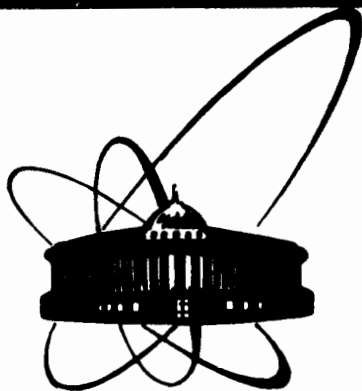


87-422



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-87-422

В.А.Николаев, О.Г.Ткачев*

ЗАРЯДОВЫЕ ФОРМФАКТОРЫ
НЕСТРАННЫХ ДИБАРИОНОВ
В SU(2)-МОДЕЛИ СКИРМА

* Дальневосточный государственный университет,
Владивосток

1987

Известно, что $SU(2)$ -модель Скирма^{/1/} приводит, среди прочих, к состояниям с барионным числом, большим единицы^{/2-5/}, и нулевой странностью. Массы таких состояний существенно определяются анзацем, принимаемым при решении уравнений Эйлера-Лагранжа, задающим форму полевой конфигурации. Так, анзац Скирма-Виттена приводит к состояниям со спином, равным изоспину и лежащим существенно выше состояний, порождаемых анзацем^{"кф"/4,5/}.

В данной работе вычисляются зарядовые распределения и их формфакторы для некоторых нестранных дибарионов в $SU(2)$ -варианте модели Скирма. Мы сравниваем формфакторы дибариона /с квантовыми числами дейтрона/ с формфакторами, которые используются при феноменологическом анализе шестикварковых вкладов в формфактор дейтрона. $SU(2)$ -модель Скирма определяется плотностью лагранжиана

$$\mathcal{L} = \frac{1}{16} F_\pi^2 \text{Tr} L_\mu L_\mu + \frac{1}{32e^2} \text{Tr} [L_\mu, L_\nu]^2, \quad /1/$$

выраженного через токи $L_\mu = U^\dagger \partial_\mu U$ кирального поля $U(\vec{r}, t) = \exp[i2\vec{r} \cdot \vec{\pi}(\vec{r}, t) / F_\pi]$, где $\vec{\pi}(\vec{r})_\mu$ - изотриплет пионных полей, а $\tau_i - 2 \times 2$ - матрицы Паули. Постоянные F_π и e в /1/ суть постоянная пионного распада и некоторый феноменологический параметр.

Для расчета электромагнитного тока J_μ^{em} :

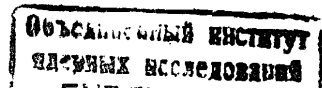
$$J_\mu^{\text{em}} = J_\mu^{v3} + \frac{1}{2} B_\mu, \quad /2/$$

нам надо вычислить третью компоненту изовекторного тока J_μ^{v3} и барионный ток B_μ согласно используемому анзацу, а также согласно динамике рассчитываемого состояния. Для состояний с барионным числом $B = 1$ и анзацем Скирма-Виттена

$$U_0(\vec{r}) = \exp(i\vec{r}\vec{n}\theta(r)), \quad /3/$$

где $\vec{n} = \vec{r}/r$, такой расчет был сделан в^{/6/}. Расчет для дибарионных состояний с анзацем /3/ принципиально не отличается от проведенных в^{/6/}, поэтому мы приведем ниже только численные результаты наших расчетов.

В^{/5/} был предложен интересный анзац, который приводит к солитонам с барионным зарядом, равным двум, и при квантовании порождает состояния со спином, не равным изоспину, лежащему



существенно ниже состояний, порождаемых анзацем Скирма-Виттена /4/.

Анзац из /5/, который мы будем для краткости называть "кφ"-анзацем, имеет вид

$$U(\vec{r}) = \cos F(\vec{r}) + i \vec{r} \cdot \vec{N}(\vec{r}) \sin F(\vec{r}). \quad /4/$$

Единичный вектор $\vec{N}(\vec{r})$ имеет координаты $(\cos k\phi \sin \theta, \sin k\phi \sin \theta, \cos \theta)$, где θ, ϕ - углы сферической системы координат. Видно, что вектор \vec{N} уже в общем случае не параллелен вектору $\vec{n} = \vec{r}/r$, что и отличает "кφ"-анзац от анзаца /3/ при $k \neq 1$. Расчет плотности распределения барионного заряда

$$B^0(\vec{r}) = -\frac{1}{24\pi^2} \epsilon^{\mu\nu\rho} \text{Tr}[(U\partial^\mu U^+)(U\partial^\nu U^+)(U\partial^\rho U^+)] \quad /5/$$

приводит к выражению

$$B^0(\vec{r}) = -\frac{k}{2\pi^2} \cdot \frac{F'_k}{r^2} \sin^2 F_k(\vec{r}). \quad /6/$$

Выражение /6/ определяет барионный заряд $B = k$, если решение $F_k(\vec{r})$, минимизирующее массу солитона:

$$M = \pi \cdot \frac{F_\pi}{e} \left[\frac{1}{2} \int [(F')^2 + \frac{k^2+1}{x^2} \sin^2 F] dx + 2 \int \sin^2 F [(k^2+1)(F')^2 + k \frac{\sin^2 F}{x^2}] dx \right], \quad /7/$$

удовлетворяет граничным условиям $F(0) = \pi, F(\infty) = 0$. В /7/ введена безразмерная переменная $x = e F_\pi \cdot r$. Решая уравнение для $F(x)$ и подставляя его в /6/, определяем плотность $B^0(\vec{r})$. Расчет с учетом явного нарушения киральной инвариантности в форме Виттена требует добавления к /7/ выражения

$$\Delta M = \pi \frac{m^2 \pi}{F_\pi e^3} \int x^2 (1 - \cos F(x)) dx \quad /8/$$

и соответствующих изменений в уравнении для $F(x)$. Очевидно, расчет плотности третьей компоненты изовекторного тока J_0^{v3} требует рассмотрения временной зависимости полевых конфигураций. Рассмотрим временную зависимость вида

$$U(\vec{r}, t) = A(t) U_0(R^{-1}(t)\vec{r}) A^+(t), \quad /9/$$

использованную в /5/ для введения коллективных координат и квантования модели. В уравнении /9/ $A(t)$ - SU(2)-матрица изотопических вращений, а R - 3x3 - матрица пространственных вращений. Расчет плотности третьей компоненты изовекторного заряда с использованием /9/, усредненной по углам сферической системы координат, приводит к выражениям для дибарионов

$$J_0^{v3}(\vec{r}) = I_{3k} \tilde{j}_0^{vk}, \quad /10/$$

где матрица

$$I_{ij} = \text{tr}(r^i A r^j A^+) / 2, \quad /11/$$

$$\tilde{j}_0^{vk} = -\frac{2}{F_\pi e^3} (Q_2(x) - 7\Delta(x)) \cdot \omega_k; \quad k=1,2,$$

$$\tilde{j}_0^{v3} = \frac{2}{F_\pi e^3} (Q_2(x) - 16\Delta(x)) (-\omega_3 + 2\Omega_3). \quad /12/$$

В уравнениях /11/, /12/ коллективные частоты ω_k и Ω_k определены равенствами

$$I_{ik}^{-1} \dot{I}_{kj} = \epsilon_{ijl} \omega_l; \quad R_{ik}^{-1} \dot{R}_{kj} = \epsilon_{ijl} \Omega_l. \quad /13/$$

Функции Q и $\Delta(\vec{r})$ для дибарионов имеют вид

$$Q(x) = \frac{\pi}{3} \sin^2 F (1 + 4[(F')^2 + \frac{5}{x^2} \sin^2 F]), \quad /14/$$

$$\Delta(x) = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{\sin^4 F}{x^2}. \quad /15/$$

Нетрудно видеть, что выражения с /10/-/15/ приводят к

$$J_0^{v3}(\vec{r}) = \frac{[1 + 4((F')^2 + \frac{\sin^2 F}{x^2})] \sin^2 F}{\int x^2 [1 + 4((F')^2 + \frac{\sin^2 F}{x^2})] \sin^2 F dx} \hat{T}_3. \quad /16/$$

В квантовом случае \hat{T}_3 в /16/, очевидно, соответствует оператору третьей компоненты изоспина. Все существенные особенности анзаца "кφ", отличающие его от анзаца Скирма, замечатель-

ным образом сократились при расчёте третьей компоненты. Формально это является следствием совпадения третьих компонент векторов \vec{N} и \vec{p} .

На рис.1 представлены плотности распределения электрического заряда для дибариона, рассчитанные с анзацем "кф" для постоянных с $T_3 = -1, 0 + 1$, что соответствует зарядам $q = 0, 1, 2$. На рис.2 приведены плотности заряда дибарионов для анзаца Скирма-Виттена с $q = 0, 1, 2$.

Формфакторы, соответствующие полученным плотностям зарядов и определяемые выражением

$$F(Q) = -\frac{k}{\pi} \int (F') \sin^2 F \cdot j_0(Qx) dx + \frac{\int x^2 \sin^2 F (1 + 4[(F')^2 + (\sin^2 F)/x^2]) (j_0(Qx) + j_2(Qx)) dx}{\int x^2 (1 + 4[(F')^2 + (\sin^2 F)/x^2]) \sin^2 F dx} \hat{T}_3, \quad /17/$$

представлены на рис.3 для дибарионов с зарядом, равным единице. Для таких состояний изовекторная компонента вклада не дает, и формфактор фактически представляет собой фурье-образ полови-

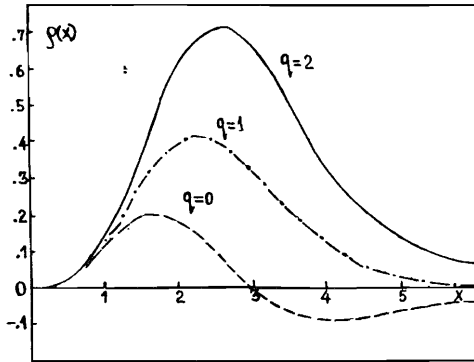


Рис.2. Плотность электрического заряда дибариона с анзацем Скирма-Виттена. Значения постоянных: $e = 5,45$, $F_\pi = 129$ МэВ.

Рис.1. Плотность электрического заряда дибариона, соответствующая анзацу "кф". Значения постоянных: $e = 5,45$, $F_\pi = 129$ МэВ.

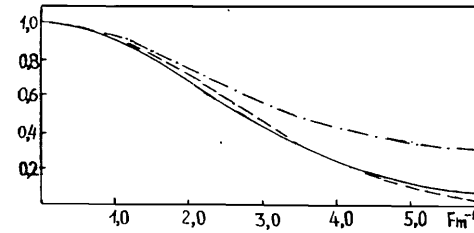
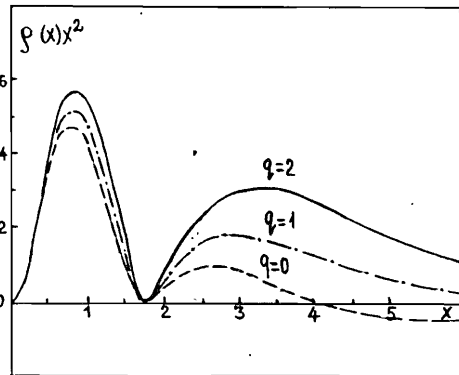
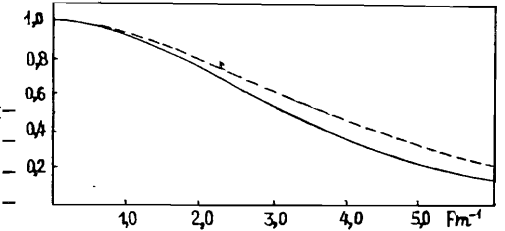


Рис.3. Формфакторы дибарионов с полным электрическим зарядом, равным единице. Штрихпунктирная линия соответствует анзацу Скирма-Виттена, штриховая - "кф" - анзацу, сплошная - модель релятивистского гармонического осциллятора шестикварковой системы.

Рис.4. Зарядовый формфактор протона в модели Скирма /штриховая линия/ и модели релятивистского гармонического осциллятора трехкварковой системы /7/.



ны барионной плотности. Там же приведены для сравнения формфакторы, даваемые для шестикварковых состояний моделью релятивистского гармонического осциллятора /7/. Расчет с анзацем "кф" дает более компактное образование, и формфактор электрического заряда ведет себя подобно шестикварковому.

В заключение приведем результаты расчетов формфактора для протона и его сравнение с моделью гармонического осциллятора для трехкварковой системы /7/ /см. рис.4/.

Авторы благодарят профессора В.К.Лукиянова и В.В.Бурова за полезные обсуждения полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Skyrme T.H.R. - Nucl.Phys., 1962, 31, p.556.
2. Jackson A., Jackson A.D., Pasquier V. - Nucl.Phys., 1984, A432, p.567.
3. Balachandran A.P. et al. - Nucl.Phys., 1985, B256, p.525.
4. Николаев В.А., Ткачев О.Г. Сообщение ОИЯИ, Р4-86-515, Дубна, 1986.

5. Weigel H., Schwesinger B., Holzwarth G. - Phys.Lett., 1986, B168, p.321.
6. Adkins G.S., Nappi Ch.R., Witten E. - Nucl.Phys., 1983, B228, p.552.
7. Kizukuri Y., Namiki M., Okano K. - Progress of Theor.Phys., 1979, 61, p.559.

ЕСТЬ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
D3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
D1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
D9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
D7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
D2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Рукопись поступила в издательский отдел
15 июня 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Николаев В.А., Ткачев О.Г.
Зарядовые формфакторы нестранных
дибарионов в SU(2)-модели Скирма

P4-87-422

Вычислены плотность распределения электрического заряда и формфакторы для нестранных дибарионов в SU(2)-модели Скирма. Рассматриваемые дибарионы соответствуют анзацу, в котором дополнительная единица барионного заряда обусловлена локальным изовращением. Полученные формфакторы дибариона сравниваются с формфакторами модели релятивистского гармонического осциллятора для шестикварковой системы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Nikolaev V.A., Tkachev O.G.
Charge Form Factors of Nonstrange
Dibaryons in SU(2) Skyrme Model

P4-87-422

The electric charge density and form factors are calculated for nonstrange dibaryons in SU(2) Skyrme model. The dibaryon under consideration corresponds to the anzats where the additional winding number of the fields is obtained by dubling the twist in the isovector fields rather than in the chiral angle. The obtained form factors are compared with those from the relativistic harmonic oscillator model for the six quark system.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987