

В-158  
ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 5756

Б.Н. Валуев

ПРОСТЕЙШИЕ СИНГУЛЯРНОСТИ  
И РЕАКЦИИ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ  
ЧАСТИЦАМИ

Специальность 041 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:  
академик

М.А.Марков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук, профессор А.М.Балдин  
доктор физико-математических наук, профессор С.С.Герштейн

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт теоретической и экспериментальной физики

Автореферат разослан " " 1971 года

Защита диссертации состоится " " 1971 года  
на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ

Ученый секретарь Совета

Р.А.Асанов

2 - 5756

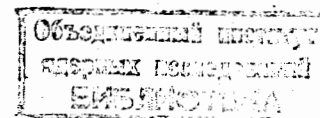
Б.Н.Валуев

ПРОСТЕЙШИЕ СИНГУЛЯРНОСТИ  
И РЕАКЦИИ С НЕСТАБИЛЬНЫМИ  
ЧАСТИЦАМИ

Специальность 041 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

4723 68



Развитие теории дисперсионных соотношений привело к интенсивному изучению аналитических свойств фейнмановских диаграмм. На простом примере треугольной диаграммы были обнаружены аномальные пороги [1]. Затем были установлены уравнения [2], с помощью которых можно изучать особенности диаграмм без явного вычисления фейнмановских интегралов. В результате многих исследований стало ясно, что особенности диаграмм отражают предположения о спектре масс частиц и условия унитарности и аналитичности  $S$ -матрицы. Таким образом, описание процессов с помощью диаграмм не должно непременно обладать недостатками теории возмущений, которые обусловлены разложением по константе связи. В предположениях используются как общие аналитические свойства амплитуд, так и свойства отдельных особенностей (классический пример — процедура Чу и Лоу для определения сечений нестабильных частиц по экстраполяции к полюсу).

Реферлируемая работа посвящена применению простейших особенностей, полюсной и логарифмической, к анализу реакций с нестабильными частицами. Основной результат состоит в выяснении смысла особенностей амплитуд с нестабильными частицами на примере треугольной диаграммы и в обнаружении возможности использовать эти особенности для определения длин рассеяния нестабильных частиц. Было замечено простое и важное обстоятельство: особенность при определенных условиях появляется в физической области изменения перемен-

ных. При учете ширины нестабильной частицы особенность сдвигается в комплексную плоскость, но остается вблизи физической области.

Остановимся подробнее на содержании диссертации и полученных результатах. §§ 1,2 главы I посвящены традиционным применениям полюсных диаграмм. В § I рассмотрена феноменологическая теория распадов барионов с образованием пары Далица:

$$B_1 \rightarrow B_2 + e^+ + e^-$$

где  $B_1, B_2$  - барионы со спином  $1/2$ . В полюсном (однофотонном) приближении вычислены все практически нужные величины, измерив которые, можно определить формфакторы, описывающие переход. По спиновым состояниям электрона и позитрона произведено усреднение. Если компоненты вектора поляризации начального бариона в его системе покоя обозначить через  $\zeta_k$ , а вектор поляризации конечного бариона в его системе покоя через  $\xi_i$ , то

$$\xi_i = S_i^{(0)} + S_{ik} \zeta_k.$$

Коэффициенты спин-спиновых корреляций  $S_{ik}$  зависят от формфакторов и от переменных, определяющих ориентацию пары Далица. Некоторые из этих коэффициентов велики ( $\sim \frac{1}{2}$ ) и впервые вычислялись в связи с предложением определять относительную четность  $\Sigma^0 \Lambda$  по спин-спиновым корреляциям [3]. Полное вычисление корреляций было проведено в работе [4], на основании которой и написан § I.

Возможные применения полученных формул относятся в первую

очередь к распаду  $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda e^+ e^-$ , т.к. слабоэлектромагнитные распады ( $\Sigma^+ \rightarrow p e^+ e^-$  и т.п.) очень редки. Отмечается, что можно определить магнитный и электрический радиусы перехода  $\Sigma^0 \Lambda$  из измерений распределения конверсионных пар по эффективной массе и спин-спиновых корреляций. Эффекты, вызываемые соответствующими членами, достигают 2%. Полученные формулы могут оказаться полезными и при проверке T и CP-инвариантности в распадах барионов.

В § 2 обсуждается возможность определения времени жизни  $\Sigma^0$ -частицы по переходу  $\Lambda \rightarrow \Sigma^0$  в кулоновом поле [5,6]. Получено выражение для сечения перехода, которое из-за полюсной особенности имеет резкий пик при малых углах  $\vartheta$  и импульсах  $\Lambda$ -частицы  $p_\Lambda \gtrsim 1 \text{ BeV}$

$$\frac{d\sigma}{d\vartheta^2} = 4\pi Z^2 \alpha^2 F^2 \frac{\vartheta^2}{(\vartheta^2 + \vartheta'^2)^2} \quad \delta = \frac{(m_2 - m_1)m_z}{p_\Lambda^2}$$

Формфактор  $F$  определяет время жизни  $\Sigma^0$ -частицы. Согласно предсказаниям  $SU(3)$ -симметрии,  $eF = 1,66$  (в ядерных магнетонах). Показано, что при использовании в качестве мишени ядер с равным числом протонов и нейтронов вклад сильных взаимодействий, мешающих определению вероятности электромагнитного перехода, может быть подавлен в  $10^3 - 10^4$  раз. Эта цифра следует из оценок примесей состояний с нечетным изотопическим спином к основным состояниям легких ядер [7] и из величины электромагнитного смешивания  $\Sigma^0$  и  $\Lambda$ , которое получается согласно  $SU(3)$ -симметрии [8].

Подавление сильных взаимодействий делает определение времени жизни  $\Sigma^0$  предложенным способом реальной задачей. Однако сечения перехода невелики (для гелия  $\sigma \approx 10^{-30} \text{ см}^2$ ).

Несколько особняком в главу I входит § 3. В нем излагаются результаты и способ обработки  $K_{e3}$ -распадов, примененный автором [9] к экспериментальным данным Луэрса и др. [10], которые впервые получили достаточное для анализа число случаев  $K_{e3}$ -распадов. Вероятность регистрации зависела от энергии электронов  $E_e$ . Анализ в работе [9] основывался на том, что при выборе в качестве независимых переменных  $E_e$  и  $\cos\vartheta$  ( $\vartheta$  - угол между импульсами электрона и нейтрино ( $\nu$ ) в системе покоя  $K$ -мезона) квадрат модуля матричного элемента, прооуммированный по спиновым состояниям, приобретает весьма простой вид.

$$|m|^2 = |g_V|^2(1 + \cos\vartheta) + |g_S + \frac{g_T}{M_K}(E_\nu - E_e)|^2(1 - \cos\vartheta)$$

и не зависит от энергии электрона для векторного ( $V$ ) и скалярного ( $S$ ) вариантов взаимодействия при постоянных факторах  $g_V$  и  $g_S$ . При учете каждого события с весом, обратно пропорциональным фазовой плотности, из экспериментальных данных была получена зависимость  $|m|^2$  от  $\cos\vartheta$ . Она оказалась вида  $1 + \cos\vartheta$  как для  $E_e > 100 \text{ мев}$ , так и для  $E_e < 100 \text{ мев}$ . Прделанный анализ подтвердил и усилил выводы Луэрса и др. [10] относительно исключения скалярного и тензорного вариантов взаимодействия. Несколько

сильнее получились также и ограничения на изменение фактора  $g_V$  ( $\sim f_+$ ) и, следовательно, на массу  $m_B$  промежуточной векторной частицы, если  $K_{e3}$ -распад описывать полной диаграммой с векторной частицей в промежуточном состоянии. Значения  $m_B \leq 600 \text{ мев}$  оказались маловероятными, а наиболее вероятными получились  $m_B \geq 750 \text{ мев}$ .

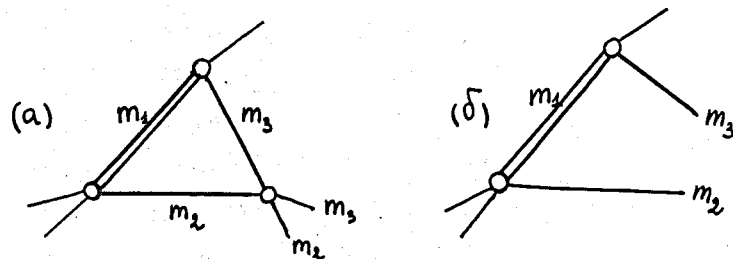
§ 4 главы II носит вспомогательный характер. В нем приводятся уравнения Ландау [2] для особенностей и формулируются предположения об описании нестабильной частицы, которые используются при последующем изложении. Предполагается, что нестабильную частицу в первом приближении можно описать, если массу  $m$  в пропагаторе заменить на  $m - \frac{i\Gamma}{2}$ , где  $\Gamma$  - полная ширина, которая в дальнейшем считается постоянной. Ограниченность такого описания иллюстрируется на простейшем примере пропагатора в двумерной модели.

В § 5 излагается кинематическая интерпретация условий для собственной особенности треугольной диаграммы в случае нестабильных частиц, указанная автором в работе [II]. Непосредственный анализ уравнений Ландау для этого случая показывает, что особенность возникает, когда диаграмму можно рассматривать как изображение реального процесса. Частицы, соответствующие внутренним линиям диаграммы, лежат на массовой поверхности, а направления линий на диаграмме имеют вполне определенный кинематический смысл.

Ясно, что особенности, которые могут быть истолкованы таким образом, лежат в физической области изменения переменных, характеризующих диаграмму. Если все массы удовлетворяют условиям стабильности, то такая интерпретация невозможна, так как при этом импульсы получаются мнимыми (см. [1]). Отметим, что изложенный результат можно обобщить. Как показали Коулман и Нортон [12], и в общем случае особенность в физической области изменения переменных появляется тогда и только тогда, когда диаграмма Фейнмана описывает реальный процесс со свободными частицами. Кроме того, параметры  $\alpha_i$ , удовлетворяющие уравнениям Ландау, в этом случае можно интерпретировать как величины, пропорциональные интервалу собственного времени  $i$ -ой частицы между столкновениями.

В § 6 получены формулы, выражающие амплитуду  $n$ -угольной диаграммы с одним замкнутым контуром через амплитуды порядка  $n-1$  и определенные функции переменных, характеризующих диаграмму. Амплитуда  $n$ -угольной диаграммы со скалярными частицами записывается симметричным образом в виде однократного интеграла по параметру, который вводится как добавка к квадратам внутренних масс. Такое представление удобно для аналитического продолжения. Кроме того, величины, фигурирующие в формулах, непосредственно связаны с определителями и выражениями для фейнмановских параметров  $\alpha$ , которые получаются при решении уравнений Ландау. Это облегчает анализ особенностей. Раздел изложен на основании работы [13].

Глава III посвящена подробному анализу треугольной диаграммы (а) с нестабильной частицей  $m_1$  в промежуточном состоянии. Эта диаграмма рассматривается как поправка к полюсной диаграмме (б). Если амплитуды, стоящие в вер-



шинах диаграммы, медленно меняются около собственной особенности, то их можно вынести за знак интеграла по внутреннему импульсу. В случае частиц со спином числители функций распространения также можно вынести за знак интеграла. Поэтому изучается треугольная диаграмма для скалярных частиц с постоянными вершинами. В § 7 осуществляется аналитическое продолжение и выделяется сингулярная часть амплитуды. Для этого используется однопараметрическое интегральное представление, полученное в § 6.

В § 8 обсуждается влияние треугольной диаграммы, участвующей в рассеянии частиц 2 и 3, на распределение событий на диаграмме Далица, т.е. по двум переменным. Показано, как нужно выбрать область на диаграмме Далица, чтобы выделить член с особенностью, содержащий только один неизвестный параметр - длину рассеяния. Из наблюдения таких

эффектов можно извлечь длины  $\pi\pi$ ,  $\pi\Lambda$ -рассеяния и т.п., поскольку около собственной особенности внутренние линии диаграммы соответствуют свободным частицам. Практически определение длин рассеяния возможно тогда, когда нерезонансный фон мал.

В § 9 исследуется влияние треугольной диаграммы на распределение событий по эффективной массе частиц 2 и 3. Получена довольно простая формула, справедливая около особенности, в которую входят два неизвестных параметра, причем один из них - длина рассеяния. В связи с этим опровергается результат Шмида [14], который утверждал, что при учете всех событий добавление к полюсной диаграмме треугольной диаграммы не меняет распределения по эффективной массе и не может повести к появлению "горбов".

В качестве примера такого "горба" в конце раздела рассматривается интерпретация известной ABC-аномалии [15]. Было предположено, что в реакции  $p+d \rightarrow He^3 + 2\pi$  существенную роль играет образование ядра вида  $\mathcal{N}\mathcal{N}\mathcal{N}^*$ , где  $\mathcal{N}^*$  - изобара 1238 Mev. Тогда треугольная диаграмма, учитывающая  $\pi\pi$ -рассеяние, может объяснить появление горба в распределении  $\pi$ -мезонов по эффективной массе [11, 16]. Следует отметить, что аналогичным образом можно истолковать эффект, наблюдавшийся в реакции  $p+n \rightarrow d + 2\pi$  [17]. Такое толкование предполагает, что длина  $\pi\pi$ -рассеяния в состоянии с изотопическим спином, равным нулю, должна быть  $\sim \frac{1}{m_\pi}$ .

Однако успех некоторых расчетов, основанных на алгебре токов, можно рассматривать как аргумент в пользу малых длин рассеяния ( $\approx \frac{0,2}{m_\pi}$ ) [18, 19]. Остается надеяться, что для надежного определения длин рассеяния окажутся полезными методы, основанные на выделении особенностей диаграмм с нестабильными частицами.

Результаты, изложенные в диссертации, были опубликованы в работах [3, 4, 6, 9, 11, 13] и докладывались на всесоюзных конференциях и международной конференции по физике высоких энергий 1964 года в Дубне, а также на международных школах по физике элементарных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R.Karplus, C.Sommerfield, E.Wichmann. Phys.Rev., III, 1187  
(1958), 114, 376, (1959)
2. Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 37, 62 (1959).
3. Б.Н.Валуев, Б.В.Гешкенбейн. ЖЭТФ, 39, 1046 (1960).
4. Б.Н.Валуев. Статья в сборнике "Физика высоких энергий и теория элементарных частиц", изд-во "Наукова думка", Киев, 1966.  
Препринт ОИЯИ Р-2823, 1966.
5. I.Ya.Pomeranchuk, I.M.Shmushkevich. Nucl.Phys., 23, 452  
(1961).
6. Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 40, 1844 (1961).
7. W.M.MacDonald. Phys.Rev., 100, 51 (1955)
8. R.H.Dalitz, F.Von Hippel. Phys.Lett., 10, 153 (1964).
9. Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 43, 241 (1962).
10. D.Iuvers, I.S.Mittra, W.J.Willis, S.S.Yamamoto.  
Phys.Rev.Lett., 7, 255 (1961)
11. Б.Н.Валуев. ЖЭТФ, 47, 649 (1964).
12. S.Coleman, R.E.Norton, Nuovo Cim., 38, 438 (1965).
13. Б.Н.Валуев. ЯФ, I, 715 (1965).
14. C.Schmid. Phys.Rev., 154, 1363 (1967)
15. A.Abashian, N.E.Booth, K.M.Crow. Phys.Rev.Lett., 5, 258  
(1960); 7, 35 (1961); Phys.Rev., 132, 2296-2314 (1963).
16. В.В.Анисович, Л.Г.Дахно. ЖЭТФ, 46, 1152 (1964).
17. J.H.Hall, T.A.Murray, L.Riddiford. Nucl.Phys., B12, 573  
(1969)
18. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 17, 616 (1967).
19. S.Weinberg. Phys.Rev.Lett., 17, 336 (1967).

Рукопись поступила в издательский отдел

14 апреля 1971 года.