Rev.*, 119, 811 (1960).
8. H.R.Crouch et al. *Phys. Rev. Lett.*, 13, 636 (1965).
8. E.B.Hughes et al. Preprint HEPL-360 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 марта 1966 г.