«ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И АТОМНОГО ЯДРА»
2001, ТОМ 32, ВЫП. 7

УДК 539.12.01

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ СУПЕРСИММЕТРИИ И СУПЕРБРАНЫ

Е. А. Иванов, С. О. Кривонос

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Лаборатория теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова

Исходя из концепции частичного спонтанного нарушения глобальной суперсимметрии построены суперполевые уравнения движения $N = 1$, $D = 4$ супермембраны, $D2$- и $D3$-бран из нелинейных реализаций соответствующих суперсимметрий. Найдены суперполевые уравнения $N = 2$ и $N = 4$ теорий Борна–Инфельда в $D = 4$, открыт новый бесконечномерный линейный $N = 4$ супермультиплет, позволивший строить действие $N = 4$, $D = 4$ теории Борна–Инфельда в любом заданном порядке по полям.

The $N = 1$, $D = 4$ supermembrane and $D2$ and $D3$ branes are described within nonlinear realization approach as theories of partial supersymmetry breaking. We constructed superfields equations of motion for $N = 2$ and $N = 4$ Born–Infeld theories in $D = 4$. A new linear $N = 4$ supermultiplet was constructed.

В стандартном подходе Грина–Шварца (ГШ) лагранжианы, описывающие суперструны и супербраны, обладают дополнительными калибровочными симметриями (например репараметризациями на мировом объеме и локальной фермионной κ-симметрией). Присутствие этих калибровочных симметрий, не только неизбежное, а наоборот, абсолютно необходимое в ГШ-подходе, существенно затрудняет задачу нахождения неприводимых физических полей теории и остаточных, наиболее важных симметрий. После полного закрепления репараметризационной и κ-симметрий в теории остаются только поперечные к поверхности браны бозонные координаты и половина фермионных координат исходного пространства, в которое данная брана вложена. При этом исходная суперсимметрия реализуется спонтанно нарушенным образом. Половина суперсимметрий по-прежнему реализуется однородными (хотя в общем случае и нелинейными) преобразованиями, и по отношению к этой ненарушенной суперсимметрии оставшиеся физические степени свободы образуют неприводимые супермультиплеты. Вторая половина суперсимметрий спонтанно нарушена. Она реализована нелинейными и *неоднородными* преобразованиями, причем физические фермионные поля становятся голдстоуновскими, т. е. сдвигаются на нечетные групповые параметры при преобразованиях нарушенной суперсимметриии.

Это общее свойство всех суперсимметричных протяженных объектов легло в основу нового подхода к их описанию, основная идея которого состоит в использовании концепции частичного спонтанного нарушения суперсимметрии как основного принципа построения действий супербран в терминах суперполей на мировом суперобъеме. В подходе нелинейных реализаций такие действия строятся сразу в терминах голдстоуновских суперполей и оказываются по построению инвариантными относительно нелинейно реализованных преобразований спонтанно нарушенных суперсимметрий и линейных однородных преобразований ненарушенной суперсимметрии.

Первым результатом, полученным в рамках такого подхода, явилось построение суперполевых действий скалярной супер 3-браны и «заполняющей пространство» (spacetime-filling) Дирихле 3-браны в $D = 4$ [1]. В серии работ дубненской группы (Б. М. Зупник, Е. А. Иванов, С. О. Кривонос) суперполевой подход к построению действий суперсимметричных протяженных объектов, основанный на идее спонтанного нарушения суперсимметрии, был расширен и успешно применен для построения новых действий.

Частичное спонтанное нарушение $N = 1$, $D = 10$ суперсимметрии и ее размерно-редуцированных версий было рассмотрено в [2]. Основным голдстоуновским суперполем этой системы является $N = 1$, $d = 6$ гипермультиплет, удовлетворяющий связям, нелинейно обобщающим стандартные связи для гипермультиплета. Эти обобщенные связи представляют собой ковариантную суперполевую форму уравнений движения для супер 5-браны типа I в $D = 10$.

Развивая и обобщая результаты, полученные в [2], мы установили, что стандартный формализм нелинейных реализаций оказывается весьма полезным для получения в ковариантной форме уравнений движения и условий неприводимости для голдстоуновских суперполей [3]. В работе [4] суперполевые уравнения движения $N = 1$, $D = 4$ супермембраны и так называемых «заполняющих пространство» $D2$- и $D3$-бран были получены наложением ковариантных связей на соответствующие 1-формы Картана. В то же время в рамках этого формализма построение суперполевых действий довольно затруднено. Ключевой идеей построения суперполевых действий оказалось наблюдение, что базисный голдстоуновский супермультиплет совместно с лагранжевской плотностью образуют супермультиплет относительно спонтанно нарушенной суперсимметрии.

Рассмотрим, как такой подход работает в простейших случаях $N = 1$, $D = 4$ супермембраны и $D2$-браны.

Базисным голдстоуновским суперполем, описывающим физические степени свободы $N = 1$, $D = 4$ супермембраны, является скалярное бозонное суперполе $\rho(x, \theta)$, зависящее от координат $N = 1$, $d = 3$ суперпространства $\left\{\theta^a, x^{ab}\right\}$ $(a, b = 1, 2)$. Перейдя для удобства к фермионному суперполю $\xi^a(x, \theta)$:

$$\xi^a = D^a \rho, \qquad D^2 \xi_a = \partial_{ab} \xi^b \qquad (D^2 \equiv D^a D_a), \tag{1}$$

легко найти *линейную* реализацию еще одной $N = 1$, $d = 3$ суперсимметрии на спиноре ξ^a и некотором, пока произвольном, скалярном суперполе $\Phi(x, \theta)$. Полагая, что вторая суперсимметрия спонтанно нарушена, наиболее общее линейное преобразование ξ^a можно записать в виде

$$\delta\xi_a = \eta_a + AD^2\Phi\eta_a + \partial_{ab}\Phi\eta^b, \tag{2}$$

где η_a — параметр преобразования и A — константа. Требуя замыкания этой суперсимметрии и сохранения связи (1), получаем, что $A = 1$, а бозонное суперполе Φ имеет следующий закон преобразования:

$$\delta\Phi = \frac{1}{2}\eta^a\xi_a = \frac{1}{2}\eta^a D_a\rho. \tag{3}$$

Сразу же отметим, что суперполе Φ может трактоваться как лагранжиан, поскольку действие

$$S = \int d^3x d^2\theta\ \Phi \tag{4}$$

инвариантно относительно преобразований (3). Ключевым моментом является наблюдение, что это суперполе может быть выражено через ξ. Действительно, легко проверить, что рекуррентное уравнение

$$\Phi = \frac{1}{4}\ \frac{\xi^2}{1 + D^2\Phi} \tag{5}$$

инвариантно относительно преобразований (2). Уравнение (5) может быть легко решено, и действие (4) приобретает вид

$$S = \int d^3x d^2\theta\, \Phi \equiv \frac{1}{2}\int d^3x d^2\theta\, \frac{\xi^2}{1 + \sqrt{1 + D^2\xi^2}}\ , \quad \xi^a = D^a\,\rho. \tag{6}$$

Для физической бозонной компоненты $\rho|_{\theta=0}$ действие (6) имеет вид действия Намбу–Гото, как и должно быть.

Следует подчеркнуть еще раз, что закон преобразования (2) означает, что лидирующая компонента суперполя ξ является голдстоуновским фермионом, присутствие которого неизбежно сопровождает спонтанное нарушение суперсимметрии. В принципе, голдстоуновский фермион можно поместить, кроме скалярного суперполя, также в векторный супермультиплет, который описывается $N = 1$ спинорным суперполем μ_a, подчиненным связям:

$$D^a\mu_a = 0 \quad \Rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} D^2\mu_a = -\partial_{ab}\mu^b \\ \partial_{ab}D^a\mu^b = 0. \end{array} \right. \tag{7}$$

Эти связи выделяют в μ_a первую фермионную (голдстоуновскую) компоненту вместе с бездивергентным вектором $F_{ab} \equiv D_a \mu_b|_{\theta=0}$. На суперполе μ_a и дополнительном скалярном суперполе ϕ можно реализовать еще одну суперсимметрию:

$$\delta\mu_a = \eta_a - D^2\phi\eta_a + \partial_{ab}\phi\eta^b, \qquad \delta\phi = \frac{1}{2}\eta^a\mu_a. \tag{8}$$

Аналогично предыдущему случаю супермембраны можно написать ковариантное уравнение

$$\phi = \frac{1}{4}\,\frac{\mu^2}{1 - D^2\phi} \tag{9}$$

и решить его:

$$\phi = \frac{1}{2}\,\frac{\mu^2}{1 + \sqrt{1 - D^2\mu^2}}. \tag{10}$$

В силу закона преобразований ϕ (8) и базисных связей (7) действие

$$S = -\int d^3x d^2\theta\,\phi = -\frac{1}{2}\int d^3x d^2\theta\,\frac{\mu^2}{1 + \sqrt{1 - D^2\mu^2}} \tag{11}$$

оказывается инвариантным, а его бозонная часть имеет вид действия Борна–Инфельда

$$S = \int d^3x\left(\sqrt{1 + 2F^2} - 1\right), \tag{12}$$

где

$$\partial^{ab}F_{ab} = 0 \quad \rightarrow \quad F_{ab} = \partial_{ac}G^c_b + \partial_{bc}G^c_a. \tag{13}$$

Легко проверить, что действие (11) связано с действием супермембраны (6) преобразованием дуальности.

Идея совместного использования метода нелинейных реализаций и линейной реализации спонтанно нарушенной суперсимметрии, с лагранжианом в качестве одной из компонент супермультиплета, оказалась весьма плодотворной. Среди наиболее интересных результатов, полученных в рамках предложенного подхода, необходимо отметить построение ранее неизвестных суперполевых уравнений $N = 2$ и $N = 4$ теорий Борна–Инфельда в $D = 4$ [5], открытие нового бесконечномерного линейного $N = 4$ супермультиплета, позволившего строить действие $N = 4, D = 4$ теории Борна–Инфельда в любом заданном порядке по полям [6], построение нового вектор-векторного представления $N = 2$, $D = 3$ суперсимметрии с нетривиально реализованным центральным зарядом [7], вывод и анализ суперполевых действий, отвечающих различным версиям спонтанного нарушения двумерных $N = (1, 1)$, $N = (2, 0)$ и $N = (2, 2)$ суперсимметрий с центральными зарядами [8]. Наконец, заметим, что данный подход позволил также построить суперполевые действия для нестандартного нарушения суперсимметрии с сохранением 1/4 части исходных суперсимметрий [9].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bagger J., Galperin A.* // Phys. Lett. B. 1994. V. 336. P. 25; *ibid*. 1997. V. 412. P. 296; Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 1091.
2. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 460. P. 348; Fortschr. Phys. 2000. V. 48. P. 19.
3. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 482. P. 233.
4. *Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 1999. V. 453. P. 237.
5. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2001. V. 502. P. 279.
6. *Bellucci S., Ivanov E., Krivonos S.* Towards the Complete $N = 2$ Superfield Born–Infeld Action with Partially Broken $N = 4$ Supersymmetry. hep-th/0101195; Phys. Rev. D (in press).
7. *Ivanov E., Lechtenfeld O., Krivonos S.* // Phys. Lett. B. 2000. V. 487. P. 192.
8. *Ivanov E. et al.* // Nucl. Phys. B. 2001. V. 600. P. 235.
9. *Delduc F., Ivanov E., Krivonos S.* // Nucl. Phys. B. 2000. V. 576. P. 196.