сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-83-136

Нгуен Ван Хьеу

УНИТАРНАЯ S-МАТРИЦА В ТЕОРИИ СУПЕРСИММЕТРИИ

1983

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время широко обсуждаются суперсимметричные модели сильных и электрослабых взаимодействий элементарных частиц. Требование инвариантности S -матрицы по отношению к суперсимметричным преобразованиям должно приводить к соотношениям между амплитудами процессов рассеяния с участием различных частиц в одних и тех же супермультиплетах.

Представления супералгебры суперсимметрии обычно рассматриваются в базисе, состоящем из векторов состояния частиц с определенной спиральностью. Тогда из суперсимметричной инвариантности S -матрицы вытекают соотношения между спиральными амплитудами. Такие соотношения были получены и изучены многими авторами /I-3/. В недавней работе /4/ предложена реализация представлений супералгебры расширенной суперсимметрии в виде набора ковариантных спиноров, удовлетворяющих уравнениям Баргман-Вигнера или Паули-Фирца для волновых функций свободных частиц. С помощью этого спинорного базиса легко получить явно ковариантные матричные элементы S -матрицы, инвариантные также по отношению к суперсимметричным преобразованиям.

В настоящей работе мы построим некоторые примеры суперсимметричных матричных элементов процессов взаимодействия частиц безмассовых супермультиплетов. Мы покажем, что установленная суперсимметричная структура амплитуды рассеяния совместима с условием унитарности. Выработанная техника построения суперсимметричной амплитуды рассеяния в ковариантном спинорном базисе может быть полезной также и при изучении нарушенной суперсимметрии.

2. Рассеяние супермультиплетов $N=1$ суперсимметрии

В качестве простого примера рассмотрим сначала упругое рассеяние двух безмассовых частиц супермультиплета $N=1$ суперсимметрии. Обозначим p и q 4-импульсы начальных частиц, а p' и q'

– те же величины для конечного состояния, и положим

$$P = p + q = p' + q'.$$

Соответствующие представления суперальгебры реализуются в виде наборов ковариантных спиноров

$$\{\varphi(p), \varphi^a(p)\}, \{\varphi(q), \varphi^a(q)\}, \{\bar\varphi(p'), \bar\varphi_{\dot a}(p')\}, \{\bar\varphi(q'), \bar\varphi_{\dot a}(q')\}.$$

Из произведений спиноров в двух неприводимых представлениях, описывающих безмассовые супермультиплеты в начальном состоянии, образуется следующее неприводимое представление вне массовой поверхности:

$$\Phi = \varphi(p)\varphi(q), \quad \Phi^a = \varphi^a(p)\varphi(q) + \varphi(p)\varphi^a(q),$$
$$\Phi^{ab} = \varphi^a(p)\varphi^b(q) - \varphi^b(p)\varphi^a(q). \qquad (1)$$

Для конечного состояния мы имеем соответствующее сопряженное представление

$$\bar\Phi' = \bar\varphi(p')\bar\varphi(q'), \quad \bar\Phi'_{\dot a} = \bar\varphi_{\dot a}(p')\bar\varphi(q') + \bar\varphi(p')\bar\varphi_{\dot a}(q'),$$
$$\bar\Phi'_{\dot a\dot b} = \bar\varphi_{\dot b}(p')\bar\varphi_{\dot a}(q') - \bar\varphi_{\dot a}(p')\bar\varphi_{\dot b}(q'). \qquad (2)$$

В работе [4] были получены соотношения коммутации и антикоммутации между спинорными генераторами $Q^a, \bar Q_{\dot b}$ суперальгебры суперсимметрии и спинорами φ, φ^a рассматриваемого безмассового супермультиплета:

$$[Q^a, \varphi(p)] = \varphi^a(p), \{Q^a, \varphi^b(p)\} = 0, [\bar Q_{\dot a}, \varphi(p)] = 0, \{\bar Q_{\dot a}, \varphi^b(p)\} = (-i\hat p)^b_{\dot a}\varphi(p).$$

Отсюда получаем

$$[Q^a, \Phi] = \Phi^a, \{Q^a, \Phi^b\} = \Phi^{ab}, [Q^a, \Phi^{bc}] = 0, [\bar Q_{\dot a}, \Phi] = 0,$$
$$\{\bar Q_{\dot a}, \Phi^b\} = (-i\hat P)^b_{\dot a}\Phi, [\bar Q_{\dot a}, \Phi^{bc}] = (-i\hat P)^b_{\dot a}\Phi^c - (-i\hat P)^c_{\dot a}\Phi^b. \qquad (3)$$

Аналогично, для сопряженного представления справедливы формулы

$$[\bar Q_{\dot a}, \bar\varphi(p)] = -\bar\varphi_{\dot a}(p), \{\bar Q_{\dot a}, \bar\varphi_{\dot b}(p)\} = 0, [Q^a, \bar\varphi(p)] = 0, \{Q^a, \bar\varphi_{\dot b}(p)\} = (i\hat p)^a_{\dot b}\bar\varphi(p).$$

Поэтому имеют место следующие соотношения:

$$[\bar Q_{\dot a}, \bar\Phi'] = -\bar\Phi'_{\dot a}, \{\bar Q_{\dot a}, \bar\Phi'_{\dot b}\} = \bar\Phi'_{\dot a\dot b}, [\bar Q_{\dot a}, \bar\Phi'_{\dot b\dot c}] = 0, [Q^a, \bar\Phi'] = 0,$$
$$\{Q^a, \bar\Phi'_{\dot b}\} = (i\hat P)^a_{\dot b}\bar\Phi', [Q^a, \bar\Phi'_{\dot b\dot c}] = -(i\hat P)^a_{\dot b}\bar\Phi'_{\dot c} + (i\hat P)^a_{\dot c}\bar\Phi'_{\dot b}. \qquad (4)$$

Из спиноров в неприводимых представлениях (1) и (2) образуем затем релятивистски инвариантную билинейную комбинацию, инвариантную также по отношению к суперсимметричным преобразованиям (3) и (4). Она может служить примером части S -матрицы, описывающей упругое рассеяние двух частиц данного безмассового супермультиплета и называемой в дальнейшем оператором упругого рассеяния:

$$S(p,q;p',q') = iR(p,q;p',q'),$$
$$R(p,q;p',q') = (2\pi)^4\delta^4(p+q-p'-q')\Big\{(-P^2)^2\bar\Phi'\Phi + (-P^2)\bar\Phi'_{\dot a}(-i\hat P)^{\dot a}_b\Phi^b + \frac{1}{2}\bar\Phi'_{\dot a\dot b}(-i\hat P)^{\dot a}_c(-i\hat P)^{\dot b}_d\Phi^{cd}\Big\}f(s,t). \qquad (5)$$

В последней формуле $f(s,t)$ является произвольной функцией от переменных Мандельштама s и t. Легко проверить, что

$$[Q^a, R(p,q;p',q')] = [\bar Q_{\dot a}, R(p,q;p',q')] = 0. \qquad (6)$$

Рассмотрим теперь антиэрмитову часть оператора упругого рассеяния

$$A(p,q;p',q') = \frac{1}{2i}\{R(p,q;p',q') - R(p',q';p,q)^+\}. \qquad (7)$$

Условие унитарности в двухчастичном приближении представляет собой нелинейное интегральное соотношение, выражающее эту величину через интеграл произведения операторов рассеяния (5):

$$A(p,q;p',q') = \frac{1}{(2\pi)^6}\int d^3p''\,d^3q''\sum_{\nu(p'',q'')} R(p',q';p'',q'')^+|\nu(p'',q'')\rangle$$
$$\langle\nu(p'',q'')|R(p,q;p',q'). \qquad (8)$$

Здесь знак $\sum\limits_{\nu(p'',q'')}$

обозначает суммирование по всем промежуточным двухчастичным состояниям $\nu(p'',q'')$. Имеют место следующие формулы суммирования по промежуточным состояниям, содержащим две частицы с 4-импульсами p и q:

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\Phi} = \frac{1}{4p_0q_0},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^a|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\Phi}_{\dot{b}} = \frac{1}{4p_0q_0}(-i\hat{P})^a_{\dot{b}},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^{ab}|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\Phi}_{\dot{c}\dot{d}} =$$

$$= \frac{1}{4p_0q_0}\left\{(-i\hat{P})^a_{\dot{c}}(-i\hat{P})^b_{\dot{d}} - (-i\hat{P})^a_{\dot{d}}(-i\hat{P})^b_{\dot{c}}\right\}. \qquad (9)$$

Подставляя формулы (5) и (9) в правую часть соотношения (8), получим для антиэрмитовой части оператора рассеяния $A(p,q;p',q')$ выражение такой же структуры, что и исходное выражение (5) для самого оператора $R(p,q;p',q')$:

$$A(p,q;p',q') = (2\pi)^4\delta^4(p+q-p'-q')\Big[(-P^2)^2\overline{\Phi}'\Phi$$

$$+(-P^2)\overline{\Phi}'_{\dot{a}}(-i\hat{P})^{\dot{a}}_b\Phi^b + \frac{1}{2}\overline{\Phi}'_{\dot{a}\dot{b}}(-i\hat{P})^{\dot{a}}_c(-i\hat{P})^{\dot{b}}_d\Phi^{cd}\Big].$$

$$\frac{s^2}{2}\frac{1}{(2\pi)^6}\int (2\pi)^4\delta^4(p+q-p''-q'')\frac{d^3p''}{2p''_0}\cdot\frac{d^3q''}{2q''_0}f(s,t_1)f(s,t_2)^*, \qquad (10)$$

где t_1 или t_2 – передача импульса между начальным или конечным и промежуточным состояниями

$$t_1 = -(p-p'')^2 = -(q-q'')^2, \quad t_2 = -(p'-p'')^2 = -(q'-q'')^2.$$

Интеграл в правой части соотношения (10) можно отождествить с мнимой частью функции $f(s,t)$ в формуле (5) для оператора рассеяния

$R(p,q;p',q')$:

$$\operatorname{Im} f(s,t) = \frac{s^2}{2}\frac{1}{(2\pi)^6}\int (2\pi)^4\delta^4(p+q-p''-q'')f(s,t_1)f(s,t_2)^*\frac{d^3p''}{2p''_0}\cdot\frac{d^3q''}{2q''_0}. \qquad (11)$$

Таким образом, суперсимметрично-инвариантное выражение (5) для оператора упругого рассеяния совместимо с условием унитарности в двухчастичном приближении*).

3. Рассеяние супермультиплетов $N=2$ суперсимметрии

Теперь мы обобщим полученные в предыдущем параграфе результаты на случай упругого рассеяния двух частиц супермультиплетов $N=2$ суперсимметрии. Напомним, что имеются разные реализации неприводимого представления супералгебры $N=2$ суперсимметрии, описывающие различные безмассовые супермультиплеты с заданным импульсом. Рассмотрим подробно случай неприводимого представления, реализующегося в виде набора спиноров

$$\{\varphi, \varphi^a_k, \varphi^{ab}_{kl}\} = \{(0), (+\tfrac{1}{2})_k, (+1)\}, \qquad (12)$$

где φ^{ab}_{kl} – симметричный спинор второго ранга группы Лоренца и антисимметричный спинор второго ранга группы внутренней симметрии $SU(2)$, $k,l=1,2$, а φ^a_k – спинор первого ранга для каждой из этих групп. Из произведений спиноров в двух неприводимых представлениях, описывающих безмассовые супермультиплеты с 4-импульсами p и q в начальном состоянии, образуем следующее неприводимое представление вне массовой поверхности

---

*) Мы не намерены найти самые общие суперсимметрично-инвариантные выражения элементов S-матрицы, а построим лишь примеры оператора рассеяния, инвариантного по отношению к суперсимметричным преобразованиям.

$$\Phi = \varphi(p)\varphi(q), \quad \Phi^a_k = \varphi^a_k(p)\varphi(q) + \varphi(p)\varphi^a_k(q),$$

$$\Phi^{ab}_{kl} = \varphi^{ab}_{kl}(p)\varphi(q) + \varphi(p)\varphi^{ab}_{kl}(q) + \varphi^a_k(p)\varphi^b_l(q) - \varphi^b_l(p)\varphi^a_k(q),$$

$$\Phi^{abc}_{klm} = \varphi^{ab}_{kl}(p)\varphi^c_m(q) + \varphi^{bc}_{lm}(p)\varphi^a_k(q) + \varphi^{ca}_{mk}(p)\varphi^b_l(q) + \varphi^a_k(p)\varphi^{bc}_{lm}(q) + \varphi^b_l(p)\varphi^{ca}_{mk}(q) + \varphi^c_m(p)\varphi^{ab}_{kl}(q),$$

$$\Phi^{abcd}_{klmn} = \varphi^{ab}_{kl}(p)\varphi^{cd}_{mn}(q) + \varphi^{ac}_{km}(p)\varphi^{db}_{nl}(q) + \varphi^{ad}_{kn}(p)\varphi^{bc}_{lm}(q) + \varphi^{bc}_{lm}(p)\varphi^{ad}_{kn}(q) + \varphi^{bd}_{ln}(p)\varphi^{ca}_{mk}(q) + \varphi^{cd}_{mn}(p)\varphi^{ab}_{kl}(q). \tag{13}$$

Соотношения коммутации и антикоммутации между спинорами в неприводимом представлении (13) и спинорными генераторами Q^a_k, $\bar{Q}^{l}_{\dot b}$ супералгебры $N=2$ суперсимметрии были получены в работе [4]:

$$[Q^a_k, \Phi] = \Phi^a_k, \quad \{Q^a_k, \Phi^b_l\} = \Phi^{ab}_{kl}, \ldots,$$

$$\{\bar{Q}^k_{\dot a}, \Phi^b_l\} = (-i\hat{P})^b_{\dot a}\delta^k_l\Phi, \quad [\bar{Q}^k_{\dot a}, \Phi^{bc}_{lm}] = (-i\hat{P})^b_{\dot a}\delta^k_l\Phi^c_m - (-i\hat{P})^c_{\dot a}\delta^k_m\Phi^b_l, \ldots \tag{14}$$

Они являются обобщением соотношений (3). Для конечного состояния имеем соответствующее сопряженное представление, состоящее из следующих спиноров:

$$\bar{\Phi}', \ \bar{\Phi}'^k_{\dot a}, \ \bar{\Phi}'^{kl}_{\dot a\dot b}, \ \bar{\Phi}'^{klm}_{\dot a\dot b\dot c}, \ \bar{\Phi}'^{klmn}_{\dot a\dot b\dot c\dot d}. \tag{15}$$

Они удовлетворяют соотношениям

$$[\bar{Q}^k_{\dot a}, \bar{\Phi}'] = -\bar{\Phi}'^k_{\dot a}, \quad \{\bar{Q}^k_{\dot a}, \bar{\Phi}'^l_{\dot b}\} = \bar{\Phi}'^{kl}_{\dot a\dot b}, \ldots,$$

$$\{Q^a_k, \bar{\Phi}'^l_{\dot b}\} = (i\hat{P})^a_{\dot b}\delta^l_k\bar{\Phi}', \quad [Q^a_k, \bar{\Phi}'^{lm}_{\dot b\dot c}] = -(i\hat{P})^a_{\dot b}\delta^l_k\bar{\Phi}'^m_{\dot c} + (i\hat{P})^a_{\dot c}\delta^m_k\bar{\Phi}'^l_{\dot b}\ldots, \tag{16}$$

которые обобщают формулы (4).

Из спиноров в неприводимых представлениях (13) и (15) легко получить суперсимметрично-инвариантную билинейную комбинацию. Она может служить примером оператора упругого рассеяния двух частиц данного супермультиплета:

$$\begin{aligned} R(p,q;p',q') = (2\pi)^4\delta^4(p+q-p'-q')\Big\{&(-P^2)^4\bar{\Phi}'\Phi \\ &+(-P^2)^3\bar{\Phi}'^k_{\dot a}(-i\hat{P})^{\dot a}_b\Phi^b_k + \frac{1}{2}(-P^2)^2\bar{\Phi}'^{kl}_{\dot a\dot b}(-i\hat{P})^{\dot a}_c(-i\hat{P})^{\dot b}_d\Phi^{cd}_{kl} \\ &+\frac{1}{3!}(-P^2)\bar{\Phi}'^{klm}_{\dot a\dot b\dot c}(-i\hat{P})^{\dot a}_{a'}(-i\hat{P})^{\dot b}_{b'}(-i\hat{P})^{\dot c}_{c'}\Phi^{a'b'c'}_{klm} \\ &+\frac{1}{4!}\bar{\Phi}'^{klmn}_{\dot a\dot b\dot c\dot d}(-i\hat{P})^{\dot a}_{a'}(-i\hat{P})^{\dot b}_{b'}(-i\hat{P})^{\dot c}_{c'}(-i\hat{P})^{\dot d}_{d'}\Phi^{a'b'c'd'}_{klmn}\Big\}f(s,t). \end{aligned} \tag{17}$$

Вместо соотношений (9) теперь мы имеем следующие формулы суммирования по промежуточным двухчастичным состояниям:

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\bar{\Phi} = \frac{1}{4p_0q_0},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^b_l|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\bar{\Phi}^k_{\dot a} = \frac{1}{4p_0q_0}(-i\hat{P})^b_{\dot a}\delta^k_l,$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^{cd}_{mn}|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\bar{\Phi}^{kl}_{\dot a\dot b} = \frac{1}{4p_0q_0}\Big\{(-i\hat{P})^c_{\dot a}(-i\hat{P})^d_{\dot b}\delta^k_m\delta^l_n - (-i\hat{P})^c_{\dot b}(-i\hat{P})^d_{\dot a}\delta^l_m\delta^k_n\Big\}, \tag{18}$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^{a'b'c'}_{k'l'm'} |\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)| \overline{\Phi}^{klm}_{\dot a\dot b\dot c} =$$

$$= \frac{1}{4p_0q_0} \sum_{(\dot A,\dot B,\dot C)} (-1)^{\sigma(\dot A,\dot B,\dot C)} (-i\hat P)^{A'}_{\dot A} (-i\hat P)^{B'}_{\dot B} (-i\hat P)^{C'}_{\dot C},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \Phi^{a'b'c'd'}_{k'l'm'n'} |\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)| \overline{\Phi}^{klmn}_{\dot a\dot b\dot c\dot d} =$$

$$= \frac{1}{4p_0q_0} \sum_{(\dot A,\dot B,\dot C,\dot D)} (-1)^{\sigma(\dot A,\dot B,\dot C,\dot D)} (-i\hat P)^{A'}_{\dot A} (-i\hat P)^{B'}_{\dot B} (-i\hat P)^{C'}_{\dot C} (-i\hat P)^{D'}_{\dot D}.$$

Здесь знаки $\sum\limits_{(\dot A,\dot B,\dot C)}$, $\sum\limits_{(\dot A,\dot B,\dot C,\dot D)}$ обозначают суммирование по всем возможным перестановкам трех парных индексов $\dot A=(\dot a,k)$, $\dot B=(\dot b,l)$, $\dot C=(\dot c,m)$ или четырех индексов $\dot A,\dot B,\dot C,\dot D=(\dot d,n)$,

$(-i\hat P)^{A'}_{\dot A}=(-i\hat P)^{a'}_{\dot a}\delta^{k}_{k'}$, $(-i\hat P)^{B'}_{\dot B}=(-i\hat P)^{b'}_{\dot b}\delta^{l}_{l'}, \ldots,$

причем $\sigma(\dot A,\dot B,\dot C)$ и $\sigma(\dot A,\dot B,\dot C,\dot D)$ равны нулю для четных перестановок и единице – для нечетных.

Можно показать, что суперсимметрично-инвариантная структура (I7) оператора упругого рассеяния совместима с условием унитарности. С этой целью мы вычислим вклад от двухчастичных промежуточных состояний в антиэрмитову часть $A(p,q;p',q')$ оператора рассеяния (I7). Пользуясь формулами (I8), получим выражение такой же структуры, что и исходное выражение (I7) для самого оператора рассеяния, но вместо функции $f(s,t)$ теперь имеем интеграл от произведения функций $f(s,t_1)$ и $f(s,t_2)^*$, который отождествим с мнимой частью функции $f(s,t)$.

В случае безмассового неприводимого представления, реализующегося в виде набора спиноров

$$\{\varphi_{\dot a}, \varphi_k, \varphi^{a}_{kl}\} = \{(-\tfrac{1}{2}), (0)_k, (+\tfrac{1}{2})\}, \tag{I9}$$

где φ^{a}_{kl} – антисимметричный спинор второго ранга группы внутрен-

ней симметрии $SU(2)$, также справедливо доказанное выше утверждение. Неприводимое представление вне массовой поверхности, описывающее начальные двухчастичные состояния, состоит из спиноров

$$\psi=\varepsilon^{\dot a\dot b}\varphi_{\dot a}(p)\varphi_{\dot b}(q),\ \psi^{c}_{k}=[Q^{c}_{k},\psi],\ \psi^{cd}_{kl}=\{Q^{c}_{k},\psi^{d}_{l}\},$$

$$\psi^{cde}_{klm}=[Q^{c}_{k},\psi^{de}_{lm}],\ \psi^{cdef}_{klmn}=\{Q^{c}_{k},\psi^{def}_{lmn}\}. \tag{20}$$

Для конечного состояния мы имеем соответствующее сопряженное представление

$$\overline{\psi}',\ \overline{\psi}'^{k}_{\dot a},\ \overline{\psi}'^{kl}_{\dot a\dot b},\ \overline{\psi}'^{klm}_{\dot a\dot b\dot c},\ \overline{\psi}'^{klmn}_{\dot a\dot b\dot c\dot d}. \tag{2I}$$

Примером суперсимметрично-инвариантного оператора рассеяния является выражение вида (I7) с заменой спиноров (I3) и (I5) на соответствующие спиноры (20) и (2I). Для последних спиноров вместо (I8) были получены следующие соотношения:

$$\sum_{\nu(p,q)} \psi|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\psi} = \frac{1}{4p_0q_0}\varepsilon^{\dot a\dot b}\varepsilon_{cd}(-i\hat p)^{c}_{\dot a}(-i\hat q)^{d}_{\dot b},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \psi^{e}_{k}|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\psi}^{l}_{\dot f} = \frac{1}{4p_0q_0}\varepsilon^{\dot a\dot b}\varepsilon_{cd}(-i\hat p)^{c}_{\dot a}(-i\hat q)^{d}_{\dot b}(-i\hat P)^{e}_{\dot f}\delta^{l}_{k},$$

$$\sum_{\nu(p,q)} \psi^{c'd'}_{k'l'}|\nu(p,q)\rangle\langle\nu(p,q)|\overline{\psi}^{kl}_{\dot c\dot d} = \frac{1}{4p_0q_0}\varepsilon^{\dot a\dot b}\varepsilon_{a'b'}(-i\hat p)^{a'}_{\dot a}(-i\hat q)^{b'}_{\dot b}\cdot$$

$$\cdot\{(-i\hat P)^{c'}_{\dot c}(-i\hat P)^{d'}_{\dot d}\delta^{k}_{k'}\delta^{l}_{l'}-(-i\hat P)^{c'}_{\dot d}(-i\hat P)^{d'}_{\dot c}\delta^{l}_{k'}\delta^{k}_{l'}\},\ldots$$

и т.д. При помощи этих формул можно показать, что рассматриваемая структура суперсимметрично-инвариантного оператора рассеяния совместима с условием унитарности.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность профессору В.И.Огиевецкому за интерес к работе и стимулирующие обсуждения.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. M.T.Grisaru, H.N.Pendleton, P. van Nieuwenhuizen, Phys. Rev., D15, 996 (1977)
2. M.T.Grisaru, H.N.Pendleton, Nucl. Phys., B124, 81 (1977).
3. M.T.Grisaru, H.J.Schnitzer, Nucl. Phys., B204, 267 (1982).
4. Нгуен Ван Хьеу. Сообщения ОИЯИ, Р2-82-819, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1983 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

Нгуен Ван Хьеу Р2-83-136

Унитарная S-матрица в теории суперсимметрии

На основе реализации неприводимых представлений супералгебры суперсимметрии в спинорном базисе построены примеры матричных элементов суперсимметрично-инвариантной S-матрицы. Рассмотрены процессы упругого рассеяния двух частиц в безмассовых супермультиплетах суперсимметрии с N=1 и N=2. Показано, что предложенные суперсимметричные амплитуды упругого рассеяния двух супермультиплетов совместимы с условием унитарности S-матрицы.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Nguyen Van Hieu P2-83-136

Unitary S-Matrix in the Supersymmetry Theory

The examples are constructed for the matrix elements of the supersymmetrically invariant S-matrix using the realization of the irreducible representations of the supersymmetry superalgebra in the spinor basis. The elastic scattering processes of two particles in the supermultiplets of the N=1 and N=2 supersymmetry are considered. It is shown that the suggested supersymmetric elastic scattering amplitudes are compatible with the unitarity condition for the S-matrix.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.