ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P2 - 3045

Л.Ш. Ходжаев

КОВАРИАНТНАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТОВ ПРИЧИННОЙ S - МАТРИЦЫ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО СПИНА (II)

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1966

P2 - 3045

Л.Ш. Ходжаев

КОВАРИАНТНАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТОВ ПРИЧИННОЙ S - МАТРИЦЫ ДЛЯ ПРОИЗВОЛЬНОГО СПИНА (II)

В настоящей работе в рамках причинной S-матричной теории БМП[1] определяется ковариантная тензорная обобщенная M-функция, преобразующаяся по тензорному произведению неунитарных конечных представлений универсальной накрывающей группы $\tilde{P}_{+}^{\uparrow} = T \circledS SL(2,C)$ группы Пуанкаре $P^{\uparrow}$.

Заметим, что исследованию ковариантной структуры M-функции и ее роли в S-матричной теории посвящен ряд интересных работ[2,3,4].

Следуя работам[1,5,6], мы сначала развиваем формализм причинной S-матричной теории для произвольного спина и приведем только те сведения из этого формализма, которые необходимы для исследования ковариантной структуры вакуумных средних радиационных операторов и элементов причинной S матрицы.

В качестве S матрицы берем ее функциональное разложение по нормальным произведениям асимптотических „out" полей

$$S = \sum_{n,\ell=0}^{\infty} \frac{(-i)^{n+\ell}}{n!\,\ell!} \sum_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}} \int\int \Big(\prod_{i=1}^{n} d^4 x_i\Big)\Big(\prod_{j=1}^{\ell} d\, x'_j\Big)\, B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell} \times$$

$$\times :\bar{\psi}^{s_1 m_1}_{\kappa_1}(x_1)\ldots\bar{\psi}^{s_n m_n}_{\kappa_n}(x_n)\,\psi^{s'_1 m'_1}_{\kappa'_1}(x'_1)\ldots\psi^{s'_\ell m'_\ell}_{\kappa'_\ell}(x'_\ell): ,$$

$$\kappa_i = (\alpha_i, \alpha_i), \quad \alpha_i = -s_i, s_i, \quad s_i = 0, \tfrac{1}{2}, 1, \ldots, \quad i = \overline{1,n}, \tag{1}$$

$$(z;z')_{n\ell} = (z_1,\ldots,z_n;\, z'_1,\ldots,z'_\ell),$$

где функции $B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}$ являются симметричными по своим аргументам и индексам для целых и антисимметрическими – для полуцелых спинов.

Вариационные "производные слева"[5] нормального произведения операторов мы определим согласно

$$\frac{\delta}{\delta\psi^{sm}_{\kappa}(x)} : \bar\psi^{sm}_{\kappa_1}(x_1)\dots\bar\psi^{s_n m_n}_{\kappa_n}(x_1)\,\psi^{s'_1 m'_1}_{\kappa'_1}(x'_n)\dots\psi^{s'_\ell m'_\ell}_{\kappa'_\ell}(x'_\ell): =$$

$$= \sum_{j=1}^{n} (-1)^{\pi_j}\,\delta(x-x_j)\,\delta_{\kappa\kappa_j}\,\delta_{ss_j}\,\delta_{mm_j}\times$$

$$\times :\bar\psi^{s_j m_j}_{\kappa_j}(x_j)\dots\bar\Lambda_j\dots\bar\psi^{s_n m_n}_{\kappa_n}(x_n)\,\psi^{s'_1 m'_1}_{\kappa'_1}(x'_1)\dots\psi^{s'_\ell m'_\ell}_{\kappa'_\ell}(x'_\ell): \qquad (2)$$

где π_j – четность перестановки Ферми-операторов, символ $\bar\Lambda_j$ обозначает отсутствующий $\psi^{s_j m_j}_{\kappa_j}(x_j)$ оператор под знаком нормального произведения.

Будем считать, что S-матрица обладает вариационными производными любого порядка по $\psi^{sm}_{\kappa}(x)$ и $\psi^{s'_1 m'_1}_{\kappa'}(x')$ полям /7/ и их трансформационный характер обуславливается трансформационными свойствами свободных полей. Вариационные производные по бозонным полям коммутируют, а по фермионным – антикоммутируют между собой.

Введем в рассмотрение "радиационный оператор" $(n+\ell)$ -го порядка

$$H^{(n+\ell)}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell} = \frac{\delta^{n+\ell}S}{\delta\psi^{s_1m_1}_{\kappa_1}(x_1)\dots\delta\psi^{s_nm_n}_{\kappa_n}(x_n)\,\delta\psi^{s'_1m'_1}_{\kappa'_1}(x'_1)\dots\delta\psi^{s'_\ell m'_\ell}_{\kappa'_\ell}(x'_\ell)}\,S^+, \qquad (3)$$

преобразующийся по тензорному произведению неунитарных конечных представлений спинорной группы Пуанкаре $\tilde P^{\uparrow}_{+}$ с элементами (a,A), где $a\subset T$, $A\subset SL(2,C)$, согласно

$$U(a,A)\,H^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}\,U^{-1}(a,A)=$$

$$=\sum_{(\rho;\rho')_{n\ell}}\ \bigotimes_{i=1}^{n} D^{s_i m_i}_{\kappa\rho}(A)\,H^{n+\ell}_{(\rho;\rho')_{n\ell}}(Ax+a;Ax'+a)_{n\ell}\bigotimes_{j=1}^{\ell} D^{s'_j m'_j}_{\rho'_j\kappa'_j}(A)^{-1}, \qquad (4)$$

где

$$D^{sm}(A) = \begin{pmatrix} D^{sm}(A)^{-1} & 0 \\ 0 & D^{sm}(A)^{+} \end{pmatrix}. \qquad (5)$$

Здесь $D^{sm}(A)$ обычное $(2s+1)\times(2s+1)$-мерное матричное представление группы $SL(2,C)$. В (4) трансформационные свойства радиационного оператора (3) охарактеризованы через трансформационные свойства свободных полей $\psi^{sm}_{\kappa}(x)$ и $\bar\psi^{sm}_{\kappa}(x)$ /7/.

Для сведения матричных элементов S – матрицы

$$S_{(s_3;s'_3)_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} =$$

$$= \langle p_1 s_{3,1}[m_1 s_1],\dots,p_n s_{3,1}[m_n s_n]\,|\,S\,|\,p'_1 s'_{3,1}[m'_1 s'_1],\dots,p'_\ell s'_{3,\ell}[m'_\ell s'_\ell]\rangle \qquad (6)$$

к вакуумным средним радиационных операторов представим правую часть (6) (в силу цикличности вакуума) в виде:

$$\langle 0|\,a^{s_1 m_1}_{s_{3,1}}(p_1)\dots a^{s_n m_n}_{s_{3,n}}(p_n)\,S\,\overset{*}{a}{}^{s'_1 m'_1}_{s'_{3,1}}(p'_1)\dots\overset{*}{a}{}^{s'_\ell m'_\ell}_{s'_{3,\ell}}(p'_\ell)\,|0\rangle \qquad (7)$$

и вычислим ее, пользуясь соотношениями

$$[\psi^{sm}_{\kappa}(x),\ \overset{*}{a}{}^{sm}_{s_3}(p)]_{\pm} = \frac{e^{-ipx}}{(2\pi)^{3/2}}\,D^{sm}_{\kappa s_3}(p), \qquad (8)$$

где

$$D^{sm}_{\kappa s_3}(p) = \frac{1}{\sqrt2}\begin{pmatrix} D^{sm}_{\alpha s_3}[(p\cdot\sigma/m)^{1/2}] \\ D^{sm}_{\alpha s_3}[(p\cdot\tilde\sigma/m)^{1/2}] \end{pmatrix}$$

$$[a^{sm}_{s_3}(p),\ \bar\psi^{sm}_{\kappa}(x)]_{\pm} = \frac{e^{ipx}}{(2\pi)^{3/2}}\,\bar D^{sm}_{\kappa s_3}(p), \qquad (10)$$

где

$$\bar D^{sm}_{\kappa s_3}(p) = \frac{1}{\sqrt2}\left(\overline{D^{sm}_{\alpha s_3}[(p\cdot\tilde\sigma|m)^{1/2}]}\ \ \overline{D^{sm}_{\alpha s_3}[(p\cdot\sigma|m)^{1/2}]}\right) \qquad (11)$$

где

$$(p\cdot\sigma|m)^{1/2} = [2m(p^0+m)]^{-1/2}[(p^0+m)+\vec p\vec\sigma]\subset SL(2,C) -$$

преобразование Лоренца в системе покоя, т.е. $(p\ \sigma|m)^{1/2}\,\tilde p = p$,

$p=(m,\vec 0)$, $\quad\sigma=(\sigma_0,\vec\sigma)$ $\quad\tilde\sigma=(\sigma_0,-\vec\sigma)$ –

$$[S,\ \overset{*}{a}{}^{sm}_{s_3}(p)]_{-} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int d^4x\,e^{-ipx}\sum_{\kappa} D^{sm}_{\kappa s_3}(p)\,\frac{\delta S}{\delta\psi^{sm}_{\kappa}(x)} \qquad (12)$$

$$[a^{sm}_{\kappa}(p),\ S]_{-} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}}\int d^4x\,e^{ipx}\sum_{\kappa}\bar D^{sm}_{\kappa s_3}(p)\,\frac{\delta S}{\delta\bar\psi^{sm}_{\kappa}(x)}, \qquad (13)$$

Операторы рождения $a^{sm}_{s_3}(p)$ и уничтожения $a^{sm}_{s_3}(p)$ частиц неприводимого представления $[ms]$ спинорной группы Пуанкаре $\tilde P^{\uparrow}_{+}$ удовлетворяют соотношениям:

$$[a^{sm}_{s_3}(p), \overset{*}{a}^{s'm'}_{s'}(p')]_{\pm} = 2p^0\delta(\vec{p}-\vec{p}\,')\,\delta_{s_3 s'_3}\,\delta_{ss'}\,\delta_{mm'} \tag{14}$$

$$[a^{sm}_{s_3}(p), a^{s'm'}_{s'_3}(p')]_{\pm} = [\overset{*}{a}^{sm}_{s_3}(p), \overset{*}{a}^{s'm'}_{s'_3}(p')]_{\pm} = 0. \tag{15}$$

Предполагая, что все импульсы $P_1, \ldots, P_n$ и $P'_1, \ldots, P'_\ell$ различны, непосредственным вычислением получим:

$$S_{(s_3; s')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} =$$

$$= \sum_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}} \prod_{i=1}^{n}{}^{\times}\, D^{s_i m_i}_{\kappa_i s_{3,i}}(p_i)\, M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} \prod_{j=1}^{\ell}{}^{\times}\, D^{s'_j m'_j}_{\kappa'_j s'_{3,j}}(p'_j), \tag{16}$$

где

$$M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} =$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^{3/2\,(n+\ell)}} \int\!\!\int \Big(\prod_{i=1}^{n} d^4x\Big)\Big(\prod_{j=1}^{\ell} d^4x'\Big)\, e^{i(\sum_{i=1}^{n} p_i x_i - \sum_{j=1}^{\ell} p'_j x'_j)} \langle 0 | H^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell} | 0 \rangle \tag{17}$$

В силу соотношений (4) и $\langle 0 | U(a,A) = 0$, $U^{-1}(a,A) | 0 \rangle = 0$, M – функция, определяемая (17), будет ковариантной и удовлетворяет тождеству:

$$M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} = e^{-i(\sum_{i=1}^{n} a\cdot p_i - \sum_{j=1}^{\ell} a\cdot A p'_j)} \times$$

$$\times \sum_{(\rho;\rho')_{n\ell}} \bigotimes_{i=1}^{n} D^{s_i m_i}_{\kappa_i \rho_i}(A)\, M_{(\rho;\rho')_{n\ell}}(Ap;Ap')_{n\ell} \bigotimes_{j=1}^{\ell} D^{s'_j m'_j}_{\rho'_j \kappa'_j}(A)^{-1} \tag{18}$$

для целых $s_i + s'_j$, $i = \overline{1,n}$, $j = \overline{1,\ell}$.

M – функцию, имеющую представление (18), можно рассматривать как матричные элементы S-матрицы в спинорном базисе [7]. Теперь подставляя (18) в (16), мы установим, что матричные элементы $S_{(s_3;s'_3)_{n\ell}}(p;p')_{n\ell}$ в каноническом базисе [7] удовлетворяет тождеству

$$S_{(s_3; s'_3)_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} = e^{-i(\sum_{i=1}^{n} a\,Ap_i - \sum_{j=1}^{\ell} a\,Ap_j)} \times$$

$$\times \bigotimes_{i=1}^{n} D^{s_i m_i}_{s_{3,i} \nu_{3,i}}[R^{-1}(A, p_i)]\, S_{(\nu_3; \nu'_3)_{n\ell}}(Ap;Ap')_{n\ell} \times$$

$$\times \bigotimes_{j=1}^{\ell} D^{s'_j m'_j}_{s_{3,j} \nu'_{3,j}}[R^{-1}(A, p'_j)], \tag{19}$$

где $R^{-1}(A, p) = (p\tilde{\sigma}|m)^{1/2} A^{-1}(A^{-1}p\,\sigma|m)^{1/2} \subset SL(2,C)$

– так называемое "вигнеровское вращение", $A \subset SL(2,C)$, $a \subset T$, $D^{sm}[R(A,p)]$–обычное $(2s+1)\times(2s+1)$ – мерное унитарное матричное представление вращения $R^{-1}(A,p) \subset SU(2,C)$.

Из (19) видно, что матричные элементы S-матрицы в каноническом базисе преобразуются по тензорному произведению унитарных представлений спинорной группы Пуанкаре $\tilde{P}^{\uparrow}_{+}$, зависящему от импульсов частицы, т.е. они определены на массовой поверхности. В то же время M-функция в спинорном базисе преобразуется по тензорному произведению неунитарных конечных представлений группы $\tilde{P}^{\uparrow}_{+}$. Преимущество представления (18) по сравнению с (19) заключается еще в том, что в (18) остались только спинорные преобразования спинорных индексов и исключены орбитальные преобразования импульсов. Поэтому ковариантная структура тензорной M-функции должна лежать в основе построения S-матричной теории, инвариантной относительно более широкой группы, чем группы Пуанкаре, а именно, группы, связывающей спин с группой внутренней симметрии [8,9]. Кроме того, аналитические свойства спинорных матричных элементов в S-матричной теории имеют важное значение.

Следуя Боголюбову [1], условие причинности определим согласно

$$\frac{\delta}{\delta \bar{\psi}^{sm}_{\kappa}(x)} \Big(\frac{\delta S}{\delta \psi^{sm}_{\rho}(y)} S^{+} \Big) = 0 \quad \text{для} \quad x \lesssim y. \tag{20}$$

$$\frac{\delta}{\delta \psi^{sm}_{\rho}(y)} \Big(\frac{\delta S}{\delta \bar{\psi}^{sm}_{\kappa}(x)} S^{+} \Big) = 0 \quad \text{для} \quad y \lesssim x. \tag{21}$$

Ясно, что спинорные ковариантные операторы тока, определяемые согласно

$$\bar{I}_{\kappa}(x) = i \frac{\delta S}{\delta \psi^{sm}_{\kappa}(x)} S^{+}, \quad I_{\kappa}(x) = -i \frac{\delta S}{\delta \bar{\psi}^{sm}_{\kappa}(x)} S^{+} \tag{22}$$

будут причинными операторами. Эти операторы в случае бозонных полей коммутируют, а в случае фермионных полей антикоммутируют между собой.

Теперь, пользуясь условиями причинности (20) и (21), мы можем выразить вакуумное среднее радиационных операторов в (3) при помощи этих операторов тока в виде:

$$B^{n+\ell}_{(\kappa)_{n+\ell}}(x)_{n+\ell} = \langle 0|\ T(I_{\kappa_1}(x)\ldots I_{\kappa_n}(x)\bar{I}_{\kappa_{n+1}}(x_{n+1})\ldots \bar{I}_{\kappa_{n+\ell}}(x_{n+\ell})|0\rangle +$$

$$+ \sum_{\substack{2\le r\le n+\ell-1 \\ t_1+\ldots+t_r=n+\ell}} \frac{(-i)^r}{r!} P(x_1,\ldots,x_{t_1}|x_{t_1+1},\ldots,x_{t_1+t_2}|\ldots|x_{t_1+\ldots+t_{r-1}+1},\ldots,x_{n+\ell})\times \tag{23}$$

$$\times\langle 0|\ T[\Lambda^{t_1}_{\kappa\ldots\kappa_{t_1}}(x_1,\ldots,x_{t_1})\ldots\Lambda^{t_r}_{\kappa_{t_1+\ldots+t_{r-1}+1},\ldots,\kappa_{n+\ell}}(x_{t_1+\ldots+t_{r-1}+1},\ldots,x_{n+\ell})]|0\rangle +$$

$$+\ i^{n+\ell-1}\langle 0|\Lambda^{n+\ell}_{\kappa_1,\ldots,\kappa_{n+\ell}}(x_1,\ldots,x_{n+\ell})|0\rangle,$$

где $P(x_1,\ldots,x_{t_1}|\ldots|x_{t_1+\ldots+t_{r-1}+1},\ldots,x_{n+\ell})$ – оператор суммирования по всем возможным $(n+\ell)!|t_1!\ldots t_r!$ разбиениям совокупности $(n+\ell)$ точек на r групп по $t_1,\ldots,t_r$ точек в каждом. Произвольные квазилокальные операторы $\Lambda^N_{\kappa_1\ldots\kappa_N}(x_1,\ldots,x_N)$ обладают свойствами локальности, эрмитовости, симметричности и коммутативности или антикоммутативности в пространственно-подобных точках. Коэффициентные функции этих операторов, например, в случае бозонных полей, имеют следующую структуру:

$$K^N(x_1,\ldots,x_N) = P(i^{2s_1}\hat{\partial}_{(\mu_1)} - m_1^{2s_1},\ldots,i^{2s_N}\hat{\partial}_{(\mu_N)} - m_N^{2s_N})\times$$

$$\times\,\delta(x_1-x_2)\ldots\delta(x_{N-1}-x_N),$$

где $P(\ldots)$ – полином с постоянными коэффициентами от своих аргументов

$$\hat{\partial}_{(\mu_i)} = \gamma^{(\mu_i)}\partial_{(\mu_i)},\quad \partial_{(\mu_i)} \equiv \partial^{\mu_1}_{\ldots}\partial^{\mu_{2s_i}},\quad \partial^{\mu_i} \equiv \frac{\partial}{\partial x^{\mu_i}}$$

$$\gamma^{(\mu_i)} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_{\mu_1\ldots\mu_{2s_i}}(ss) \\ \tilde{\sigma}_{\mu_1\ldots\mu_{2s_i}}(ss) & 0 \end{pmatrix},\quad \mu_i = \overline{0,3},\quad i=\overline{1,N},$$

где $\sigma_{\mu_1\ldots\mu_{2s}}(ss)$ – обобщенные матрицы Паули [3].

В формуле (23) через $B^{n+\ell}_{(\kappa)_{n+\ell}}(x)_{n+\ell}$ обозначена функция $B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}$, в которой положено $x'_k = x_{n+k},\ \kappa'_k = \kappa_{n+k},\ k=\overline{1,\ell}$. Заметим, что $\Lambda'_{\kappa_i}(x_i) = I_{\kappa_i}(x_i)$ при $i=\overline{1,n}$ и $\Lambda'_{\kappa'_{n+k}}(x_{n+k}) = \Lambda'_{\kappa'_k}(x'_k) = I_{\kappa'_k}(x'_k)$ при $k=\overline{1,\ell}$.

Функцию $B^{n+\ell}_{(\kappa)_{n+\ell}}(x)_{n+\ell}$, имеющую структуру (23), будем называть плотностью (ядром) обобщенной функции Боголюбова. При построении квантовой теории поля, основанного на системе непротиворечивых, полных и независимых аксиом в рамке причинной S-матричной теории БМП [1], свойства функции Боголюбова будут играть фундаментальную роль. Функция Боголюбова является обобщенной функцией, принадлежащей пространству $S'(R^{4(n+\ell)})$, где $S(R^{4(n+\ell)})$ – пространство неограниченно дифференцируемых и медленно убывающих на бесконечности функций.

Мы здесь укажем только лишь на трансформационные свойства обобщенной функции Боголюбова B^N относительно спинорной группы Пуанкаре $\tilde{P}^{\uparrow}_{+}$.

Обобщенную функцию Боголюбова $B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n+\ell}}$ определим как линейный непрерывный функционал в пространстве $S(R^{4(n+\ell)})$ согласно:

$$B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}) = \iint\Big(\prod_{i=1}^{n} d^4x_i\Big)\Big(\prod_{j=1}^{\ell} d^4x'_j\Big)B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}\times$$

$$\times f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell} \tag{24}$$

для любой функции $f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}\subset S(R^{4(n+\ell)})$, где плотность обобщенной функции Боголюбова – функция $B_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}$ определяется согласно (23). Пользуясь соотношением (4), мы установим трансформационные свойства обобщенной функции Боголюбова, определяемой (24) относительно спинорной группы Пуанкаре

$$B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}) = \sum_{(\rho;\rho')_{n\ell}} B^{n+\ell}_{(\rho;\rho')_{n\ell}}\Big(\bigotimes_{i=1}^{n} D^{s_i m_i}_{\kappa_i\rho_i}(A)\times$$

$$\times f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(A^{-1}(x-a);A^{-1}(x'-a))_{n\ell}\bigotimes_{j=1}^{\ell} D^{s'_j m'_j}_{\rho'\kappa'}(A)\Big), \tag{25}$$

для любых $f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(x;x')_{n\ell}\subset S(R^{4(n+\ell)}_{n+\ell}),\ (a,A)\subset\tilde{P}^{\uparrow}_{+}$.

Принимая во внимание формулу (17), мы можем определить тензорную обобщенную M-функцию соотношением

$$M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(\tilde{f}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}) = B^{n+\ell}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(f_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}), \tag{26}$$

где

$$f_{(\kappa;\kappa')}(x;x')_{n\ell} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2(n+\ell)}}\iint\Big(\prod_{i=1}^{n} d^4Pp_i\Big)\Big(\prod_{j=1}^{\ell} d^4p'_j\Big)\times$$

$$\times\, e^{i(\sum_{i=1}^{n}p_ix_i-\sum_{j=1}^{\ell}p'_jx'_j)}\ \tilde{f}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} \tag{27}$$

для любой функции $\tilde{f}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(p;p')_{n\ell} \subset S(R^{+}_{n,\ell})$.

Относительно спинорной группы Пуанкаре $\tilde{P}^{\uparrow}_{+}$ она преобразуется согласно

$$M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}(\tilde{f}_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}) =$$

$$= M_{(\kappa;\kappa')_{n\ell}}\Big(e^{-i(\Sigma^{n}_{i=1} a\cdot p_i - \Sigma^{\ell}_{j=1} a\cdot p'_j)} \sum_{(\rho;\sigma')_{n\ell}} \bigotimes_{i=1}^{n} D^{s_i m_i}_{\rho_i \kappa_i}(A) \times \tag{28}$$

$$\times f_{(\rho;\rho')_{n\ell}}(A^{-1}p;A^{-1}p')_{n\ell} \bigotimes_{j=1}^{\ell} D^{s'_j m'_j}_{\kappa'_j \rho'_j}(A)^{-1}\Big).$$

Пользуясь случаем, выражаю глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову, Нгуен Ван Хьеу, И. Бялыницкому-Бируле, М.К. Поливанову и А.В. Ефремову за стимулирующие обсуждения и ценные замечания.

Литература

1. Н.Н. Боголюбов, Б.М. Медведев, М.К. Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений. Госиздат физ.-мат. наук литературы, Москва, 1958.
2. H. Stapp. Phys. Rev. 125, 2139 (1962).
3. A.O. Barut, I. Muzinich, D.N. Williams, Phys. Rev. 130, 442 (1963).
4. I.R. Taylor, Journal of math. Phys. 7, 181 (1966).
5. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. Гоиздат технико-теор. литературы, Москва, 1957.
6. Б.В. Медведев. ЖЭТФ, 40, 821 (1961).
7. Л.Ш. Ходжаев. Препринт ОИЯИ Р2-3010, Дубна 1966.
8. G. Feldman, P.T. Mathews, Preprint ICTP /66/12, 1966. Physical department imperical college, London.
9. Nguen Van Hieu, Preprint E – 2754, Dubna 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 ноября 1966 г.