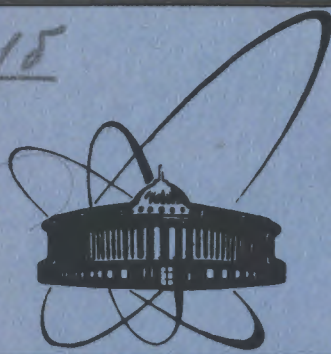


C324.15



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

6228/83

P2-83-508

Д.Крупа,¹ С.Дубничка,¹ В.Кундрат,² В.А.Мещеряков

ВКЛАД ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ
В ИЗОВЕКТОРНЫЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ
НУКЛОННЫЙ ФОРМФАКТОР

Направлено в "Journal of Physics G:
Nuclear Physics"

¹ Институт физики, Братислава
² Институт физики, Прага

1983

1. ВВЕДЕНИЕ

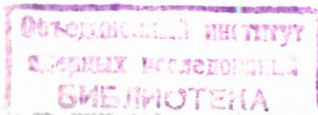
Исследованию нуклонных формфакторов посвящено много работ, они рассматриваются в рамках различных подходов. Полный перечень соответствующих ссылок /вплоть до 1975 г./ можно найти, например, в работе Хеллера^{/1/}.

Наиболее популярным подходом можно считать модель векторной доминантности /МВД/ в приближении нулевой ширины резонанса, применение которой имело успех и во времениподобной области. Однако в этой модели нарушаются свойства аналитичности формфакторов. Поэтому недавно появился ряд работ, в которых делаются попытки устранить этот недостаток.

Так, например, Бардек и Зовко в работе^{/2/} и совсем недавно еще с рядом соавторов в работе^{/3/} рассмотрели расширенные модели векторной доминантности с 6 и 8 резонансами, в рамках которых сохраняются обычные аналитические свойства и соответствующая асимптотика формфакторов.

Хьюстон и Кеннеди^{/4/} отобрали риманову поверхность с разрезом по переменной t /квдрату передачи 4-импульса/ на комплексную плоскость с разрезом вдоль единичного круга. Нормированный изовекторный магнитный формфактор нуклона они брали в виде суммы двух частей: полинома и части, содержащей сумму комплексно-сопряженных полюсов. Предполагается, что полиномиальным членом учитывается эффект перекрестного нуклонного разреза и более дальние сингулярности, тогда как полюсы /расположенные вне единичной окружности, что соответствует второму листу t -плоскости/ представляют собой особенности векторных мезонов. Дополнительные ограничения, накладываемые этими авторами, следуют из асимптотики нуклонных формфакторов и требования действительности.

В данной работе предлагается другой подход к описанию изовекторной части нуклонного электрического формфактора G_E^V , который обусловлен нашими предыдущими исследованиями нуклонного формфактора^{/5/} и успешным применением подобного подхода к описанию пионного формфактора^{/6/}. Этот подход улучшен в том смысле, что в t -плоскости помимо $\pi\pi$ -разреза, который начинается в точке $t_0 = 4m_\pi^2$, учитываются и другие существующие разрезы посредством одного эффективного корневого разреза от $t_1 > t_0$ до ∞ . В этом случае 4-лиственную риманову t -поверхность можно конформно отобразить на w -плоскость, в которой исчезают оба разреза. В этой w -плоскости формфактор G_E^V можно записать в виде приближения Паде со специфическими свойствами.



Оно отражает полюсную структуру, обусловленную векторными мезонами $\rho/770/$, $\rho'/1250/$ и $\rho''/1600/$, с полюсами, расположенными на различных нефизических листах.

Важный перекрестный нуклонный разрез $/5,7,8/$ на втором листе аппроксимируется в явном виде полюсом, также расположенным на втором римановом листе. Эта параметризация удовлетворяет ограничениям, налагаемым на G_E^V нормировкой, условием действительности и асимптотикой.

Вводя в G_E^V одну, две или все три мезонные особенности, получим различные паде-аппроксиманты, которые будем использовать для фитирования данных. Мы проанализируем лишь данные, относящиеся к пространственноподобной области, поскольку во времени-подобной были измерены только квадратичные комбинации G_E и G_M , и не ясно, как можно извлечь G_E^V из таких данных. Тем не менее ввиду того, что в нашей параметризации не содержится большого числа свободных параметров, мы проверим ее предсказательную силу, вычислив средний радиус R_E^V и мнимую часть $\text{Im} G_E^V(t)$ во времениподобной области.

2. МОДЕЛЬ

Аналитические свойства изовекторного электрического формфактора нуклона $G_E^V(t)$ на физическом листе сводятся к последовательности пороговых точек ветвления, расположенных в точках $t = 4m_\pi^2$, $16m_\pi^2$, $4m_K^2$, $4m_N^2, \dots$ и соответствующим им разрезам вдоль действительной t -оси до ∞ . Кроме того, в соответствии с обобщенной МВД формфактор $G_E^V(t)$ определяется в основном вкладом чисто векторных мезонов ($\rho/770/$, $\rho'/1250/$ и $\rho''/1600/$). Однако, как указал Хеллер $/8,9/$, это было подтверждено и нашей работой $/5/$, сильное влияние имеет небольшой логарифмический разрез $/7/$, расположенный на втором римановом листе как раз под порогом $t_0 = 4m_\pi^2$. Этот разрез обусловлен парциально-волновой проекцией нуклонного борновского члена в амплитуде πN -рассеяния.

Как уже отмечалось, кроме $\pi\pi$ -разреза, начинающегося в точке $t_0 = 4m_\pi^2$, все другие учитываются посредством эффективного корневого разреза, начинающегося в точке $t_1 = 4m_K^2$. Особенности векторных мезонов определяются через массы и ширины этих же мезонов с помощью соотношения $t_R = (m_R \pm i \frac{\Gamma_R}{2})^2$. Полюс $\rho/770/$ находится из данных $/10/$, а последующие полюсы - из $/11/$, где приведены усреднения по всем существующим экспериментальным данным по $\rho'/1250/$ и $\rho''/1600/$. Вклад перекрестного нуклонного разреза учитывается посредством 1 полюса на втором римановом листе.

Первый этап нашего анализа состоит в униформизации 4-листной римановой поверхности с помощью конформного отображения

$$w(t) = i \frac{\sqrt{q_1 + q} - \sqrt{q_1 - q}}{\sqrt{q_1 + q} + \sqrt{q_1 - q}}, \quad /1/$$

где q связано с квадратом 4-импульса следующим соотношением:

$$q = \sqrt{\frac{t - 4m_\pi^2}{4}}, \quad /2/$$

и величина

$$q_1 = \sqrt{m_K^2 - m_\pi^2} \quad /3/$$

соответствует порогу $K\bar{K}$.

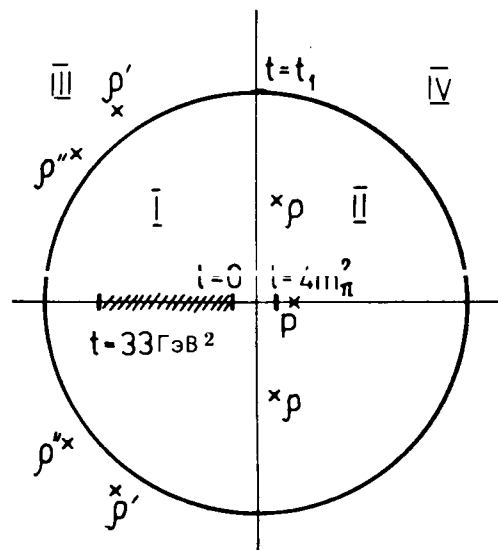


Рис.1. Особенности $G_E^V[w(t)]$ в w -плоскости; w дается уравнением $/1/$.

ную плоскость:

$$v = \frac{q_1}{q}, \quad /5/$$

причем эффективный разрез, простирающийся от $t_1 = 4m_K^2$ до ∞ , отображается в интервале $<-1, 1>$. Затем v -плоскость отображается в z -плоскость при помощи обратного преобразования Жуковского:

В w -плоскости первый /физический/ лист отображается на левую половину единичного круга, второй - на правую, тогда как третий и четвертый листы отображаются соответственно на левую и правую полуплоскости вне единичного круга, в результате чего исчезают оба разреза /рис.1/.

Это конформное отображение можно легко понять, если выражение $/1/$ переписать следующим образом:

$$w(t) = i \left(\frac{q_1}{q} - \sqrt{\left(\frac{q_1}{q} \right)^2 - 1} \right). \quad /4/$$

Как можно убедиться из этого выражения, переход от q -к w -плоскости реализуется посредством нескольких последовательных отображений. Первое из них преобразует q -плоскость в нормированную обрат-

$$z = v - \sqrt{v^2 - 1}, \quad /6/$$

которое первый лист v -плоскости отображает на множество внутренних точек единичного круга, а второй - на множество внешних точек. И, наконец, переход от z к w -плоскости достигается поворотом z -плоскости на 90° в положительном направлении.

С помощью отображения /1/ мы получили w -плоскость лишь с полюсами, соответствующими перекрестному нуклонному разрезу и ρ -мезонным резонансам. Следовательно, формфактор $G_E^V(t)$ можно представить в виде рациональной функции переменной w , которую называют приближением паде-типа. Если наложить ограничения, вытекающие из условия вещественности

$$G_E^V(t) = G_E^{V*}(t^*), \quad /7/$$

нормировки

$$G_E^V(0) = 1 \quad /8/$$

и асимптотики

$$G_E^V(t) \rightarrow t^{-2} \quad \text{при } t \rightarrow \infty, \quad /9/$$

то $G_E^V(t)$ можно записать в следующем виде:

$$G_E^V[w(t)] = (w+1)^4 \frac{A_0 + \sum_n^L A_n w^n}{(w-w_p) \prod_{i=1}^3 (w-w_{\rho_i})(w-w_{\rho_i}^*)}, \quad /10/$$

где

$$A_0 = \frac{(w_N - w_p) \prod_{i=1}^3 (w_N - w_{\rho_i})(w_N - w_{\rho_i}^*)}{(w_N + 1)^4} - \sum_n^L A_n w^n, \quad /11/$$

$$w_N = (q_1 - \sqrt{q_1^2 + m_\pi^2}) \frac{1}{m_\pi} \quad /12/$$

является точкой нормировки в w -плоскости.

Благодаря наличию в выражении /10/ множителя $(w+1)^4$ для $G_E^V(t)$ сохраняется требуемая асимптотика. В самом деле, из преобразования /1/ вытекает следующее соотношение:

$$q = 2iq_1 \frac{w}{(w-1)(w+1)} \quad /13/$$

Точка $w = -1$ соответствует бесконечно удаленной точке в верхней полуплоскости q , соответствующей в свою очередь бесконечности по t на физическом листе t -плоскости.

Для $w = -1$ q ведет себя следующим образом: $q \sim (w+1)^{-1}$, а $t = 4(q^2 + m_\pi^2)$ - как $t \sim (w+1)^{-2}$, или наоборот:

$$(w+1) \sim t^{-1/2} \quad \text{при } t \rightarrow \pm\infty. \quad /14/$$

Другими словами, если $w \rightarrow -1$ линейным образом, то $t \rightarrow \pm\infty$ как $t^{-1/2}$, и если потребовать для формфактора G_E^V на бесконечности следующего поведения:

$$G_E^V[w(t)] \rightarrow t^{-m/2} \quad \text{при } t \rightarrow \pm\infty, \quad /15/$$

то достаточно, чтобы

$$G_E^V[w(t)] = (w+1)^m H(w), \quad /16/$$

где функция $H(w)$ не имеет ни нулей, ни полюсов в точке $w = -1$.

У конформного отображения /1/ имеется еще одно хорошее качество, а именно: любая действительная аналитическая функция по переменной t будет также действительной аналитической функцией по переменной w . Это значит, что коэффициенты, входящие в приближение Паде /10/, действительны, а нули и полюсы функции $G_E^V[w(t)]$ в w -плоскости поэтому либо действительны, либо комплексно сопряжены.

3. АНАЛИЗ ДАННЫХ ПО ФОРМФАКТОРУ

Наша предыдущая работа /5/ была основана на анализе 68 экспериментальных точек компиляции /12/, которые использовались также в других анализах /2-4, 13, 14/. Чтобы получить большую статистику, мы проделали компиляцию всех опубликованных данных по протонному формфактору в пространственноподобной области, из которых было выбрано 130 экспериментальных точек /15-32/ - см. табл.1. В таблице представлены также данные по $G_E^V(t)$, полученные из $G_E^P(t)$, и

$$G_E^V(t) = G_E^P(t) - G_E^n(t), \quad /17/$$

где $G_E^n(t)$ взято из работы Зовко /33/. Ошибки для G_E^V полагались равными ошибкам G_E^P .

Данные, которые по t -переменной расположены в области от $-0,0078$ до $-33,379$ ГэВ², в w -плоскости отображаются на действительную ось в интервале $-0,84738 \leq w \leq -0,14950$.

Короткий перекрестный логарифмический нуклонный разрез, который начинается в точке $t = 4m_\pi^2 - (\frac{m_\pi^2}{m_N})^2 \approx 3,98 m_\pi^2$ /34/, отобража-

Другими свободными параметрами, подлежащими фитированию в /10/ для получения минимума χ^2 , являются коэффициенты A_n , входящие в числитель. Меняя L в числителе выражения /10/ и беря 1,2 или все три комплексно-сопряженных полюса, соответствующих изовекторным ρ -мезонам, получаем различные приближения. Мы используем здесь обозначение L/M , где $M = 3,4,5$ для одного, двух и всех трех мезонов соответственно. Несколько наиболее наглядных фитов представлены в табл.2-5. Были использованы следующие начальные характеристики изовекторных мезонов /в МэВ/ /10,11/:

$$\begin{aligned} m_{\rho} &\approx 769, & \Gamma_{\rho} &\approx 154, \\ m_{\rho'} &\approx 1218, & \Gamma_{\rho'} &\approx 246, \\ m_{\rho''} &\approx 1560, & \Gamma_{\rho''} &\approx 475. \end{aligned}$$

На w -плоскости ρ -мезонные полюсы расположены в следующих точках:

$$\begin{aligned} w_{\rho} &= 0,0789 \pm i0,4504, \\ w_{\rho'} &= -0,7047 \pm i0,9060, \\ w_{\rho''} &= -0,8988 \pm i0,6796, \end{aligned}$$

что соответствует нахождению ρ -мезона на втором листе t -плоскости, а ρ' и ρ'' - на третьем листе /см. рис.1/. Такое их расположение обусловлено тем, что как ρ' -, так и ρ'' -мезон лежат выше неупругих 4π -и $K\bar{K}$ -порогов, вклад которых учитывается с помощью эффективного разреза, начинающегося в точке $t = 4m_{\pi}^2$.

Кроме значения χ^2 для каждого приближения мы вычислили также изовекторный электрический нуклонный радиус, определяемый соотношением

$$(R_E^V)^2 = 6 \frac{\frac{d G_E^V(t)}{dt}}{G_E^V(t)} \Big|_{t=0} = 6 \frac{d G_E^V(t)}{dt} \Big|_{t=0}, \quad /18/$$

поскольку в силу нормировки $G_E^V(0) = 1$.

Так как наши аппроксиманты $G_E^V(t)$ представляют собой аналитические функции с разрезом от $t_0 = 4m_{\pi}^2$ до ∞ и асимптотикой /9/, то радиус R_E^V можно также определить из $\text{Im } G_E^V(t)$ во времениподобной области с помощью дисперсионного соотношения:

$$(R_E^V)^2 = 6 \frac{1}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \frac{\text{Im } G_E^V(t)}{t^2} dt. \quad /19/$$

Кроме того, для этих аппроксимантов должно выполняться правило сумм:

$$\int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \text{Im } G_E^V(t) dt = 0, \quad /20/$$

и условие нормировки:

$$\frac{1}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \frac{\text{Im } G_E^V(t)}{t} dt = 1. \quad /21/$$

Вычисление R_E^V на основе уравнения /19/ представляется особенно интересным, поскольку фитируются данные в пространственно-подобной области и величина $\text{Im } G_E^V(t)$, входящая в /19/, находится лишь как аналитическое продолжение $G_E^V(t)$ из пространственно-подобной во времениподобную область.

Наше аналитическое продолжение $G_E^V(t)$ действительно удовлетворяет уравнениям /20/ и /21/. При верхнем пределе интегрирования, равном 16 ГэВ^2 , условия /20/ и /21/ выполняются с точностью до 5-го десятичного знака. Тот же самый параметр обрезания брался и в интеграле /19/, результаты расчетов R_E^V по формулам /18/ и /19/ совпадают и равны $0,86 \pm 0,87 \text{ фм}$. Более того, они, как и следовало ожидать, выше значения, полученного ранее в случае формфактора $G_E^V(t)$ с чистой доминантностью $\rho(770)$ -мезона /0,62 фм/ /35/.

Чтобы оценить относительные вклады ρ -, ρ' - и ρ'' -резонансов, были вычислены вычеты $G_E^V(t)$. Вычет в полюсе на месте перекрестного нуклонного разреза действителен и в общем случае мал для всех хороших приближений /см. табл.2-5/. Все вычеты в ρ -мезонных полюсах комплексные, в табл.2-5 приведены лишь их абсолютные значения. Однако для этих значений нет постоянного отношения даже при сравнении подгонок в пределах одной и той же таблицы, а следовательно, их нельзя использовать в качестве критерия при оценке относительной значимости полюсов.

Из представленных значений χ^2 следует, что приближения именно с $\rho/770$ -мезонной парой полюсов /табл.2/ не так хороши, как приближения с $\rho/770$ - и $\rho'/1250$ -парой /табл.3/ или с $\rho/770$ - и $\rho''/1660$ -парой /табл.4/. Значения χ^2 , представленные в табл.4, несколько ниже значений для приближений того же типа L/M , представленных в табл.3, что могло бы служить некоторым указанием на предпочтительность набора векторных ρ -, ρ'' -мезонов над ρ -, ρ' -набором. Видимо, значение χ^2 не является критерием, достаточно чувствительным для того, чтобы можно было говорить о предпочтении ρ'' - над ρ' -мезоном.

Из анализа местонахождения нулей при различных приближениях можно видеть, что только два из них стабильны: нуль в конце данных, где при очень больших значениях t $G_E^V(t)$ действительно очень мало, и нуль вблизи начала координат в w -плоскости, ко-

Таблица 2

Результаты подгонок для аппроксимантов с $\rho/770/-$ мезоном. Нули и перекрестный нуклонный полюс находятся в w -плоскости. $|\text{Res}|$ - абсолютное значение вычетов в P - и ρ -мезонных полюсах

L/M	χ_{tot}^2 χ^2/ndf	Нули	Лист	ρ Полюсы	$ \text{Res} $	R_{E}^V ФМ
3 / 3	192.0	.042, .136	2	0.2, 0.	P 3.934	.884
	1.52	-.838, 0.	1		ρ 5.723	
4 / 3	176.5	.724, 0.	2	.144, 0.	P .237	.873
		-.819, 0.	1		ρ 2.199	
		.316, .296	2			
	1.41	.316, -.296	2			

торый для большинства приближений лежит на втором листе очень близко к P -полюсу. Приближения без учета перекрестного нуклонного полюса /не включенного в таблицы/ имели значительно худшие значения χ^2 . Поэтому пара "нуль-полюс" не уничтожается, а аппроксимирует перекрестный нуклонный разрез способом, типичным для рациональных приближений. Все остальные нули в приближениях существенно меняют свои положения в комплексной w -плоскости при переходе от одного приближения к другому. Эти нули, следовательно, - лишние нули, появляющиеся вследствие математической формы аппроксимантов, а не физических требований.

Учитывая это, а также сравнивая приближение 2/7 /имеющее три свободных параметра/ с приближениями 2/5 /с тем же числом свободных параметров/, представленными в табл.3 и 4, можно убедиться, что добавление третьей пары фиксированных полюсов не ухудшило, а, скорее, улучшило значение χ^2 . Поскольку два нуля и полюс в приближении 2/7 находятся в своих физически обоснованных позициях, как и в приближениях 2/5, добавление третьей пары полюсов, по-видимому, оправдано.

К тому же самому выводу можно придти, если сравнить аппроксиманты 3/7 с 3/5 и 4/7 с 4/5. Аппроксиманты с более высокими значениями L не представляют такой наглядной иллюстрации вышеизложенного предположения, поскольку они имеют множество ненужных нулей, интерферирующих и разрушающих чистый эффект.

Имеется еще один аргумент в подтверждение этой идеи, а именно: поведение $\text{Im } G_{\text{E}}^V(t)$ во времениподобной области, где аппроксиманты

Таблица 3

Результаты подгонок для аппроксимантов с $\rho/770/-$ и $\rho'/1250/-$ мезонами

L/M	χ_{tot}^2 χ^2/ndf	Нули	Лист	ρ Полюсы	$ \text{Res} $	R_{E}^V ФМ
2 / 5	1034.9 8.15	-.010, 0.	2	0.2, 0.	P .306	.775
		-1.087, 0.	3		ρ 3.499 ρ' .693	
3 / 5	175.7 1.37	-.841, 0.	1	0.181, 0.	P .285	.879
		.141, .103	2		ρ 2.678	
		.141, -.103	2		ρ' 1.861	
4 / 5	166.4 1.33	-.822, 0.	1	0.013, 0.	P .006	.862
		-.015, 0.	1		ρ +.949	
		.294, .513	2		ρ' 2.184	
		.294, -.513	2			
5 / 5	170.2 1.37	-.830, 0.	1	0., 0.	P 0.	.871
		-.006, 0.	1		ρ 2.255	
		.217, 0	2		ρ' 1.693	
		.129, 1.882	4			
		.129, -1.882	4			
6 / 5	165.5 1.35	-.838, 0.	1	0.135 0.	P .135	.872
		.057, 0.	2		ρ .457	
		.623, 0.	2		ρ' 1.148	
		-1.558, 0.	3			
		.216, .663	2			
		.216, -.663	2			

с более высокими L ведут к дополнительным осцилляциям $\text{Im } G_{\text{E}}^V(t)$. Это ясно видно при сравнении $\text{Im } G_{\text{E}}^V$ приближений 4/5 и 6/5, представленных в табл.3 /см. также рис.2/. В отличие от работы /1/, где было найдено, что $\text{Im } G_{\text{E}}^V(t)$ существенно возрастает в окрестности $t = 4m_{\pi}^2$ из-за наличия перекрестной нуклонной особенности, расчет $\text{Im } G_{\text{E}}^V(t)$ в рамках данной модели приводит к провалу в величине $\text{Im } G_{\text{E}}^V$ как раз над $t = 4m_{\pi}^2$, а это значит, что вклад перекрестного нуклонного разреза имеет противоположный знак. Этот провал не является спецификой какого-либо конкретного приближения /10/, а присущ практически всем приближениям и, следовательно, носит общий характер.

Результаты подгонок для аппроксимантов с $\rho/770/-$ и $\rho''/1600/-$ мезонами

L/M	χ^2_{tot} χ^2/ndf	Нули	Лист	P	Полюсы	Res		R^V_E ФМ
						ρ	ρ''	
2 / 5	491.1 3.87	-.897, 0. .020, 0.	1 2	0.2,	0.	P	2.584	.801
						ρ	3.027	
						ρ''	0.494	
3 / 5	172.8 1.37	-.812, 0. .071, 0. .811, 0.	1 2 2	0.2,	0.	P	.935	.868
						ρ	2.719	
						ρ''	.842	
4 / 5	177.7 1.42	-.814, 0. .057, 0. .830, 1.262 .830, -1.262	1 2 4 4	0.199,	0.	P	1.359	.864
						ρ	2.084	
						ρ'	.869	
						ρ''	.869	
5 / 5	161.3 1.30	-.840, 0. .014, 0. -1.292, 0. .277, 0.428 .277, -0.428	1 2 3 2 2	0.052,	0.	P	.038	.872
						ρ	1.203	
						ρ'	1.295	
						ρ''	1.295	
						ρ'''	1.295	
6 / 5	151.4	-.870, 0. -.026, 0. -.998, 0. 1.104, 0. .129, .519 .129, -.519	1 1 1 4 2 2	0.,	0.	P	0.	.863
						ρ	.549	
						ρ'	2.155	
						ρ''	2.155	
						ρ'''	2.155	
						ρ''''	2.155	

Хотя согласно χ^2 -критерию предпочтительны приближения со всеми 3 ρ -мезонами, добавление третьего полюса приводит к появлению дополнительных осцилляций в $\text{Im } G_E^V(t)$ в области ρ' -мезонного провала; это свойство присуще всем аппроксимантам, выписанным в табл.5. Поэтому трудно установить, какой сорт аппроксимантов следует считать предпочтительным именно тогда, когда отсутствуют данные по $G_E^V(t)$ во времениподобной области, позволяющие проверить приближения.

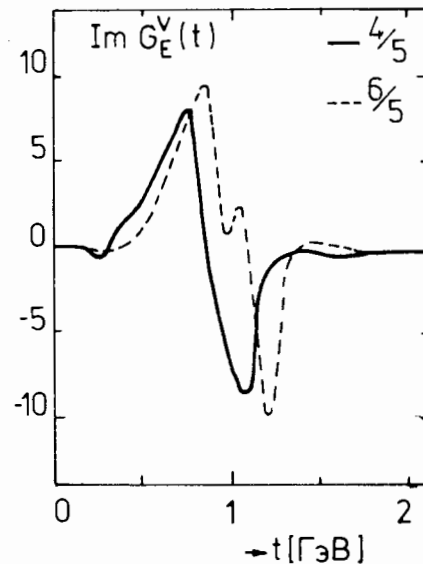


Рис.2. Поведение $\text{Im } G_E^V(t)$ во времениподобной области для приближения с большим числом свободных параметров приводит к дополнительным осцилляциям из-за наличия лишних полюсов.

Чтобы провести сравнение с полюсными коэффициентами МВД, где

$$\text{Im } G_E^V(t) = \pi \sum \frac{m_V^2}{f_V} g_{VNN}^E \delta(t - t_V), \quad /22/$$

причем

$$g_{VNN}^E = g_{VNN}^{(1)} + \frac{m_V^2}{4m_N^2} g_{VNN}^{(2)}, \quad /23/$$

а $g_{VNN}^{(1)}$ и $g_{VNN}^{(2)}$ - константы связи Дирака /Паули/ векторного мезона

и нуклона, мы проинтегрировали $\text{Im } G_E^V(t)$ по пикам векторных мезонов. Конечно, такой способ позволяет провести лишь очень приближенное сравнение. Интегрируя по всем ρ , ρ' и ρ'' -пикам в $\text{Im } G_E^V(t)$, мы получили для константы

$$a_{V}^E = \frac{m_V^2}{f_V} g_{VNN}^E \quad /24/$$

следующие значения:

$$a_{\rho}^E = 1,50 \quad (0,64^{/12/}, 0,67^{/3/}),$$

$$a_{\rho'}^E = -1,61 \quad (-1,59^{/12/}, -1,30^{/3/}),$$

$$a_{\rho''}^E = 0,41 \quad (0,83^{/12/}, 0,42^{/3/}),$$

которые нужно сравнить со значениями, стоящими в скобках. Эти константы связи определены из приближения 7/7.

Значения χ^2 всех приближений еще более значительно улучшаются при допущении, что эффективная пороговая точка ветвления t_1 и положения всех полюсов в w -плоскости играют роль свободных параметров в процедуре фитирования. Точка ветвления t_1 шла несколько ниже $K\bar{K}$ -порога к значениям, соответствующим $0,8 \text{ ГэВ}^2$.

Результаты подгонок для аппроксимантов с $\rho/770/-$,
 $\rho'/1250/-$ и $\rho''/1600/-$ -мезонами

L / M	χ^2_{tot} χ^2_{ndf}	Нули	Лист	ρ Полюсы	Res	$R^V_{E, \Phi M}$
2 / 7	167.7 1.32	-0.845, 0. .069, 0.	1 2	0.2, 0.	P 1.021 1.897 1.402 1.011	.866
3 / 7	164.3 1.30	-0.837, 0. .061, 0. 6.619, 0.	1 2 4	.161, 0.	P .511 1.764 1.453 1.077	.870
4 / 7	167.3 1.34	-0.827, 0. .047, 0. -0.189, 1.482 -0.189, -1.482	1 2 3 3	.149, 0.	P .542 1.777 1.197 1.121	.867
5 / 7	163.9 1.32	-0.841, 0. .069, 0. -1.917, 0. .365, 1.257 .365, -1.257	1 2 3 4 4	.197, 0.	P 1.020 1.757 1.766 1.219	.870
6 / 7	160.0 1.30	-0.848, 0. .939, 0. -1.295, 0. 2.238, 0. .090, .943 .090, -.943	1 2 3 4 2 2	.123, 0.	P .305 1.496 2.663 2.456	.865
7 / 7	155.0 1.27	-0.879, 0. .016, 0. -0.974, 0. .809, .758 .809, -.758 -0.184, .802 -0.184, -.802	1 2 1 4 4 1 1	.078, 0.	P .122 1.520 4.650 3.397	.864
8 / 7	159.9 1.25	-0.862, 0. .008, 0. -1.082, 0. 2.674, 0. -0.250, 1.232 -0.250, -1.232 .468, .987 .468, -.987	1 2 3 4 3 3 4 4	.123, 0.	P .295 1.504 2.545 2.221	.867

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предлагается новая аналитическая параметризация формфактора $G_E^V(t)$ в виде рациональных аппроксимантов, в которых наиболее важные особенности $G_E^V(t)$ учитываются в явном виде: разрезы на первом листе, короткий перекрестный нуклонный разрез, а также полюсы изовекторных мезонов на втором листе. Эти аппроксиманты гарантируют также выполнение соответствующих условий нормировки, вещественности и требуемой асимптотики.

Из анализа всех данных в пространственноподобной области следует, что полученные аппроксиманты могут хорошо описывать эти данные уже с небольшим числом свободных параметров, особенно если учитываются все три векторных мезона. Хотя в отсутствие данных по $G_E^V(t)$ во времениподобной области нет четкого критерия, согласно которому можно было бы решить вопрос об относительной важности ρ' - и ρ'' -мезонов, тем не менее, в отличие от работ /4,9,34/, у нас имеются указания на преобладающее влияние ρ'' -мезона на $G_E^V(t)$ по сравнению с ρ' -мезоном. Учет влияния всех трех мезонов является также благоприятным.

Как уже упоминалось, наш анализ подтверждает важность значения короткого перекрестного канала, и в приближениях он учитывается посредством пары "нуль + полюс". Это как раз та пара, благодаря которой у спектральной функции возле 1-го порога появляется небольшой провал.

Приближения приводят к общепринятым значениям нуклонных радиусов. Для изовекторных нуклонных констант связи также получены оценки, хорошо согласующиеся с данными других авторов /3,12/, хотя метод их определения довольно груб.

ЛИТЕРАТУРА

1. Höhler G. Lecture Notes in Physics, 1976, 56, p.159; Int. Summer Inst. on Current Induced Reactions. DESY, Hamburg, 1975.
2. Bardek V., Zovko N. Rudjer Bošković Inst. Preprint, IBR-TR-8-80, Zagreb, 1980.
3. Bardek V. et al. Virginia Polytechnic Institute Preprint, VPI-EPP-82-3, Blacksburg, 1982.
4. Houston P., Kennedy J. J. Phys. G: Nucl. Phys., 1980, 6, No.4, p.415.
5. Dubnička S., Krupa D., Meshcheryakov V.A. Acta Phys. Slovaca, 1981, 31, p.205.
6. Dubnička S., Dubničková A.Z., Meshcheryakov V.A. Czech. J. Phys., 1979, B29, p.142.
7. Fraser W.R., Fulco J.R. Phys. Rev., 1960, 117, p.1603.
8. Höhler G., Kiehlmann H.D., Schmidt W. Phys. Rev., 1975, D11, p.2667.

9. Höhler G., Pietarinen E. Nucl.Phys., 1975, B95, p.210.
10. Particle Data Group. Phys.Lett., 1982, 111B.
11. Gerasimov S.B., Govorkov A.B. Z.Phys. C:Particles and Fields, 1982, 13, p.43.
12. Blatnik S., Zovko N. Acta Phys.Austriaca, 1974, 39, p.62.
13. Dumbrajs O. Rev.Roum.Phys., 1976, 21, p.273.
14. Bowcock J.E., Dacunha N.M., Qeen N.M. Rev.Roum.Phys., 1978, 23, p.549.
15. Akimov Yu.K. et al. Zh.Eksp.Teor.Fiz., 1972, 62, p.1231; ЖЭТФ, 1972, 35, с.651.
16. Yount D., Pine J. Phys.Rev., 1962, 128, p.1842.
17. Drickey D.J., Hand L. Phys.Rev.Lett., 1962, 9, p.521.
18. Dudelzak B. et al. Nuovo Cim., 1963, 28, p.18.
19. Borkowski F. et al. Nucl.Phys., 1975, B93, p.461.
20. Frerejacque D. et al. Phys.Rev., 1966, 141, p.1308.
21. Lehmann P. et al. Phys.Rev., 1962, 126, p.LL83.
22. Jansens T. et al. Phys.Rev., 1966, 142, p.922.
23. Berger Ch. et al. Phys.Lett., 1971, 35B, p.87.
24. Behrend J. et al. Nuovo Cim., 1967, 48, p.140.
25. Bartel W. et al. Nucl.Phys., 1973, B58, p.429.
26. Bartel W. et al. Phys.Lett., 1967, 25B, p.236.
27. Albrecht W. et al. Phys.Rev.Lett., 1966, 17, p.1192.
28. Albrecht W. et al. Phys.Rev.Lett., 1967, 18, p.1014.
29. Coward D.H. et al. Phys.Rev.Lett., 1968, 20, p.292.
30. Kirk P.N. et al. Phys.Rev., 1973, D8, p.63.
31. Chen K.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1963, LL, p.561.
32. Atwood W.B. et al. SLAC Report No.185, Stanford, 1975.
33. Zovko N. Fort.Phys., 1975, 23, p.185.
34. Höhler G. et al. Nucl.Phys., 1976, B114, p.505.
35. Höhler G. In: Proceeding of the 2nd Adriatic Meeting, Dubrovnik, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 июля 1983 года.

Крупа Д. и др.

P2-83-508

Вклад векторных мезонов в изовекторный электрический
нуклонный формфактор

С помощью новой аналитической параметризации проводится анализ данных по изовекторной части электрического нуклонного формфактора $G_E^V(t)$. На основе анализа установлена важность значения короткого логарифмического разреза на втором листе как раз под $\pi\pi$ -порогом, обусловленного нуклонным обменом в амплитуде πN -рассеяния. Этот анализ свидетельствует также о наличии ρ -мезонного полюса на втором римановом листе по t -переменной и ρ' - и ρ'' -мезонных полюсов на третьем листе. Вычислен изовекторный электрический нуклонный радиус: $R_E^V = 0,87$, получены оценки соответствующих констант связи.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Krupa D. et al.

P2-83-508

Vector-Meson Contributions to the Isovector Electric
Nucleon Form Factor

The analysis of space-like data of the isovector part of the electric nucleon form factor $G_E^V(t)$ is carried out by means of the new analytic parametrization of the $G_E^V(t)$. The analysis confirms the importance of the short logarithmic cut on the second sheet just below the $\pi\pi$ threshold coming from the nucleon exchange in the πN scattering amplitude. It also favours the existence of the ρ meson pole on the second Riemann sheet and of the ρ' and ρ'' meson poles on the third Riemann sheet in t -variable. The analysis gives for the isovector electric nucleon radius value $R_E^V = 0.87$ (fm) and estimates the corresponding coupling constants.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой