сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-85-10

Д.И.Казаков

АНОМАЛИИ И СУПЕРСИММЕТРИЯ

Доклад на 21 сессии секции Ученого совета ОИЯИ
по теоретической физике

1985

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время появился ряд работ, в которых утверждается, что суперсимметричным калибровочным теориям присущи так называемые аномалии, делающие квантовые версии таких теорий, вообще говоря, несамосогласованными /1,2/. Цель настоящего доклада состоит в обсуждении возникших проблем и в выяснении ошибочности указанных утверждений об аномальности суперсимметрии.

Под аномалиями обычно понимается нарушение какого-либо соотношения, например, сохранения тока или тождества Уорда, вытекающего из свойств симметрии классической теории. Квантовые аномалии являются проявлением глубокой структуры перенормировок в квантовой теории поля. Хорошо известными примерами квантовой аномалии являются аномалия следа тензора энергии-импульса /3/ или аксиальная аномалия Адлера-Белла-Джакива /4/. Характерным признаком аномалии является невозможность устранения ее переопределением каких-либо величин или параметров. Поскольку в дальнейшем нам придется вернуться к аксиальной аномалии в СС-теориях, остановимся на ней более подробно.

1. АКСИАЛЬНАЯ АНОМАЛИЯ /5/

Рассмотрим КЭД. Определим векторный и аксиально-векторный токи $j_\mu = \bar\psi\gamma^\mu\psi$ и $j_\mu^5 = \bar\psi\gamma^\mu\gamma^5\psi$. В классической теории уравнения движения приводят к сохранению или частичному сохранению тока:

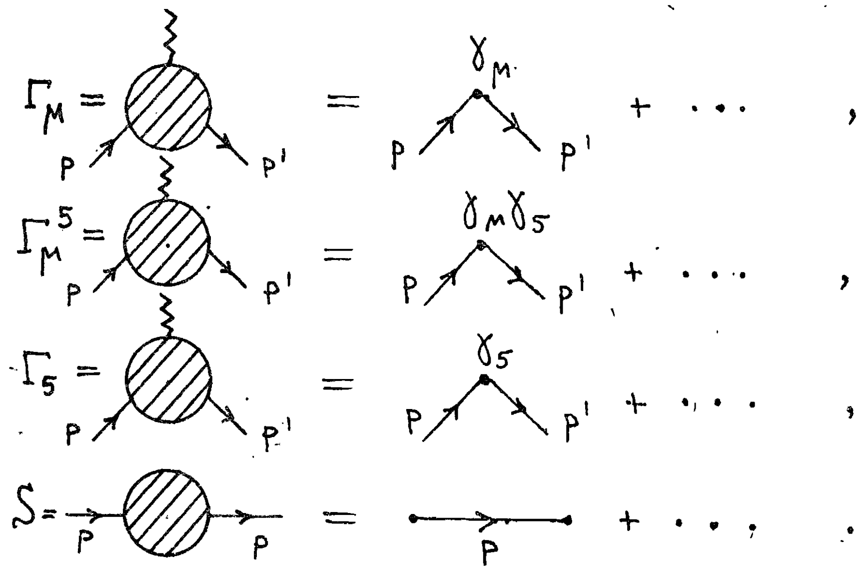
$$\partial_\mu j_\mu = 0\,, \quad \partial_\mu j_\mu^5 = 2imj^5\,, \qquad /1/$$

где $j_5 = \bar\psi\gamma^5\psi$. С другой стороны, как следствие калибровочной инвариантности, векторная и аксиальная вершины удовлетворяют тождествам Уорда

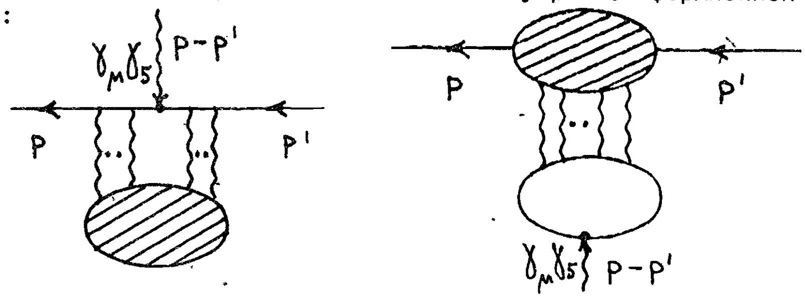
$$(p-p')^\mu \Gamma_\mu(p,p') = S^{-1}(p) - S^{-1}(p')\,, \qquad /2/$$

$$(p-p')^\mu \Gamma_\mu^5(p,p') = 2m\Gamma^5(p,p') + S^{-1}(p)\gamma^5 + \gamma^5 S^{-1}(p')\,, \qquad /3/$$

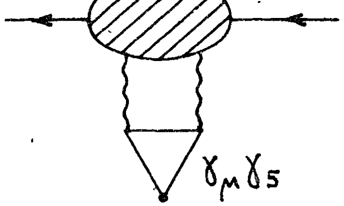
где Γ_μ, Γ_μ^5 и Γ^5 - векторная, аксиальная и псевдоскалярная вершины соответственно, а S - фермионный пропагатор:



Если посмотреть, как тождества /2/, /3/ удовлетворяются в теории возмущений, то мы обнаружим, что некоторые диаграммы потребуют регуляризации вследствие наличия ультрафиолетовых расходимостей. Если регуляризация калибровочно-инвариантна, то векторное тождество Уорда выполняется в каждом порядке ТВ. Для аксиального же тождества существуют два типа диаграмм, когда аксиальный ток стоит в выходящей линии или во внутренней фермионной петле:



Для первого типа диаграмм тождество /3/ выполняется, а для второго - существует одна, - знаменитая треугольная диаграмма - где оно нарушается вследствие линейной расходимости возникающего интеграла



В результате возникает следующая модификация уравнений /1/ и /3/:

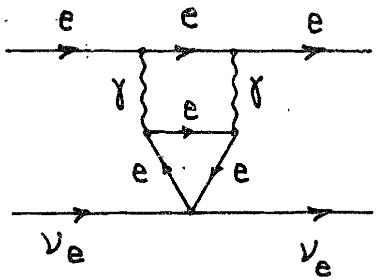
$$\partial_\mu j_\mu^5 = 2imj^5 + \frac{\alpha}{4\pi} F_{\mu\nu} F_{\rho\sigma} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} , \qquad /4/$$

$$(p-p')\Gamma_\mu^5(p,p') = 2m\Gamma^5(p,p') + S^{-1}(p)\gamma^5 + \gamma^5 S^{-1}(p') - i\frac{\alpha}{4\pi} F(p,p'), \qquad /5/$$

где $F(p,p')$ - вершина со вставкой оператора $F\tilde{F}$. Самым существенным здесь является даже не само нарушение тождества Уорда, а тот факт, что, производя вычитание треугольной аномалии и добиваясь выполнения "нормальных" тождеств Уорда для аксиальной вершины, мы тем самым нарушаем условие сохранения векторного тока. Иначе говоря , невозможно одновременно удовлетворить условию сохранения векторного и аксиального токов. Нарушение сохранения аксиального тока можно получить и в x-пространстве при аккуратном вычислении матричного элемента от дивергенции аксиального тока.

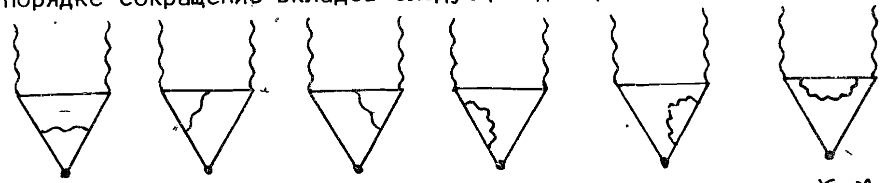
2. СЛЕДСТВИЯ АКСИАЛЬНОЙ АНОМАЛИИ

Зададимся вопросом: к каким следствиям приводит наличие аксиальной аномалии? Оказывается, что из-за треугольной диаграммы обычные ультрафиолетовые перенормировки векторной вершины не устраняют всех расходимостей из аксиальной вершины. Это может иметь губительные последствия для перенормируемости всей теории. Сравним, например, два процесса упругого рассеяния в стандартной модели типа ток×ток /то же самое справедливо и в модели Глэшоу-Вайнберга-Салама/: $\nu_e + e \to \nu_e + e$ и $\nu_\mu + e \to \nu_e + \mu$. Графически в низшем порядке они отличаются одной диаграммой, содержащей треугольную аномалию



В результате после перенормировок амплитуда $\nu_\mu e$-рассеяния имеет конечные радиационные поправки, а амплитуда $\nu_e e$-рассеяния расходится. Это приводило к неперенормируемости теории и являлось серьезной проблемой $SU_L(2)xU(1)$ модели до введения c-кварка. Замечательным образом c-кварк, введенный Глэшоу, Иллиопулосом и Майани /6/ для подавления нейтрального тока, изменяющего странность, приводит к взаимной компенсации вкладов кварков и лептонов первых двух поколений в треугольную аномалию. Тем самым аномалии играют и свою положительную роль при выборе модели.

Мы не будем останавливаться на известных низкоэнергетических особенностях алгебры токов, где аксиальная аномалия также имеет полезное приложение, описывая распад пиона $\pi^0 \to 2\gamma$ [5]. Подчеркнем лишь одну характерную особенность аксиальной аномалии: полученные формулы /4/, /5/ являются точными во всех порядках ТВ, т.е. не имеют радиационных поправок. Более строго это утверждение звучит так: существует такая схема перенормировок /и она была построена явно/, что радиационные поправки к аксиальной аномалии отсутствуют. Последнее утверждение составляет предмет теоремы Адлера-Бардина [7]. Графически это означает в низшем порядке сокращение вкладов следующих диаграмм:



$\gamma_\mu\gamma_5$ $\gamma_\mu\gamma_5$ $\gamma_\mu\gamma_5$ $\gamma_\mu\gamma_5$ $\gamma_\mu\gamma_5$ $\gamma_\mu\gamma_5$

что было проверено непосредственным вычислением. Теорема Адлера-Бардина справедлива и в неабелевых теориях. Она имеет важное следствие: если аномалия компенсируется в низшем порядке, она не появится и в дальнейшем.

3. СУПЕРСИММЕТРИЯ

Обратимся теперь к суперсимметрии. Здесь следует различать два вопроса: 1/ аномальна ли суперсимметрия, т.е. существуют ли аномалии в СС тождествах Уорда и 2/ что происходит с известными аномалиями в СС теориях. В упоминаемых ранее работах утверждалось, что 1/ суперсимметрия аномальна, т.е. в результате квантовых поправок происходит либо нарушение СС тождеств, либо унитарности [1] и 2/ существует противоречие между теоремой АБ и аномалией супертока [2]. Наша задача состоит в опровержении этих двух утверждений.

Рассмотрим минимальную СС теорию, определяемую действием [8]

$$S = \int d^Dx \{ -\frac{1}{4} F^a_{\alpha\beta}F^a_{\alpha\beta} + i\bar\lambda^a \Gamma^\alpha D^{ab}_\alpha \lambda^b \}, \qquad /6/$$

где размерность пространства D принимает значения, равные $D = 4,6,10$, что соответствует $N = 1,2$ и 4 /расширенной/ суперсимметрии. При этом число бозонных и фермионных степеней свободы равны друг другу

$$D - 2 = 2^{\frac{D}{2} - 1(2)}, \qquad D = 4,6(10).$$

Переход к пространству размерности 4 осуществляется посредством размерной редукции. При этом из D векторных полей выделяется 4 векторных и $D-4$ скалярных и псевдоскалярных. В результате действие принимает вид:

$$S = \int d^4x [-\frac{1}{4} F^a_{\mu\nu}F^a_{\mu\nu} + \frac{1}{2} D^{ab}_\mu \phi^b_i D^{ac}_\mu \phi^c_i +$$

$$+ i\bar\lambda^a\gamma_\mu D^{ab}_\mu \lambda^b + iy\bar\lambda^a_k\gamma_j \epsilon^{abc}\phi^b_j\lambda^c_k - \qquad /7/$$

$$- \frac{1}{4} h_1(\phi^a_i\phi^a_i)^2 + \frac{1}{4} h_2(\phi^a_i\phi^a_j)^2].$$

причем СС соответствуют следующие значения констант юкавского и четверного взаимодействий: $y^2 = h_1 = h_2 = g^2$ /для определенности скалярный потенциал ограничен случаем $SU(2)$ калибровочной симметрии/. Мы специально выбрали константы связи произвольными, чтобы изучить их эволюцию и посмотреть, сохранится ли их равенство /что является следствием СС тождеств Уорда/в квантовом случае. Для этого прежде всего понадобится использовать некоторую регуляризацию.

4. РЕГУЛЯРИЗАЦИЯ

Весьма удобной для вычислений является размерная регуляризация [9]. Она калибровочно-инварианта и сохраняет унитарность, однако при переходе от размерности 4 к $4-2\epsilon$, нарушается равенство бозонных и фермионных степеней свободы, и тем самым СС. В результате константы связи различных взаимодействий становятся уже не равными друг другу. Как выход из этого положения, была предложена модификация обычной размерной регуляризации /ОРР/, так называемая регуляризация с помощью размерной редукции /РРР/ [10]. Суть ее состоит в добавлении 2ϵ скалярных полей для обеспечения баланса степеней свободы. При этом СС сохраняется, хотя, как было установлено позднее [11], лишь в низших порядках ТВ. Однако возникает вопрос - сохранится ли при этом унитарность, т.е. обращается ли в нуль амплитуда перехода из физических полей в ϵ-скаляры. Механизм нарушения унитарности связан с наличием расходимостей, т.е. вкладов $\approx 1/\epsilon$. При умножении на число ϵ-скаляров (ϵ) получается конечная амплитуда в пределе $\epsilon \to 0$. Этого, однако, не происходит, если все расходимости устранены в рамках, например, ОРР, а затем переход к РРР осуществляется посредством конечных преобразований перенормировки зарядов и полей. Задача так и была поставлена [1]: выяснить, существует ли конечное преобразование, связывающее ОРР и РРР. ОРР унитарна, но не суперсимметрична, РРР суперсимметрична, однако, возможно, не унитарна. Если такое преобразование существует, то не возникает противоречия между унитарностью и СС.

Проверка может быть осуществлена двумя способами:

1/ Приравнять в двух схемах перенормировки схемно-инвариантные величины. Например, инвариантные заряды Боголюбова-Ширкова[12]. В данном случае существует 4 вида зарядов:

$$\bar{g}^2 = g^2 \Gamma^2_{AAA} D^3_A, \quad \bar{y}^2 = y^2 \Gamma^2_{\bar{\psi}\psi A} S^2_{\psi} D_A, \quad \bar{h}_{1,2} = h_{1,2}\, \Gamma_{\phi\phi\phi\phi} D^2_{\phi}, \qquad /8/$$

где Γ - суть сильносвязные вершины, а S и D - пропагаторы полей. Такое приравнивание в однопетлевом приближении приводит к следующим соотношениям между зарядами /индексы 0 и P относятся к ОРР и РРР соответственно/:

$$g_0 = g_P\left(1-\frac{2}{3}g_P\right), \quad y_0 = y_P, \quad h_{10} = h_{1P}(1-6h_{1P}+4h_{2P}), \quad h_{20} = h_{2P}(1+2h_{2P}). \qquad /9/$$

Отсюда, учитывая, что при РРР СС сохраняется, т.е. существует равенство $g_P = y_P = h_{1P} = h_{2P}$, получаем в ОРР [13,14]

$$\left.\begin{aligned} g_0 &= y_0\left(1-\frac{2}{3}y_0\right), \\ h_{10} &= y_0(1-2y_0), \\ h_{20} &= y_0(1+2y_0). \end{aligned}\right\} + O(y_0^3). \qquad /10/$$

2/ Равенства /10/ можно получить независимо в схеме ОРР, вычисляя 2-петлевые β-функции. Такое вычисление дает:

$$\beta_g^{(1)} = (D-10)g^2, \quad \beta_y^{(1)} = (D+2)y^2 - 12yg,$$

$$\beta_{h_1}^{(1)} = (3D-4)h_1^2 - 2Dh_1h_2 + 3h_2^2 - 12gh_1 + 3g^2 + 2(D-2)yh_1 - 2(D-2)y^2, \qquad /11/$$

$$\beta_{h_2}^{(1)} = 12h_1h_2 - (D+3)h_2^2 - 12gh_2 - 3g^2 + 2(D-2)yh_2.$$

Отсюда легко проверяется равенство зарядов в низшем приближении в ОРР и РРР. В двухпетлевом приближении имеем [13,14]

$$\beta_g^{(2)} = -2(D-10)(D-6)y^3, \quad \beta_y^{(2)} = -2(D-10)(D-6)y^3 - 8\theta y^3,$$

$$\beta_{h_1}^{(2)} = -2(D-10)(D-6)y^3 + 12(D-2)\theta y^3, \qquad /12/$$

$$\beta_{h_2}^{(2)} = -2(D-10)(D-6)y^3 + 4(D-2)\theta y^3,$$

где $\theta = \begin{cases} 1 \text{ для ОРР} \\ 0 \text{ для РРР.} \end{cases}$

Используя теперь равенства типа

$$\beta\,[g(y)] = \beta\,[y, g(y)]\,\frac{dg(y)}{dy},$$

из /11/, /12/ получаем равенства /10/. Они одинаково справедливы для $D = 6$ и 10, т.е. для $N = 2$ и 4 расширенной СС. Конечные формулы пересчета, полученные двумя способами, совпадают. Таким образом, никакой аномалии не наблюдается [13-15].

5. УСЛОВИЯ САМОСОГЛАСОВАНИЯ

Отсутствие СС аномалий в калибровочных теориях может быть установлено и в общем случае, но более формально. Это связано с решением так называемых условий самосогласования Весса и Зумино [16]. Поясним это на более простом примере калибровочной симметрии [17]. Лагранжиан состоит из трех частей:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{inv} + \mathcal{L}_{gauge} + \mathcal{L}_{ghost}. \qquad /13/$$

Рассмотрим производящий функционал для сильносвязных функций Грина Г. Вариация этого функционала под действием генератора калибровочных преобразований определяется последними слагаемыми в /13/:

$$\delta_\Lambda \Gamma = \langle \delta\mathcal{L}_{gauge}\rangle + \langle \delta\mathcal{L}_{ghost}\rangle = G(\Lambda), \qquad /14/$$

где Λ - локальный калибровочный параметр, а $G(\Lambda)$ - вершинная функция со вставками операторов $\delta\mathcal{L}$. Алгебра генераторов калибровочного преобразования

$$[\delta_\Lambda, \delta_{\Lambda'}] = \delta_{\Lambda\times\Lambda'}, \qquad /15/$$

будучи примененной к функционалу Γ, дает условие самосогласования для G:

$$\delta_\Lambda G(\Lambda') - \delta_{\Lambda'} G(\Lambda) = G(\Lambda\times\Lambda'). \qquad /16/$$

Если единственным решением условия /16/ является

$$G(\Lambda) = \delta_\Lambda F, \qquad /17/$$

где F есть локальный функционал, то сдвигом на F мы добиваемся выполнения условия

$$\delta_\Lambda \tilde{\Gamma} = 0, \quad \text{где} \quad \tilde{\Gamma} = \Gamma - F, \qquad /18/$$

т.е. аномалия устраняется. Таким образом, истинная аномалия являет собой решение условия самосогласования, не представимое в виде /17/. В случае калибровочной симметрии она отсутствует. В случае $U_A(1)$ симметрии, которая, как мы знаем, аномальна, решение условия /16/ имеет вид

$$G(a) = \frac{a g^2}{32\pi^2} \int d^4x \, F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} .$$

В случае же СС, где алгебра заметно сложнее, чем /15/, имеем целую систему уравнений самосогласования. Анализ показал [/17/], что решение системы всегда может быть сведено к вариации локального функционала. Отсюда следует утверждение, что СС не аномальна.

Такое доказательство неаномальности СС не опирается на какую-либо конкретную регуляризацию. Переход от одной схемы к другой выражается в конечном изменении локального функционала F /локальные конечные контрчлены/. Тем не менее, явная проверка вычислением, что было проделано выше, представляется не лишней.

6. АНОМАЛИЯ СУПЕРТОКА

Вернемся теперь к аксиальной аномалии и посмотрим, что с нею происходит в СС теориях. По аналогии с аксиальным током здесь можно ввести так называемый суперток [/18/]. Его дивергенция в классическом случае равна нулю, а в квантовом - содержит аномальное слагаемое. В данном случае нам будет удобно использовать суперполевые $N=1$ обозначения. Действие для $N=1$ СС теории имеет вид [/18/]

$$S = \frac{1}{4g^2} \mathrm{Tr} \int d^4x \, d^2\theta \, W^{\alpha} W_{\alpha} + \mathrm{h.c.}, \qquad /19/$$

где суперполе W_α разлагается по компонентам

$$W_\alpha = i\bar{D}^2 (e^{-V} D_\alpha e^V) = \lambda_\alpha + F_{\alpha\beta}\theta^{\beta}_{\alpha} + D\theta_\alpha + D_{\alpha\dot{\beta}} \bar{\lambda}^{\dot{\beta}} \theta^2 . \qquad /20/$$

Суперток выражается через W_α

$$J_{\alpha\dot{\alpha}} = \bar{W}_{\dot{\alpha}} W_\alpha \qquad /21/$$

и имеет своими компонентами аксиальный ток J^5_μ, суперсимметричный ток $S_{\mu\alpha}$ и тензор энергии-импульса $\theta_{\mu\nu}$. Классическое условие сохранения тока $D^{\dot{\alpha}} J_{\alpha\dot{\alpha}} = 0$ имеет в квантовом случае аномалию

$$\bar{D}^{\dot{\alpha}} J_{\alpha\dot{\alpha}} = \frac{1}{3} \frac{B(a)}{a} D_\alpha [W^2] . \qquad /22/$$

Проекция равенства /22/ на компоненты дает аномалию аксиального тока

$$\partial_\mu J^5_\mu = \frac{1}{3} \frac{B(a)}{a} [F_{\mu\nu} \tilde{F}_{\mu\nu} + 2\partial_\mu J^5_\mu] , \qquad /23/$$

где $B(a)$ - точная β-функция в некоторой СС схеме перенормировки. Другие проекции дают соответственно аномалию суперсимметричного тока $\gamma_\mu S_{\mu\alpha}$ и следа тензора энергии-импульса $\theta_{\mu\mu}$.

Аномалия супертока /22/, /23/, на первый взгляд, противоречит теореме Адлера-Бардина /4/ при $m=0$, ибо содержит вклады от всех порядков ТВ. Более того, как показало прямое вычисление [/19,21/], аномальная размерность тока АБ $\gamma(j^5_\mu) = 0(\alpha^2) \neq 0$, в то время как аномальная размерность компоненты супертока $\gamma(J^5_\mu) = 0$. Последнее равенство следует из того, что аномальная размерность тензора энергии-импульса $\gamma(\theta_{\mu\nu}) = 0$, а компоненты одного супермультиплета имеют одинаковую аномальную размерность. Попытка разрешить оба возникших противоречия доумножением тока АБ на константу, не привело к успеху. На этом основании был сделан вывод [/2/] о том, что аномалии не суперсимметричны, т.е. не принадлежат одному супермультиплету.

Однако корень противоречия состоит в использовании различных схем перенормировки. Схема, удовлетворяющая теореме АБ, не сохраняет СС и, наоборот, СС-схема не удовлетворяет теореме АБ. Квантовые операторы в двух схемах не совпадают, но связаны конечными мультипликативными преобразованиями [/20/]:

$$\begin{pmatrix} \partial_\mu j^5_\mu(A) \\ F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}(A) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11}(A) & 0 \\ S_{21}(A) & S_{22}(A) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \partial_\mu j^5_\mu(a) \\ F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}(a) \end{pmatrix} , \qquad /24/$$

где $A \equiv \alpha_{CC} N/2\pi$ и $a \equiv \alpha_{АБ} N/2\pi$ суть перенормированные заряды, причем $A = Z(A)a$. С учетом /24/ условие совместности уравнений /4/ и /23/ принимает вид

$$B(A) = -\frac{3A^2}{2} \frac{S_{11}}{S_{22} Z} \left(1 - A \frac{S_{11} + \frac{1}{2} S_{21}}{S_{22} Z}\right)^{-1} , \qquad /25/$$

причем $B(A) = -\frac{3A^2}{2}(1 + A + \dots)$.

Для нахождения матрицы $\hat{S}$ рассмотрим уравнения ренормгруппы, которым удовлетворяют квантовые операторы в обеих схемах. Имеем:

$$\left[\mu \frac{\partial}{\partial\mu} + \beta(a) \frac{\partial}{\partial a} - \hat{\gamma}(a) \right] \begin{pmatrix} \partial_\mu j^5_\mu(a) \\ F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}(a) \end{pmatrix} = 0 , \qquad /26/$$

$$[\mu \frac{\partial}{\partial \mu} + B(A) \frac{\partial}{\partial A} - \hat{\Gamma}(A)] \begin{pmatrix} \partial_\mu J^5_\mu(A) \\ F_{\mu\nu}\tilde{F}_{\mu\nu}(A) \end{pmatrix} = 0, \qquad /27/$$

где матрицы аномальных размерностей $\hat{\gamma}$ и $\hat{\Gamma}$ определяются из условия ренорм-инвариантности аномалий. Это дает

$$\hat{\gamma} = \begin{pmatrix} \gamma_{11} & 0 \\ -\frac{2\gamma_{11}}{a} & -\frac{\beta(a)}{a} \end{pmatrix}, \quad \hat{\Gamma} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ -2A(\frac{B}{A})' & -A(\frac{B}{A})' \end{pmatrix}. \qquad /28/$$

Из уравнений /26/, /27/ и /24/ для матрицы $\hat{S}$ получаем уравнение

$$B(A)\frac{d\hat{S}}{dA} = \hat{\Gamma}\hat{S} - \hat{S}\hat{\gamma} \qquad /29/$$

с начальным условием $\hat{S}(0) = 1$. Его решение имеет вид [20]

$$S(A) = \begin{pmatrix} e & 0 \\ \frac{2B_0 A}{B(A)}(1-e) - 2e & \frac{B_0 A^2}{B(A)Z(A)} \end{pmatrix}, \qquad /30/$$

где $B_0 = -3/2$ есть первый коэффициент разложения β-функции, а $e \equiv \exp(-\int_0^A \gamma_{11}(Z^{-1}\cdot A)/B(A)dA)$. При этом учтена связь между β-функциями двух схем

$$\frac{\beta(a)}{a} = \frac{B(A)}{A}(1 - \frac{Z'}{Z}A). \qquad /31/$$

Подставляя /30/ в /25/, убеждаемся, что уравнение /25/ удовлетворяется тождественно для любых γ_{11}, B и Z во всех порядках ТВ [20].

Таким образом, противоречия между аномалией супертока и теоремой Адлера-Бардина не существует. Аксиальные аномалии взаимно согласованы, аномальные размерности двух токов - различны.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сформулируем в заключение некоторые выводы:

1/ Суперсимметрия сама по себе не аномальна.

2/ Аномалии супертока образуют супермультиплет аномалий и не разрушают суперсимметрию.

3/ Аномалии не создают проблем для СС феноменологии.

4/ Эстетическая привлекательность суперсимметричных теорий вселяет в нас уверенность в их конечной состоятельности.

Автор признателен Д.В.Ширкову, М.А.Смондыреву, И.В.Полубаринову и М.П.Чавлейшвили за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. van Damme R., 't Hooft G. A Two-Loop Anomaly in Supersymmetric Gauge Theories. Corrected version. Utrecht preprint, June, 1984.
2. Вайнштейн А.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, вып.4, с.161.
3. Collins J.C., Duncan A., Joglekar S.D. Phys.Rev., 1977, D16, p.438.
4. Adler S.L. Phys.Rev., 1969, 177, p.2426; Bell J.S., Jackiw R. Nuovo Cimento, 1969, 60A, p.47.
5. Adler S.L. Perturbation Theory Anomalies. Brandeis Lectures, 1970.
6. Glashow S., Iliopoulos J., Maiani M. Phys.Rev., 1970, D2, p.1285.
7. Adler S.L., Bardeen W.A. Phys.Rev., 1969, 182, p.1517.
8. Brink L., Schwarz J., Scherk J. Nucl.Phys., 1977, B121, p.77; Gliozzi F., Scherk J., Olive D. Nucl.Phys., 1977, B122, p.253.
9. 't Hooft G., Veltman M. Nucl.Phys., 1972, B44, p.189.
10. Siegel W. Phys.Lett., 1979, 84B, p.193.
11. Avdeev L.V., Vladimirov A.A. Nucl.Phys., 1983, B219, p.262.
12. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1957, гл.8.
13. Avdeev L.V., Kazakov D.I., Tarasov O.V. JINR, E2.84-479, Dubna, 1984.
14. Curci G., Paffuti G. Piza Preprint IFUP TH/84m July, 1984.
15. Jack I., Osborn M. Imperial /TH/83-84, Preprint, August, 1984.
16. Wess J., Zumino B. Phys.Lett., 1971, 37B, p.95.
17. Nair V.P., Namazie M.A. On the Absence of Supersymmetry Anomalies in Gauge Theories, Preprint, July, 1984.
18. Grisaru M.T., West P.C. Brandeis University Preprint BRX-TH-141, 1983.
19. Espriu D., Tarrach R. Z.Phys., 1983, C16, p.77.
20. Kazakov D.I. JINR, E2-84-842, Dubna, 1984.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 января 1985 года.