

T-371

С.Б. Герасимов

2751

ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ
ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ
И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор
А.М. Балдин

С.Б. Герасимов

2751

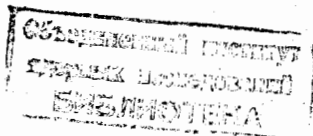
**ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ
ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ФОТОНОВ
И ПРАВИЛА СУММ ДЛЯ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ**

**Автореферат диссертации, представленной на соискание
ученой степени кандидата физико-математических наук**

**Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор**

А.М. Балдин

Дубна 1986



Настоящая работа посвящена получению, анализу и применению правил сумм для сечений взаимодействия фотонов с атомными ядрами и нуклонами. Центральное место в ней занимает изучение связи между правилами сумм для сечений фотопоглощения и дисперсионными соотношениями (д.с.) для рассеяния фотонов.

Впервые возможность получения правил сумм для сечения фотоядерного поглощения из (д.с.) была отмечена в работе Гелл-Манна, Гольдбергера и Тирринга (далее ГТТ)^{/1/} - одной из самых первых работ по теории д.с. и их применению к конкретным процессам взаимодействия частиц. С тех пор в этой области квантовой теории поля был достигнут значительный прогресс и в понимании принципиальных вопросов теории (см., например, книгу Боголюбова и Ширкова^{/2/}), и в разработке методики практического применения д.с. Поэтому представляется оправданным более подробно рассмотреть намеченный ГТТ подход к связи д.с. и правил сумм. Применение современного аппарата д.с. дает возможность по новому осмыслить и обобщить старые результаты и получать ряд новых соотношений, представляющих физический интерес.

Широко известные дипольные правила сумм для поглощения излучения произвольной системой частиц связывают интегралы вида

$$\sigma_n(E_1) = \int_{\omega_{\text{пор.}}}^{\infty} \omega^n \sigma_{E_1}(\omega) d\omega \quad (1)$$

со средними значениями соответствующих операторов в основном состоянии системы. В формуле (1) $\sigma_{E_1}(\omega)$ - сечение дипольного поглощения, n - целое положительное или отрицательное число. Волновые функции основного состояния системы обычно известны значительно лучше, чем волновые функции возбужденных состояний. Поэтому данные, полученные с помощью применения правил сумм (д.с.), наиболее надежны. Правила сумм являются одним из главных средств изучения общих свойств фотоядерных реакций. Подробное изложение многочисленных результатов, полученных в теории ядерного фотоэффекта на основе п.с., содержится в книге Левинджера^{/3/}. Однако возможности п.с., по-видимому, еще далеко не исчерпаны. В настоящее

время п.с. применяются для вычисления средних энергий поглощения фотонов различной мультипольности, для изучения ряда важных свойств ядерного гамильтониана и волновых функций ядер (характер обменных сил, корреляция нуклонов в основном состоянии и т.д.).

Важным и до сих пор еще не исследованным пунктом теории является вопрос о точности п.с. Здесь возможны такие направления в исследованиях:

1. Получать п.с. на основе более общих предложений и с более широкой областью применимости.

2. Оставаясь в рамках старых предпосылок, оценить точность п.с. (1).

При изучении первого вопроса мы будем использовать одну из характерных черт дисперсионного подхода, именно, тесную связь между определенным амплитуд рассеяния при низких энергиях и асимптотическим поведением сечений. Основой получения ряда дисперсионных правил сумм будет требование совместности калибровочной инвариантности теории с различными предположениями об асимптотическом поведении амплитуд рассеяния.

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения.

Во введении формулируется цель настоящей работы и дается общая характеристика рассмотренных вопросов.

Первая глава диссертации носит обзорный характер и посвящена изложению основных теоретических результатов, связанных с применением д.с. для рассеяния u -квантов на ядрах и правил сумм для сечений фоторасщепления.

Во второй главе на основе д.с. для рассеяния фотонов и условий калибровочной инвариантности получено релятивистское правило сумм Томаса - Рейхе - Куна^{/3/} (ТРК) для атомного и ядерного фотоэффекта и правило сумм для магнитных моментов. Анализируются приближения, принятые при выводе этих правил сумм и обсуждаются возможные их применения.

В третьей главе анализируется точность феноменологических правил сумм в рамках нерелятивистской теории. Доказана теорема о точной компенсации в правиле сумм Томаса - Рейхе - Куна вкладов высших мультиполей и поправок на запаздывание к дипольным переходам.

Получены правила сумм для дипольного и квадрупольного поглощения фотонов нуклонами в модели кварков и обсуждается ряд следствий из них.

В четвертой главе рассматриваются вопросы, связанные с описанием рассеяния фотонов низкой частоты. Обсуждается параметризация матрицы упругого рассеяния

фотонов в низкоэнергетическом пределе $\omega \rightarrow 0$ и применение д.с. для физической интерпретации и вычисления введенных параметров (коэффициентов поляризуемости системы).

Приведем основные результаты настоящей работы.

Г л а в а II

1. В § 3 показано, что релятивистское правило сумм ТРК для атомного фотоэффекта является следствием д.с. и применимости импульсного приближения для амплитуды рассеяния фотона на атоме в низшем приближении по полю излучения.

Отклонение суммы сил осцилляторов от единицы связано с релятивистским характером движения атомных электронов и может быть учтено с хорошей точностью в рамках импульсного приближения.

2. В § 4 обсуждаются поправки к правилу сумм ГТТ^{/1/} для ядерного фотоэффекта. Рассмотрены два различных метода получения правила сумм из д.с.:

1) Метод, основанный на использовании периферической модели взаимодействий при высоких энергиях.

2) Использование д.с. без вычитаний и явного вида квазилокальных членов амплитуды рассеяния фотонов. В первом методе поправка к импульсному приближению ГТТ выражена через разность между сечением взаимодействия виртуального π -мезона с ядром и суммой сечений с A свободными нуклонами ($A = N + Z$, N и Z - число нейтронов и протонов в ядре). Численная оценка поправки дает значение порядка 10-20%.

Второй метод заключается в рассмотрении низкоэнергетического предела д.с. без вычитаний для разности $T^A(\omega) - ZT^P(\omega) - NT^N(\omega)$ амплитуды рассеяния фотона на ядре (T^A) и амплитуд рассеяния фотонов на свободном протоне (T^P) и нейтроне (T^N). Использование д.с. без вычитаний требует знания явного вида квазилокальных членов амплитуды рассеяния. (Квазилокальными членами амплитуды рассеяния^{/2/} называются выражения, содержащие δ -функцию и конечное число производных δ -функции). В псевдоскалярной мезонной теории искомое п.с. имеет вид:

$$\sigma_0 = \int_{\omega_{\text{пор}}}^{\omega_{\pi}} \sigma_{\text{tot}}(\omega) d\omega = 2\pi^2 \frac{NZ}{A} \frac{e^2}{M} + \int_{\omega_{\pi}}^{\infty} [Z\sigma_{\text{tot}}^P(\omega) + N\sigma_{\text{tot}}^N(\omega) - \sigma_{\text{tot}}^A(\omega)] d\omega + 4\pi^2 e^2 [\langle A | \phi^* \phi | A \rangle - \sum_i \langle N_i | \phi^* \phi | N_i \rangle], \quad (2)$$

где ω_{π} - порог рождения пионов и усреднение произведения операторов пионного поля ϕ при совпадающих аргументах берется по основному состоянию ядра и соответствующих свободных нуклонов. Первые два члена в правой части (2) совпадают с п.с. ГТТ, а третий член определяет в рамках выбранной модели теории поля все поправки

к импульсному приближению ГТТ. Вопрос о последовательном вычислении квазиклассических членов амплитуды в настоящее время не решен и требует проведения специального исследования.

3) На основе п.с. для магнитных моментов произвольной системы, которое получено с помощью д.с. и низкоэнергетической теоремы для амплитуды комптон-эффекта /4-7/

$$4\pi^2 (\mu_0 - \frac{Q}{M})^2 = \int_{\omega_{пор.}}^{\infty} \omega^{-1} [\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)] d\omega, \quad (3)$$

где $\mu = \mu_0$ - полный магнитный момент системы, Q , M и ν - заряд, масса и спин, $\sigma_{R(L)}$ - полное сечение взаимодействия фотона и частицы с параллельными (антипараллельными) спиральностями, в § 5 рассматривается эффект затухания магнитного момента нуклона в ядре. Показано, что в рамках модели ферми-газа для ядра действие принципа Паули вызывает уменьшение аномального магнитного момента нуклона на 7-8%.

Подчеркивается тот факт, что справедливость п.с. (3) эквивалентна предположению о достаточно быстрой сходимости (быстрее чем $\frac{const}{\ln \omega}$) разности

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} (\sigma_R(\omega) - \sigma_L(\omega)) = 0, \quad (4)$$

т.е. что спиновая зависимость сечений при очень высоких энергиях становится несущественной.

Глава III

1. В § 6 дипольные правила сумм выведены с учетом энергии отдачи ядра. Величина поправки на отдачу несущественна для ядерного фотоэффекта, но играет важную роль при получении правил сумм для поглощения фотонов нуклонами.

2. Указана связь между правилом сумм $\sigma_{-1}(E1)$ и фурье-преобразованием функции парной корреляции зарядов в произвольной системе частиц (§ 7).

Отмечено, что корреляции нуклонов в ядре, обусловленные отталкивающим кором, слабо влияют на величину п.с. $\sigma_{-1}(E1)$. С помощью правила сумм для магнитных моментов ядер, найденного в § 5, получена оценка вклада высших мультиполей в экспериментальное правило сумм σ_{-1} для фоторасщепления ядра He^3 . Найденное значение составляет приблизительно 8% и находится в соответствии с экспериментом /8/.

3. На основе д.с. без вычитаний и требования калибровочной инвариантности получено обобщение п.с. Томаса-Рейхе-Куна для полного сечения поглощения фотонов произвольной нерелятивистской системой, описываемой гамильтонианом H :

$$\sigma_0 = \int_{\omega_{пор.}}^{\infty} \sigma_{tot}(\omega) d\omega = 2\pi^2 \langle D[H, D] \rangle, \quad (5)$$

где D - оператор дипольного момента.

Результат может быть сформулирован в виде теоремы о точной компенсации в п.с. (5) вкладов от поглощения высших мультиполей и поправок на запаздывание к электрическим дипольным переходам, поскольку правая часть равенства (5) формально совпадает с п.с. $\sigma_0(E1)$ для электрического дипольного поглощения. Этим устраняется один из основных источников неопределенности, возникавшей ранее при сравнении дипольного п.с. $\sigma_0(E1)$ с экспериментом.

4. В § 9 оценивается точность соответствия п.с. σ_0 (5), вычисленного в нерелятивистской феноменологической теории ядра и экспериментального п.с. $\sigma_0^{эксп}$, где верхний предел интегрирования конечен и равен пороговой энергии фоторождения мезонов /11/. Применяя квазидейтонную модель фоторасщепления ядер при высоких энергиях /3/, мы получим оценку $(\sigma_0^{теор.} - \sigma_0^{эксп.}) / \sigma_0^{эксп.} = 0.15$.

5. В последнее время широко обсуждаются различные составные модели "элементарных" частиц. Согласно этим моделям носителями наблюдаемых свойств симметрия являются кварки /8/ - фундаментальные частицы, реализующие низшее представление группы $SU(3)$. В § 10 в рамках модели кварков получены п.с. $\sigma_{-1}(E1)$, $\sigma_{-1}(M1)$ и $\sigma_{-3}(E2)$ для поглощения фотонов нуклонами. Рассмотрение этих правил сумм представляет интерес, поскольку они являются специфическими предсказаниями модели и не могут быть получены на основе чисто группового подхода. Полученные п.с. зависят только от вида операторов плотности заряда и магнитного момента системы и свойств симметрии волновой функции основного состояния нуклона (последние выбирались согласно $SU(6)$ симметрии).

Показано, что в рамках 3-кварковой модели нуклона вклад всех спиновых переходов в п.с. $\sigma_{-1}(M1)$ исчерпывается возбуждением 3,3-изобары. Получено выражение для магнитного момента перехода $N \rightarrow N_{3,3}^*$ через интеграл от сечения резонансного фоторождения π^0 -мезонов на протоне. Результат согласуется с формулой Бега, Ли и Пайса /10/, полученной в рамках $SU(6)$ симметрии, с точностью 10-15%.

Заметим, что использование п.с. для определения констант связи с нестабильными частицами через интеграл от парциального сечения поглощения имеет, по-видимому, преимущества перед обычным методом сравнения ширины резонанса, так как при этом автоматически учитываются все отклонения резонансного сечения от формулы Брейта-Вигнера.

В предположении, что кварки являются точечными заряженными частицами, получена связь п.с. $\sigma_{-1}(E1)$ и $\sigma_{-3}(E2)$ с параметрами распределения заряда протона. Интерпретация дипольного правила сумм связана с трудностью из-за медленного

убывания подинтегрального выражения в п.с. $\sigma_{-1}(E1)$ с ростом энергии. Квадрупольное правило сумм свободно от этого недостатка. Сильное отличие п.с. $\sigma_{-2}(E2)$ от эксперимента (более чем в три раза) свидетельствует о существовании у кварков собственной электромагнитной структуры, т.е. мезонного облака с радиусом, превосходящим "кварковые" размеры нуклона.

Г л а в а IV

1. Показано, что если

а) теория калибровочно инвариантна,

б) коммутатор операторов плотности заряда при одинаковых временах обращается в нуль,

то справедливость теоремы Лоу^{/4/} может быть установлена без обращения к явной форме оператора электромагнитного тока. На основе теоремы Лоу проведена параметризация матрицы упругого рассеяния фотонов на системе со спином 0 с точностью до членов порядка ω^2 и в низшем e^2 приближении.

2. Дана физическая интерпретация всех констант, описывающих квадратичные по частоте члены в сечении рассеяния фотонов на ядре со спином 0 (§ 12). Получено общее выражение для магнитной поляризуемости системы, которое позволяет учитывать присутствие в гамильтониане сил, не коммутирующих с координатой.

3. В § 13 вычислены коэффициенты электрической поляризуемости легчайших ядер He^3 , H^3 , He^4 и Li^6 .

Для описания основного состояния ядер He^3 и He^4 использовались волновые функции гауссовского типа, а для ядра Li^6 — альфа-дейтонная кластерная модель. Теоретические значения дипольных правил сумм $\sigma_{-2}(He^3) = \sigma_{-1}(H^3) = 0,16$ мб/Мэв, $\sigma_{-2}(He^4) = 0,09$ мб/Мэв, $\sigma_{-1}(Li^6) = 4,4$ мб, $\sigma_{-2}(Li^6) = 0,23$ мб/Мэв хорошо согласуются с экспериментом^{/8,11,12/}:

$$\sigma_{-2}(He^3) = 0,15 \text{ мб/Мэв}; \quad \sigma_{-2}(He^4) = 0,07 \text{ мб/Мэв}$$

$$\sigma_{-1}(Li^6) = 4,2 \text{ мб}; \quad \sigma_{-2}(Li^6) = 0,27 \text{ мб/Мэв.}$$

4. В § 14 с помощью применения д.с. для рассеяния фотонов и лагранжиана нелинейной феноменологической электродинамики вычислены коэффициенты электрической (α) и магнитной (β) поляризуемости заряженных частиц и частиц с магнитным моментом вследствие нелинейных эффектов электродинамики (н.э.э.), то есть эффектов поляризуемости вакуума.

Коэффициенты поляризуемости кулоновского центра с зарядом Z равны

$$\alpha = 6,4 Z^2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3,$$

$$\beta = 0,6 Z^2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^3.$$

(6)

Обсуждается влияние н.э.э. в процессах кулоновского рассеяния нейтронов на ядрах с большим Z .

Отмечены некоторые качественные особенности поляризации вакуума скалярных и векторных частиц.

5. Рассмотрены процессы квазиупругого рассеяния фотонов низкой частоты ω на заряженной частице с точностью до членов квадратичных по ω и с учетом радиационных поправок (§ 15). Среди квадратичных членов найдены главные — порядка $\omega^2 \ln \omega$. С точностью до этих членов квазиупругое рассеяние определяется помимо заряда и массы частицы коэффициентами ее динамической поляризуемости, которые пропорциональны $\ln \omega$.

6. В § 16 предложен способ описания рассеяния γ -квантов на ядрах вблизи порога фоторасщепления, который одновременно учитывает дисперсионные^{/13/} и резонансные^{/14/} эффекты в предпороговой области, а также их интерференцию. Отмечено, что интерференция резонансного и дисперсионного рассеяния проявляется в характерной асимметрии формы резонанса в сечении.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах^{/15-21/}.

Л и т е р а т у р а

1. M. Gell-Mann, M. Goldberger, W. Thirring. Phys. Rev. **25**, 1612, 1954.
2. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей, ГИТТЛ, 1957.
3. Д. Левинджер. Фотоядерные реакции, ИИЛ, 1962.
4. F. Low. Phys. Rev. **96**, 1428 (1954).
5. M. Gell-Mann, M. Goldberger. Phys. Rev. **96**, 1433 (1954).
6. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, **39**, 1288, (1980).
7. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ, **41**, 1548 (1981).
8. А.Н. Горбунов, А.Т. Варфоломеев. ЖЭТФ, **47**, 30 (1984).
9. M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
G. Zweig, Preprint CERN, 8419, 1964.
10. M. Beg, B. Lee, A. Pais, Phys. Rev. Lett. **13**, 515, 1964.
11. А.Н. Горбунов, В.А. Дубровина, В.А. Осипова, В.С. Силаева, П.А. Черенков. ЖЭТФ, **42**, 747 (1962).

12. E.B. Vazhanov, A.P. Komar, V. Kulikov, E.D. Mekhanovsky. Nucl. Phys. **68**, 191, 1965.
13. Л.И. Липидус, Чжоу Гуан-чжао. ЖЭТФ **39**, 1058 (1960).
14. Б.Н. Калинин. ЖЭТФ **36**, 1438 (1959).
15. S.V. Gerasimov, Phys. Lett. **5**, 259, 1963.
16. S.V. Gerasimov, Phys. Lett. **13**, 24, 1964.
17. С.Б. Герасимов, Л.Д. Соловьев. Nucl. Phys. **74**, 589, 1965.
18. С.Б. Герасимов. Ядерная физика, **2**, 598 (1965).
19. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ Р-2220, Дубна 1965.
20. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ Р-2430, Дубна 1965.
21. С.Б. Герасимов. Препринт ОИЯИ Р-2610, Дубна 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 мая 1966 г.