

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

1169  
83

113-83

P2-82-867

А.В.Чижов, М.В.Чижов

О ДИНАМИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ  
КИНЕТИЧЕСКИХ ЧЛЕНОВ

Направлено в журнал "Physics Letters B"

1982

## I. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что свободные поля, соответствующие различным частицам, представляют собой основу для описания этих частиц в рамках теории взаимодействующих полей. Так, например, квантование с помощью метода функционального интегрирования предусматривает разбиение полного лагранжиана с самого начала на свободную и взаимодействующую части. Такое выделение квадратичных по полям членов позволяет приближенно вычислять функциональный интеграл.

Существенным свойством теории взаимодействующих полей является наличие квантовых поправок. Для вырожденных систем, как было показано Н.Н.Боголюбовым<sup>/1/</sup>, взаимодействие может приводить к появлению в свободном лагранжиане членов, изначально не присутствующих в нем. При этом ключевую роль играет уравнение компенсации Боголюбова.

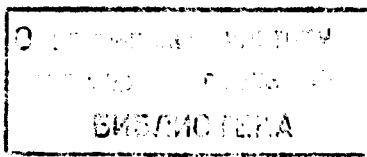
Наибольший интерес в этом отношении вызывает изучение моделей с существенно нелинейным четырехфермионным взаимодействием<sup>/2/</sup>. Анализ билинейных возбуждений спинорного поля и их вакуумных средних вскрыл динамическую природу массовых членов<sup>/3/</sup> и наличие коллективных бозонных мод<sup>/4/</sup>. Однако при этом спинорные частицы рассматривались как элементарные, с затравочным кинетическим членом в полном лагранжиане.

Как будет показано в работе, коллективные спинорные моды могут возникнуть лишь при учете трилинейных возбуждений фундаментальных спинорных полей. Решение уравнения компенсации Боголюбова для трилинейных возбуждений фундаментального спинорного поля приводит к самосогласованному появлению кинетического члена, даже если мы исходим лишь из четырехфермионного взаимодействия. Этот результат мы получим в однопетлевом приближении для функций Грина коллективных полей.

Таким образом, все физические поля - фермионные и бозонные - со всеми атрибутами свободных частиц возникнут как коллективные возбуждения фундаментального спинорного поля. Поэтому основой для построения теории частиц может служить лишь лагранжиан взаимодействия, а не свободно распространяющиеся поля.

## II. ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫЙ ЛАГРАНЖИАН И КОЛЛЕКТИВНЫЕ БОЗОННЫЕ ПОЛЯ

В качестве фундаментального поля теории выберем вейлевский спинор  $\Psi$ , единственное нетривиальное самодействие без производных которого имеет вид



$$\mathcal{L} = -\lambda_0 \bar{\Psi} \sigma_\mu \Psi \cdot \bar{\Psi} \sigma^\mu \Psi, \quad /2.1/$$

где  $\sigma_\mu$  - матрицы Паули.

Производящий функционал Z выражается через континуальный интеграл по антикоммутирующим спинорным полям

$$Z = \int D\Psi D\bar{\Psi} \exp\{i \int \mathcal{L}(x) d^4x\}. \quad /2.2/$$

Поэтому ненулевой вклад в Z дает лишь антисимметризованная часть /2.1/ <sup>5</sup>:

$$\text{Asym}(\mathcal{L}) = -\frac{2}{3} \lambda_0 \left(\frac{1}{2} [\bar{\Psi}, \sigma_\mu \Psi]\right)^2 - \frac{\lambda_0}{3} \{\bar{\Psi} \sigma_2 \bar{\Psi}, \Psi \sigma_2 \Psi\}. \quad /2.3/$$

Взаимодействия "ток x ток" в /2.3/ линеаризуются с помощью введения коллективных полей: векторного -  $V_\mu$  и комплексного /псевдо/ скалярного поля - B,

$$\mathcal{L} = \frac{M_0^2}{4} (B^* B + V_\mu^2) - \frac{e_0}{2} (\Psi \bar{\Psi}) \begin{pmatrix} \sigma_2 B & -\sigma_\mu^T V^\mu \\ \sigma_\mu V^\mu & \sigma_2 B^* \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi \\ \bar{\Psi} \end{pmatrix}, \quad /2.4/$$

где константы  $e_0$  и  $M_0$  связаны соотношением  $\lambda_0 = \frac{3}{2} \frac{e_0^2}{M_0^2}$ .

Нас будет интересовать нетривиальное решение уравнений компенсации Боголюбова для векторного поля  $V_\mu$  <sup>6</sup>. Случай с ненулевым вакуумным средним поля B приводит к возникновению масс и рассмотрен в <sup>7</sup>.

Свободный затравочный лагранжиан для спинорного поля с отличным от нуля вакуумным средним векторного поля

$$n_\mu = e_0 \langle V_\mu \rangle_0 \quad /2.5/$$

выберем в виде

$$\mathcal{L}_0^F = \frac{1}{2} (\Psi \bar{\Psi}) \begin{pmatrix} 0 & p^T + n^T \\ p - n & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi \\ \bar{\Psi} \end{pmatrix}. \quad /2.6/$$

В третьем разделе будет показано, что такой выбор является самосогласованным. Уравнение компенсации Боголюбова для  $n_\mu$

$$n_\mu = \frac{2}{3} \lambda_0 i \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \left\{ \frac{(p-n)_\mu}{(p+n)^2} - \frac{(p-n)_\mu}{(p-n)^2} \right\} \quad /2.7/$$

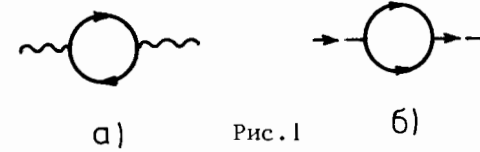
следует из уравнения движения для векторного поля

$$M_0^2 V_\mu(x) = e_0 [\bar{\Psi}(x), \sigma_\mu \Psi(x)] \quad /2.8/$$

после усреднения его по вакуумному состоянию. При этом произведение полей в правой части /2.8/ определено симметричным по времени образом <sup>8</sup>:

$$A(x) \cdot B(x) = \lim_{\xi \rightarrow 0 (\xi^2 > 0)} A(x + \xi) \cdot B(x - \xi).$$

Свободные части лагранжиана для полей  $V_\mu$  и B в низшем порядке теории возмущений возникнут из поляризационных диаграмм а/ и б/ соответственно /рис.1/.



$$\Pi_{\mu\nu}(q) = \frac{M_0^2}{2} g_{\mu\nu} - \frac{ie_0^2}{2} \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Sp} \{ S(p) \sigma_\mu S(p-q) \sigma_\nu - S(-p) \sigma_\nu S(q-p) \sigma_\mu \}. \quad /2.9a/$$

$$\Lambda(q) = \frac{M_0^2}{4} + ie_0^2 \int \frac{d^4p}{(2\pi)^4} \text{Sp} \{ S(p) \sigma_2 S^T(q-p) \sigma_2 \}. \quad /2.9б/$$

где  $S(p) = i \frac{(p_0 - n_0) + (\vec{p} - \vec{n}) \vec{\sigma}}{(p - n)^2}$  - затравочный пропагатор спинорного поля.

Используя процедуру перенормировки <sup>9</sup>

$$B_R = B \sqrt{Z}, \quad V_R^\mu = V^\mu \sqrt{Z_V}, \quad /2.10a/$$

$$e_R^2 = e_0^2 Z_V, \quad /2.10б/$$

где

$$Z = \frac{1}{2} e_0^2 C, \quad Z_V = \frac{2}{3} e_0^2 C, \quad /2.11/$$

$C = \text{Reg} \left[ -\frac{i}{(2\pi)^4} \int \frac{d^4p}{p^4} \right]$  - регуляризованное значение расходящегося

интеграла, и уравнение компенсации /2.7/ в низшем порядке по  $e_R^2$ , получим эффективный свободный лагранжиан для коллективных полей  $V_R^\mu$  и  $B_R$ :

$$\mathcal{L}_0^B = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + |\partial_\mu B_R - 2in_\mu B_R|^2 + \mu^2 B_R^* B_R. \quad /2.12/$$

Здесь  $F_{\mu\nu} = \partial^\mu V_R^\nu - \partial^\nu V_R^\mu$  - калибровочно-инвариантный тензор векторного поля  $V_R^\mu$ , а  $\mu^2 = M_0^2 / Z_V$  - перенормированное значение затравочного массового параметра  $M_0^2$ .

Пропагатор для поля В

$$D(q) = i \frac{1}{(q - 2n)^2 + \mu^2} \quad /2.13/$$

имеет тахионный полюс, который исчезает при спонтанном нарушении симметрии /7/.

Дифференцирование обеих частей уравнения /2.5/ приводит к выбору калибровочного условия Лоренца

$$\langle \partial_\mu V^\mu \rangle_0 = 0 \quad /2.14/$$

и к поперечному виду для пропагатора векторного поля

$$D_{\mu\nu}^{\text{tr}}(q) = -i \frac{g_{\mu\nu} - q_\mu q_\nu / q^2}{q^2} \quad /2.15/$$

Заметим, что уравнение /2.5/ с постоянным вектором  $p_\mu$  и порожденное им условие Лоренца естественно возникают из уравнения компенсации /2.7/ и служат для устранения нефизических степеней свободы, т.е. выделения неприводимых представлений по группе Пуанкаре. В свою очередь, антисимметризация, использованная в /2.3/, и введение коллективных переменных дают нам в явном виде разбиение прямого произведения спиноров на неприводимые представления по группе Лоренца. Таким образом, действуя в рамках предложенного выше метода квантования с помощью функционального интеграла, мы приходим к понятию физической частицы.

### III. УРАВНЕНИЕ КОМПЕНСАЦИИ ДЛЯ СПИНОРНОГО ПОЛЯ

В этом разделе мы обоснуем использование /2.6/ в качестве свободного лагранжиана спинорного поля. Для этого согласно методу квазисредних Боголюбова /1/ мы должны переписать лагранжиан /2.4/ в виде

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0^F + \mathcal{L}_0^B + \mathcal{L}_{\text{int}} \quad /3.1/$$

где

$$\mathcal{L}_{\text{int}} = \mathcal{L} - \mathcal{L}_0^F - \mathcal{L}_0^B \quad /3.2/$$

Самосогласованный выбор  $\mathcal{L}_0^F$  должен приводить к отсутствию радиационных поправок, обусловленных взаимодействием /3.2/ в свободном лагранжиане. В низшем порядке теории возмущений вклад в собственную энергию спинорного поля

$$\begin{aligned} \Sigma(q) = & i e_R^2 \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} \mathcal{D}_{\mu\nu}^{\text{tr}}(p) \sigma^\mu S(q-p) \sigma^\nu - \\ & - i \frac{4e_R^2}{3} \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} D(q+p) \sigma_2 S^T(p) \sigma_2 \end{aligned} \quad /3.3/$$

дается диаграммами /рис.2/



Рис.2

При этом уравнение компенсации имеет вид

$$\Sigma(q) \Big|_{e_R^2=0} = \not{q} - \not{m} \quad /3.4/$$

Как следует из условий нормировки /2.10б/ и /2.11/, регуляризованное значение логарифмически расходящегося интеграла пропорционально обратному квадрату перенормированного заряда

$$C = \frac{3}{2} - \frac{1}{e_R^2} \quad /3.5/$$

Поэтому вклад в левую часть /3.4/ дадут лишь расходящиеся интегралы. Из соотношения /3.5/ следует также, что произвол в определении регуляризованного значения расходящегося интеграла приводит к принципиальной невозможности получить в рамках этого метода величину физического заряда. Она должна быть определена из физических соображений.

Диаграммы на рис.1 указывают на коллективную природу бозонов, которые состоят из билинейных комбинаций спинорных полей. В свою очередь, свободный лагранжиан спинорного поля /2.6/, как видно из рис.2 и уравнения /3.4/, должен быть получен при учете трилинейных возбуждений фундаментального спинорного поля. Статистика Ферми-Дирака позволяет построить лишь одну составную спинорную частицу в  $\bar{\Psi} \times \Psi \times \Psi$ -канале, что соответствует диаграмме с обменом скалярным бозоном /рис.2б/. Непосредственное вычисление этой диаграммы /второй член в правой части /3.3// действительно удовлетворяет требованию /3.4/ отсутствия радиационных поправок. Обмен поперечным векторным бозоном не может привести к образованию спинорной частицы и не должен давать вклада в уравнение /3.4/. Это объясняет известный результат об отсутствии расходимости в собственной энергии фермиона при выборе поперечной калибровки.

Еще раз обратим внимание на тот факт, что отсутствие продольной поляризации векторной частицы, которая могла бы дать ненулевой вклад в левую часть /3.4/, автоматически следует из уравнения компенсации /2.7/.

Итак, мы показали, что исходя лишь из единственного самодействия фундаментального спинорного поля /2.1/ удастся построить физические фермионные и бозонные поля. Кинетические члены этих полей возникают самосогласованным образом из радиационных поправок. При этом, благодаря одинаковой структуре расходящихся

выражений для функций Грина, получена связь между константами перенормировки коллективных полей /2.11/, что может быть особенно важным при изучении объединенных моделей.

Авторы выражают искреннюю признательность А.Д.Донкову, В.Г.Кадышевскому и М.Д.Матееву за постоянное внимание к работе и плодотворные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. ОИЯИ, Д-781, Дубна, 1961.
2. Гейзенберг В. Введение в единую полевую теорию элементарных частиц, "Мир", М., 1968.
3. Nambu Y., Jona-Lasinio G. Phys.Rev., 1961, v. 122, No.1, p. 345-358;  
Вакс В.Г., Ларкин А.И. ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып.1, с. 282-358.  
Арбузов Б.А., Тавхелидзе А.Н., Фаустов Р.Н. ДАН СССР, 1961, т. 139, №2, с. 345-347.
4. Eguchi T. Phys.Rev., 1976, v. D14, No.10, p. 2755-2763.
5. Чижов М.В. ТМФ, 1982, т. 51, №2, с. 218-223.
6. Bjorken J.D. Ann.Phys., 1963, 24, p. 174-187;  
Guralnik G.S. Phys.Rev., 1964, 136, No.5B, p. 1404-1416.
7. Chizhov M.V. Phys.Lett., 1981, 104B, p. 449.
8. Schwinger J. Phys.Rev., 1951, v. 82, p. 664.
9. Bender C.M., Cooper F., Guralnik G.S. Ann.Phys., 1977, v. 109, p. 165.

Рукопись поступила в издательский отдел  
16 декабря 1982 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

Д3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
Д13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
Д1,2-12036	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
Д1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
Д11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
Д4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
Д4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
Д2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
Д10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
Д1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
Д17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
Д1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
Р18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
Д2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
Д9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
Д3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

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

**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

Чижов А.В., Чижов М.В.

P2-82-867

О динамической природе кинетических членов

В однопетлевом приближении показано, что локальное самодействие спинорного кирального поля приводит к самосогласованному появлению кинетических членов у коллективных полей.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт объединенного института ядерных исследований. дубна 1982

Chizhov A.V., Chizhov M.V.

P2-82-867

On the Dynamic Origin of the Kinetic Terms

In the one-loop approximation it is shown that the local self-interaction of the chiral spinor field gives rise to kinetic terms for collective fields in a self-consistent manner.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1982

Перевод авторов.