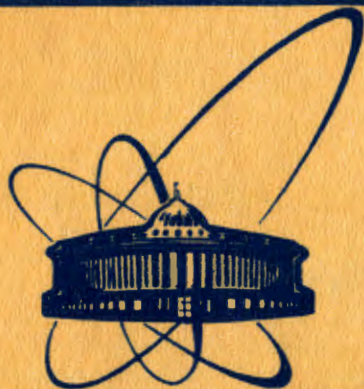


84-199



**сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна**

P2-84-199

В.В.Двоеглазов, Н.Б.Скачков

**КОВАРИАНТНОЕ ТРЕХМЕРНОЕ УРАВНЕНИЕ
ДЛЯ СОСТАВНОЙ СИСТЕМЫ,
ОБРАЗОВАННОЙ ФЕРМИОНОМ И БОЗОНОМ**

**Объединенный институт
ядерных исследований
БМЕЛИОТЕНА**

1984

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе излагается математический аппарат релятивистского трехмерного описания связанных систем, образованных из двух частиц со спинами $1/2$ и 1 или двух частиц со спинами 1 . Аналогичное исследование системы двух фермионов было проведено ранее в^{1-3/}. Основой нашего подхода служит одно-временной квазипотенциальный метод описания систем частиц в квантовой теории поля, предложенный Логуновым и Тавхелидзе^{4/}. Трехмерные релятивистские двухчастичные уравнения квазипотенциального типа возникают и в рамках гамильтониановой формулировки квантовой теории поля^{5/}.

Как следует из результатов^{6-9/}, в спиновом случае уравнения для двухчастичных систем, возникающие в обоих подходах, совпадают по форме и для волновой функции /ВФ/, описывающей относительное движение двух спиновых частиц с равными массами, и имеют в импульсном представлении следующий вид:

$$2\Delta_{p,m\lambda\varphi}^{\circ}(M - 2\Delta_{p,m\lambda\varphi}^{\circ}) \tilde{\Psi}_{\sigma_1\sigma_2}^{\text{МК}}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}) = \tag{1.1}$$

$$= \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{\sigma_1'\sigma_2'} \int \frac{d^3\vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}}{2\Delta_{k,m\lambda\varphi}^{\circ}} V_{\sigma_1'\sigma_2'}^{\sigma_1\sigma_2}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}; \vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}; \varphi^2) \Psi_{\sigma_1'\sigma_2'}^{\text{МК}}(\vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}).$$

Здесь $\vec{\Delta}_{p,m\lambda\varphi}$ и $\vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}$ - ковариантные обобщения импульсов частиц в с.ц.и. до рассеяния $\vec{p}_1 = -\vec{p}_2 = \vec{p}$ и соответственно после рассеяния $\vec{k}_1 = -\vec{k}_2 = \vec{k}$. Они определяются следующим образом:

$$\vec{\Delta}_{p,m\lambda\varphi}^{\rightarrow} \equiv \vec{p} = (\Lambda_{\lambda\varphi}^{-1} p_1) = -(\Lambda_{\lambda\varphi}^{-1} p_2) = -\vec{\Delta}_{p_2,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}, \tag{1.2}$$

$$\vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}^{\rightarrow} \equiv \vec{k} = (\Lambda_{\lambda\varphi}^{-1} k_1) = -(\Lambda_{\lambda\varphi}^{-1} k_2) = -\vec{\Delta}_{k_2,m\lambda\varphi}^{\rightarrow}.$$

причем

$$(\Delta_{p,m\lambda\varphi}^{\circ})^2 - (\vec{\Delta}_{p,m\lambda\varphi}^{\rightarrow})^2 = m^2, \quad (\Delta_{k,m\lambda\varphi}^{\circ})^2 - (\vec{\Delta}_{k,m\lambda\varphi}^{\rightarrow})^2 = m^2, \tag{1.3/}$$

то есть в уравнении /1.2/ импульсы всех частиц принадлежат массовому гиперboloиду $p^2 = m^2$; $k^2 = m^2$. Выше $\bar{\Psi}_{\sigma_1 \sigma_2}^{MK}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda \varphi})$ -

ковариантная одновременная ВФ, характеризующая относительное движение в двухчастичной системе с общей массой M и импульсом \vec{K} ;

$V_{\sigma_1 \sigma_2}^{\sigma'_1 \sigma'_2}(\vec{\Delta}_{p,m\lambda \varphi}; \vec{\Delta}_{k,m\lambda \varphi}; \mathcal{P}^2)$ - квазипотенциал, образованный из инвариантных матричных элементов релятивистской амплитуды рассеяния. Наконец, $\mathcal{P} = p_1 + p_2$; $\lambda_{\varphi}^{\mu} = \frac{\mathcal{P}^{\mu} M}{\sqrt{\mathcal{P}^2}}$, а $\Lambda_{\lambda \varphi}^{-1}$ - оператор чисто лоренцевского преобразования в систему покоя: $\Lambda_{\lambda \varphi}(M, \vec{0}) = (\mathcal{P}_0, \vec{\mathcal{P}})$.

В настоящей работе в качестве квазипотенциала мы выберем матричные элементы, отвечающие однобозонному обмену. Вычисления этих матричных элементов будут проводиться с использованием $2(2S+1)$ - компонентных ВФ, чтобы иметь возможность проведения аналогии с задачей системы двух фермионов.

2. КВАНТОВАЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКА ДЛЯ ВЕКТОРНЫХ ЧАСТИЦ С $2(2S+1)$ -КОМПОНЕНТНЫМИ ВФ

В начале 60-х годов Джос /10/, Вайнберг /11/ и Уивер, Хаммер, Гуд /12/ дали описание свободных векторных частиц с массой, которое отличалось от предшествующих /13-16/ тем, что использовались 6-компонентные ВФ. Если дираковские ВФ для спинорной частицы преобразуются по приводимому представлению $(1/2, 0) \oplus (0, 1/2)$ группы Лоренца $SL(2, C)$, а широко используемые ВФ $\epsilon_{\mu}(\vec{p})$ для векторной частицы - по векторному представлению $(1/2, 1/2)$ группы Лоренца, то 6-компонентные ВФ преобразуются по более высокому представлению, а именно $(1, 0) \oplus (0, 1)$.

В более поздних статьях были изучены различные свойства теории свободных векторных частиц. Так, в /17/ было найдено явно ковариантное уравнение для свободной векторной частицы и показана связь данного формализма с более ранними формулировками. В /18/ рассмотрено уравнение движения векторной частицы во внешнем электромагнитном поле, причем учтено влияние магнитного дипольного и электрического квадрупольного моментов. В /19/ описаны правила Фейнмана для векторных частиц в 6-компонентном формализме. /Мы приводим их в Приложении к нашей работе/.

Необходимо еще заметить, что в этом формализме широко используются 6×6 матрицы $\gamma^{\mu\nu}$, которые были подробно изучены в /11, 20/. По определению

$$\gamma_{ij} = \begin{pmatrix} 0 & \delta_{ij} & -S_i S_j & -S_j S_i \\ \delta_{ij} & -S_i S_j & -S_j S_i & 0 \end{pmatrix},$$

$$\gamma_{i4} = \gamma_{4i} = \begin{pmatrix} 0 & iS_i \\ -iS_i & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_{44} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}. \quad /2.1/$$

Здесь S_i - обычные спиновые матрицы для векторной частицы:

$$S_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{2} & 0 \\ \sqrt{2} & 0 & \sqrt{2} \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad S_2 = \frac{i}{2} \begin{pmatrix} 0 & -\sqrt{2} & 0 \\ \sqrt{2} & 0 & -\sqrt{2} \\ 0 & \sqrt{2} & 0 \end{pmatrix}, \quad S_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad /2.2/$$

Наконец, согласно /19, 21/, аналогом дираковских ВФ в импульсном пространстве являются для состояний с положительной энергией функции

$$U(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} D^s(a(\vec{p})) \xi_{\sigma} \\ D^s(a^{-1}(\vec{p})) \xi_{\sigma} \end{pmatrix}, \quad /2.3/$$

и функции

$$V(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} D^s(a(\vec{p})C^{-1}) \xi_{\sigma}^* \\ D^s(a^{-1}(\vec{p})C^{-1}) \chi(-1)^{2s} \xi_{\sigma} \end{pmatrix} - \quad /2.4/$$

для состояний с отрицательной энергией. Выше мы использовали

$$a(\vec{p}) = \frac{m + E + (\vec{\sigma} \vec{p})}{\sqrt{2m(E+m)}}, \quad /2.5/$$

$$C = -i\sigma_2, \quad /2.6/$$

а $D^s(A) \equiv D^{(s,0)}(A)$ - представление группы $SL(2, C)$ квадратными матрицами с $2S+1$ строками.

В нашем случае ($S=1$) имеем

$$D^{(1,0)}(a(\vec{p})) = 1 + \frac{\vec{s} \vec{p}}{m} + \frac{(\vec{s} \vec{p})^2}{m(m+E)}. \quad /2.7/$$

/Методика нахождения $D^{(s,0)}(A)$ приведена в /21/, ξ_{σ} - собственные функции оператора \hat{S}^2 и \hat{S}_z .

$$\hat{S}^2 \xi_{\sigma} = S(S+1) \xi_{\sigma}, \quad \hat{S}_z \xi_{\sigma} = \sigma \xi_{\sigma}. \quad /2.8/$$

3. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВУХ ЧАСТИЦ СО СПИНОМ 1 В ИМПУЛЬСНОМ ПРЕДСТАВЛЕНИИ

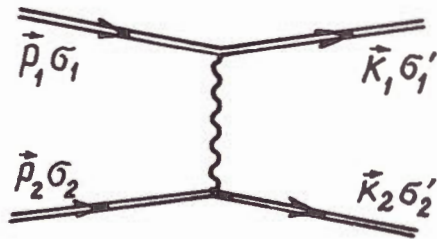
Выберем в уравнении /1.1/ в качестве квазипотенциала фейнмановский матричный элемент, отвечающий однофотонному обмену. Такое приближение, называемое моделью однофотонного обмена, широко используется в физике элементарных частиц.

Использование геометрии Лобачевского, как показано в /1-2/, позволяет перейти к трехмерной записи квазипотенциала взаимодействия двух фермионов, причем спин частиц описывается σ -матрицами Паули. Мы покажем ниже, что можно перейти к трехмерному формализму и в случае взаимодействия двух частиц со спином 1, при этом спин описывается матрицами /2.2/.

Для этой цели воспользуемся таблицей из Приложения к данной работе. Следуя вышесказанному*,

$$\langle \vec{p}_1, \sigma_1; \vec{p}_2; \sigma_2 / V_{\nu}^{(2)} / \vec{k}_1, \sigma_1'; \vec{k}_2, \sigma_2' \rangle = -4\pi e^2 \bar{U}^{\sigma_1}(\vec{p}_1) \gamma_{\mu\nu}(\vec{p}_1 + \vec{k}_1)_{\nu} U^{\sigma_1'}(\vec{k}_1) \delta_{\mu\nu} \bar{U}^{\sigma_2}(\vec{p}_2) \gamma_{\mu\nu}(\vec{p}_2 + \vec{k}_2) U^{\sigma_2'}(\vec{k}_2), \quad /3.1/$$

что отвечает фейнмановской диаграмме



* Мы не учитываем здесь матричные выражения для вершины, ответственные за магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты. Из первого слагаемого соответствующего выражения таблицы Приложения - $e \Gamma_{\alpha\beta}(\vec{p} + \vec{p}')_{\beta}$ мы выбираем лишь $e \gamma_{\alpha\beta}(\vec{p} + \vec{p}')_{\beta}$. Это возможно, так как слагаемое - $e \delta_{\alpha\beta}(\vec{p} + \vec{p}')_{\beta}$ появляется как результат учета условия аксиальности $(\vec{p}_{\mu} p^{\mu} + m^2) \Psi = 0$, налагаемого на 6-компонентную ВФ векторной частицы. У нас же импульсы всех частиц лежат на массовой поверхности, так что данное условие автоматически выполнено.

Совершим в /3.1/ переход к ВФ, определенным в системах покоя частиц /22/:

$$U^{\sigma}(\vec{p}_1) = S_{\vec{p}_1} U^{\sigma}(0) = S_{\vec{p}_1} S_{\vec{p}_1}^{-1} U^{\sigma}(0), \quad /3.2/$$

где, согласно /2.3/-/2.7/, шестимерная матрица выражается в виде

$$S_{\vec{p}} = 1 + \frac{\vec{a}\vec{p}}{m} + \frac{(\vec{a}\vec{p})^2}{n(m+p_0)}. \quad /3.3/$$

В нашей работе матрицы

$$\vec{a} = \begin{pmatrix} \vec{S} & 0 \\ 0 & -\vec{S} \end{pmatrix}, \quad \beta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \gamma_5 = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad /3.4/$$

имеют размерность 6x6.

Нужно отметить, что чисто лоренцевские преобразования не образуют группы. Их произведение содержит дополнительное вращение $V(\Lambda_{\vec{p}}, \vec{k})$, описывающее томассовскую прецессию спина /вигнеровское вращение/:

$$S_{\vec{p}}^{-1} S_{\vec{k}} = S_{\Lambda_{\vec{p}}^{-1} \vec{k}} \cdot I \otimes D^1 \{ V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}, \vec{k}) \}, \quad /3.5/$$

причем

$$D^1 \{ V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}, \vec{k}) \} = \frac{[(p_0+m)(k_0+m) - \vec{p}\vec{k}] + [\vec{p}\vec{k}]^2 - 2i[(p_0+m)(k_0+m) - \vec{p}\vec{k}] \vec{S}[\vec{p}\vec{k}] - 2\{S[\vec{p}\vec{k}]\}}{2m(p_0+m)(k_0+m)(\Delta_0+m)} \quad /3.6/$$

/Аналогичное выражение для D функции было получено ранее в других обозначениях Широковым Ю.М./23/ и Чешковым А.А./24/.

Следовательно,

$$U^{\sigma}(\vec{p}_1) = S_{\vec{p}_1} S_{\vec{p}_1}^{-1} \cdot D^1 \{ V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}_1}, \vec{p}_1) \} U^{\sigma}(0). \quad /3.7/$$

Теперь, если воспользоваться равенством*

$$S_{\vec{p}}^{-1} \gamma_{\mu\nu} \vec{p}_\nu S_{\vec{p}} = \beta (\vec{p}_\mu - \gamma_S W_\mu(\vec{p})), \quad /3.8/$$

которое можно получить после несложных, но громоздких вычислений, а также учесть формулы статьи /26/:

$$W_\mu(\vec{p}) D(V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})) = D(V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})) \times \{W_\mu(\vec{k}) + \frac{\vec{p}_\mu + \vec{k}_\mu}{m(m + \Delta_0)}\}, \quad /3.9/$$

$$\vec{k}_\mu W_\mu(\vec{p}) D(V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})) = -D(V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})) \vec{p}_\mu W_\mu(\vec{k}) \quad /3.10/$$

и выражения /3.5/, /3.7/, то, следуя работе /22/, можно получить формулу 4-вектора тока частицы со спином 1 в $2(2S+1)$ -формализме

$$j_{\sigma\nu}^\mu(\vec{p}, \vec{k}) = \sum_{\sigma_p, \nu_p, \nu_k}^{+1} D_{\sigma\sigma_p}^+ \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{p})\} j_{\sigma_p \nu_p}^\mu(\vec{p}, \vec{k}) \times \quad /3.11/$$

$$\times D_{\nu_p \nu_k}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})\} \cdot D_{\nu_k \nu}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}^{\circ}, \vec{k})\},$$

$$j_{\sigma\nu_p \nu_p}^\mu(\vec{p}, \vec{k}) = -e \xi_{\sigma_p} \{(\vec{p} + \vec{k})^\mu + \frac{1}{m} W^\mu(\vec{p})(\vec{S}\Delta) - \frac{1}{m} (\vec{S}\Delta) W^\mu(\vec{p})\} \xi_{\nu_p} \quad /3.12/$$

Как и в более ранних работах /1-3,22/,

$$\vec{\Delta} = (\Lambda_{\vec{p}}^{\circ} \vec{k}) = \vec{k} - \frac{\vec{p}}{m} (k_0 - \frac{\vec{k}\vec{p}}{m + p_0}), \quad /3.13/$$

$$(\Delta)_0 = (\Lambda_{\vec{p}}^{\circ} \vec{k})_0 = (k_0 p_0 - \vec{k}\vec{p}) / m. \quad /3.14/$$

* $W^\mu(\vec{p})$ - 4-вектор релятивистского спина /21,23-26/, определенный

следующим образом: $W_0(\vec{p}) = S\vec{p}$, $\vec{W}(\vec{p}) = m\vec{S} + \frac{\vec{p}(\vec{S}\vec{p})}{(p_0 + m)}$.

Далее, учтем /1.2/, а также

$$\frac{1}{(p_1 - k_1)^2} = - \frac{1}{2m(\Delta_0 - m)}. \quad /3.15/$$

В результате мы можем записать оператор квазипотенциала в приближении однофотонного обмена:

$$\langle \vec{p}; \sigma_1, \sigma_2 | V_{\vec{v}}^{(2)} | \vec{k}; \nu_1, \nu_2 \rangle = \sum_{\sigma_{1p}, \nu_{1p}}^{+1} D_{\sigma_1} \sigma_{1p} \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, p_1})\} \times \quad /3.16/$$

$$D_{\sigma_2}^1 \sigma_{2p} \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, p_2})\} \langle \vec{p}; \sigma_{1p}, \sigma_{2p} | V_{\vec{v}}^{(2)} | \vec{k}; \nu_{1p}, \nu_{2p} \rangle \times$$

$$\times D_{\nu_{1p} \nu_{1k}}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, k_1})\} \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, k_1})\} \times$$

$$\times D_{\nu_{2p} \nu_{2k}}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, k_2})\} \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}, k_2})\},$$

$$\langle \vec{p}; \sigma_{1p}, \sigma_{2p} | V_{\vec{v}}^{(2)} | \vec{k}; \nu_{1p}, \nu_{2p} \rangle = \xi_{\sigma_{1p}}^* \xi_{\sigma_{2p}}^* V_{\vec{v}}^{(2)}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) \xi_{\nu_{1p}} \xi_{\nu_{2p}}, \quad /3.17/$$

$$V_{\vec{v}}^{(2)}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) = -4\pi e^2 \left\{ \frac{(\vec{p} + \vec{k})_0^2 + (\vec{p} + \vec{k})^2}{2m(\Delta_0 - m)} + \frac{(\vec{p} + \vec{k})_0}{m^2} \frac{i(\vec{S}_1 + \vec{S}_2)[\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta_0 - m} + \right. \quad /3.18/$$

$$\left. + \frac{(\vec{S}_1 \vec{\Delta})(\vec{S}_2 \vec{\Delta}) - (\vec{S}_1 \vec{S}_2) \vec{\Delta}^2}{2m(\Delta_0 - m)} - \frac{1}{m^3} \frac{\vec{S}_1 [\vec{p}\vec{\Delta}] S_2 [\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta_0 - m} \right\}.$$

Легко видеть, что квазипотенциал для взаимодействия двух векторных частиц /3.17/ имеет определенное сходство с квазипотенциалом взаимодействия двух спинорных частиц /1-3/.

$$V_{\vec{v}}^{(2)}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) = -4\pi e^3 \left\{ \frac{2m}{\Delta_0 - m} + \frac{2}{m^2} \frac{p_0(\Delta_0 + m) + 2p_0(\vec{p}\vec{\Delta}) - 2m^3}{\Delta_0 - m} + \right. \quad /3.19/$$

$$\left. + \frac{2p_0}{m^2} \frac{i(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2)[\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta_0 - m} + \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{\Delta})(\vec{\sigma}_2 \vec{\Delta}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2) \vec{\Delta}^2}{2m(\Delta_0 - m)} + \frac{2}{m^2} \frac{(\vec{\sigma}_1 \vec{p})(\vec{\sigma}_1 \vec{\Delta})(\vec{\sigma}_2 \vec{p})(\vec{\sigma}_2 \vec{\Delta})}{\Delta^2} \right\}.$$

Аналогом первого и второго слагаемых в /3.19/ является первое слагаемое в /3.18/; они вносят вклад в орбитальное движение. Второе слагаемое в /3.18/ - аналог третьего слагаемого в /3.19/. Это - релятивистское спин-орбитальное взаимодействие. Третье слагаемое в /3.18/ содержит спин-спиновое взаимодействие и тензорные силы, как и четвертое слагаемое в /3.19/. И, наконец, последнее слагаемое в /3.18/ имеет своим аналогом последнее слагаемое /3.19/.

Из всего вышесказанного можно сделать вывод: как в случае системы двух спинорных частиц, так и в случае системы двух векторных частиц геометрия Лобачевского позволяет получить квазипотенциалы, которые являются обобщениями соответствующих потенциалов квантовой механики.

Для описываемой нами двухчастичной системы квазипотенциал в нерелятивистском пределе имеет вид

$$V_{\text{nonrel}}^{(2)}(\vec{k} - \vec{p}, \vec{p}) = -4\pi e^2 \left\{ \frac{4m^2}{\Delta^2} + \frac{1}{c^2} + \frac{1}{c^2} \frac{3\vec{p}^2 + 2\vec{p}\vec{k} + 3\vec{k}^2}{\Delta^2} + \right. \quad /3.20/$$

$$\left. + \frac{4}{c^2} \frac{i(\vec{S}_1 + \vec{S}_2)[\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta^2} + \frac{1}{c^2} \frac{(\vec{S}_1\vec{\Delta})(\vec{S}_2\vec{\Delta}) - (\vec{S}_1\vec{S}_2)\vec{\Delta}^2}{\Delta^2} \right\},$$

где

$$\vec{\Delta} = \vec{k} - \vec{p}. \quad /3.21/$$

Здесь удержаны лишь члены порядка (v^2/c^2) .

Нужно еще заметить, что использование D-функций в выражении /3.16/ позволяет осуществить "пересадку" /по терминологии авторов /26/ / спиновых индексов на один импульс \vec{p} в матричном элементе квазипотенциала. Аналогичную "пересадку" нужно сделать и для ВФ уравнения /1.1/:

$$\Psi_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ}}^{\text{МК}}(\vec{p}) = \sum_{\sigma_1, \sigma_2 = -1}^1 D_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_1}^1 \{V^{-1}(\Lambda, \varphi, p_1)\} \times \quad /3.22/$$

$$\times D_{\sigma_2^{\circ}, \sigma_2}^1 \{V^{-1}(\Lambda, \varphi, p_2)\} \Psi_{\sigma_1, \sigma_2}^{\text{МК}}(\vec{p}).$$

4. ПАРЦИАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ ВЕКТОРНЫХ ЧАСТИЦ В СИСТЕМЕ С ПОЛНЫМ СПИНОМ $S = 0$

В этом разделе мы получим парциальное уравнение, следуя методу статьи /27/.

Выше была проведена "пересадка" спиновых индексов ВФ и квазипотенциала на один импульс /это соответствует переходу к квантованию спина на одну и ту же ось, выбранную вдоль вектора \vec{p} /. После этого можно совершить ковариантное суммирование спинов /25,24/:

$$\Psi_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ}}^{\circ}(\vec{p}) = \frac{1}{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ} = -1} \sum_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ} = -1}^1 \langle 1, 1; \sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ} | S_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ}} \rangle \Psi_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ}}^{\circ}(\vec{p}). \quad /4.1/$$

В дальнейшем мы ограничимся случаем $S = 0$, $\sigma_1^{\circ} = \sigma_2^{\circ} = 0$, которому соответствует ВФ:

$$\Psi_{00}^{\circ}(\vec{p}) = \frac{1}{\sqrt{3}} \{ \Psi_{1^{\circ}, -1^{\circ}}^{\circ}(\vec{p}) + \Psi_{-1^{\circ}, 1^{\circ}}^{\circ}(\vec{p}) - \Psi_{0^{\circ}, 0^{\circ}}^{\circ}(\vec{p}) \} = \Psi_{S=0}^{\circ}(\vec{p}). \quad /4.2/$$

Уравнение, описывающее состояние с полным спином $S = 0$ для ВФ /4.2/, согласно работе /8/, имеет вид

$$2p_0^{\circ} (M - 2p_0^{\circ}) \Psi_{S=0}^{\circ}(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3\vec{k}}{2k_0^{\circ}} V_{S=0}^{\circ}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) \Psi_{S=0}^{\circ}(\vec{k}). \quad /4.3/$$

где

$$V_{S=0}^{\circ}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) = \sum_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ} = -1}^1 \sum_{\nu_1^{\circ}, \nu_2^{\circ} = -1}^1 \langle 11 \sigma_1^{\circ} \sigma_2^{\circ} | 00 \rangle \times \quad /4.4/$$

$$\times V_{\sigma_1^{\circ}, \sigma_2^{\circ}}^{\nu_1^{\circ}, \nu_2^{\circ}}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) \langle 11 \nu_1^{\circ} \nu_2^{\circ} | 00 \rangle.$$

После несложных вычислений находим

$$V_{S=0}^{\circ}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) = -4\pi e^2 \left\{ \frac{2(\Delta_0 + m)}{3m} + \frac{2[\vec{p}\vec{\Delta}]^2}{3m^3(\Delta_0 - m)} - \frac{(\vec{p} + \vec{k})_0 + (\vec{p} + \vec{k})^2}{2m(\Delta_0 - m)} \right\}. \quad /4.5/$$

После разложения $\Psi_{S=0}^{\circ}(\vec{p})$ на парциальные волны мы приходим к парциальному уравнению

$$2\vec{p}_0 (M - 2\vec{p}_0) \frac{1}{\vec{p}} \Phi_\ell(\vec{p}) = \frac{1}{2\pi^2} \int \frac{\vec{k}^0 d\vec{k}^0}{2k_0} V_\ell(\vec{x}, \vec{p}) \Phi_\ell(\vec{k}). \quad /4.6/$$

Здесь $\vec{k} = |\vec{k}|$, $\vec{p} = |\vec{p}|$, а

$$V_\ell(k, p) = -4\pi e^2 \left\{ \left[\frac{2(k_0 + p_0) - 4m^2}{k_0 p_0} - \frac{4(k - p_0)^2}{3k_0 p_0} \right] Q_\ell \left(\frac{k_0 p_0 - m^2}{k_0 p_0} \right) + \left(\frac{8k_0 p_0}{3m^2} - 2 \right) \delta_{\ell 0} \right\}. \quad /4.7/$$

в нерелятивистском пределе $k_0 \rightarrow mc^2 + \frac{\vec{k}^2}{2m}$, $p_0 \rightarrow mc^2 + \frac{\vec{p}^2}{2m}$,

$$Q_\ell \left(\frac{k_0 p_0 - m^2}{k_0 p_0 c^2} \right) \rightarrow Q_\ell \left(\frac{\vec{k}^2 + \vec{p}^2}{2kp} \right). \quad /4.8/$$

и уравнение /4.6/ преобразуется в уравнение типа Шредингера

$$\left(\frac{\vec{p}^2}{2m} + E_{св} \right) \Phi_\ell(p) = - \frac{1}{2\pi^2} \int_0^\infty dk V_{\text{nonrel}}(k, p) \Phi_\ell(k). \quad /4.9/$$

где

$$V_{\text{nonrel}}(k, p) = \frac{1}{kp} Q_\ell \left(\frac{k^2 + p^2}{2kp} \right) + \frac{k^2 + p^2}{kpm^2 c^2} Q_\ell \left(\frac{k^2 + p^2}{2kp} \right) + \frac{2}{3m^2 c^2} \delta_{\ell 0}. \quad /4.10/$$

§5. ОДНОВРЕМЕННОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ВФ СВЯЗАННОЙ СИСТЕМЫ ФЕРМИОНА И БОЗОНА СО СПИНОМ 1

Уравнение для одновременной ВФ связанной системы фермиона и бозона было записано в импульсном пространстве в /28,29/ и оно имеет вид

$$2\Delta_{p, m_2}^0 \lambda (M - \Delta_{p, m_1}^0 \lambda - \Delta_{p, m_2}^0 \lambda) \tilde{\Psi}_{\sigma_1 \sigma_2}(\vec{\Delta}_{p, \lambda}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \sum_{\nu_1 \nu_2} \int \frac{d\vec{k}}{2\Delta_{k, m_1}^0 \lambda} V_{\sigma_1 \sigma_2}^{\nu_1 \nu_2}(\vec{\Delta}_{p, \lambda}(-)\vec{\Delta}_{k, \lambda}; \mathcal{P}^2) \tilde{\Psi}_{\nu_1 \nu_2}^{MK}(\vec{\Delta}_{k, \lambda}). \quad /5.1/$$

10

Следуя /1-3/,

$$V_{\sigma_1 \sigma_2}^{\nu_1 \nu_2}(\vec{\Delta}_{p, \lambda}; \vec{\Delta}_{k, \lambda}; \mathcal{P}^2) \equiv \langle \vec{p}, \sigma_1, \sigma_2 | V_{\nu}^{(2)} | \vec{k}, \nu_1, \nu_2 \rangle = \sum_{\sigma_{1p}^{\circ} \nu_{1p}^{\circ}} D_{\sigma_1 \sigma_{1p}^{\circ}}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\mathcal{P}}, p_1)\} D_{\sigma_2 \sigma_{2p}^{\circ}}^{1/2} \{V^{-1}(\Lambda_{\mathcal{P}}, p_2)\} \times \quad /5.2/$$

$$\times \langle \vec{p}, \sigma_{1p}^{\circ}, \sigma_{2p}^{\circ} | V_{\nu}^{(2)} | \vec{k}, \nu_{1p}^{\circ}, \nu_{2p}^{\circ} \rangle D_{\nu_1 \nu_{1k}^{\circ}}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}}, \vec{k}_1)\} \times$$

$$\times D_{\nu_1 \nu_1}^1 \{V^{-1}(\Lambda_{\mathcal{P}}, k)\} D_{\nu_2 \nu_2}^{1/2} \{V^{-1}(\Lambda_{\vec{p}_2}, \vec{k}_2)\} D_{\nu_2 \nu_2}^{1/2} \{V^{-1}(\Lambda_{\mathcal{P}}, k_2)\},$$

$$\langle \vec{p}, \sigma_{1p}^{\circ}, \sigma_{2p}^{\circ} | V_{\nu}^{(2)} | \vec{k}, \nu_{1p}^{\circ}, \nu_{2p}^{\circ} \rangle = \xi_{\sigma_{1p}^{\circ}}^* \xi_{\sigma_{2p}^{\circ}}^* V_{\nu}^{(2)}(\vec{k}(-)\vec{p}, \vec{p}) \xi_{\nu_{1p}^{\circ}} \xi_{\nu_{2p}^{\circ}}. \quad /5.3/$$

Нужно отметить, что $\xi_{\sigma_{2p}^{\circ}}$, $\xi_{\nu_{2p}^{\circ}}$ - обычные двухкомпонентные

паулевские спиноры, нормированные условием $\xi_{\sigma}^* \xi^{\sigma'} = \delta_{\sigma}^{\sigma'}$, а $\xi_{\sigma_{1p}^{\circ}}$, $\xi_{\nu_{1p}^{\circ}}$ - трехкомпонентные аналоги паулевских спиноров

для частиц со спином 1.

Используем полученные ранее выражения для векторов тока векторных /3.12/

$$j_{\sigma_{1p}^{\circ} \nu_{1p}^{\circ}}^{\mu}(\vec{p}, \vec{k}) = -e \xi_{\sigma_{1p}^{\circ}}^* \{(\vec{p} + \vec{k})^{\mu} + \frac{1}{m_1} W_1^{\mu}(\vec{p})(\vec{S}_1 \vec{\Delta}) - \frac{1}{m} (\vec{S}_1 \vec{\Delta}) W_1^{\mu}(\vec{p})\} \xi_{\nu_{1p}^{\circ}} \quad /5.4/$$

и спинорных /3/ частиц

$$j_{\sigma_{2p}^{\circ} \nu_{2p}^{\circ}}^{\mu}(\vec{p}, \vec{k}) = -e \frac{2}{\sqrt{2m(\Delta_{20} + m)}} \xi_{\sigma_{2p}^{\circ}}^* \{ \beta_2^{\mu}(\vec{\Delta}_{20} + m) + 2\tilde{W}_2^{\mu}(\vec{p})(\vec{\sigma}_2 \vec{\Delta}_2) \} \xi_{\nu_{2p}^{\circ}}, \quad /5.5/$$

а также

$$\langle \vec{p}_1, \sigma_{1p}^{\circ}; \vec{p}_2, \sigma_{2p}^{\circ} | V_{\nu}^{(2)} | \vec{k}_1, \nu_{1p}^{\circ}; \vec{k}_2, \nu_{2p}^{\circ} \rangle = \frac{-4\pi j_{\sigma_{1p}^{\circ} \nu_{1p}^{\circ}}^{\mu}(\vec{p}_1, \vec{k}_1) \delta_{\mu\nu} j_{\sigma_{2p}^{\circ} \nu_{2p}^{\circ}}^{\nu}(\vec{p}_2, \vec{k}_2)}{(p_1 - k_1)^2}, \quad /5.6/$$

причем $\vec{p} = \vec{p}_1 = -\vec{p}_2$; $\vec{k} = \vec{k}_1 = -\vec{k}_2$.

В результате можно записать оператор квазипотенциала следующим образом:

$$\begin{aligned}
 V_{\vec{k}, \vec{p}}^{(2)} &= -4\pi e^2 \frac{\vec{p}_{20}(\vec{p}_{10} + \vec{k}_{10} + \vec{p}_{20} + \vec{k}_{20}) - 2m_2^2}{m_1(\Lambda_{10} - m_1)} \sqrt{\frac{\Lambda_{20} + m_2}{2m_2}} - \\
 &- 4\pi e^2 \frac{(\vec{p}_{10} + \vec{k}_{10} + \vec{p}_{20} + \vec{k}_{20})(\vec{p}\vec{\Lambda}_2)}{m_1(\Lambda_{10} - m_1)\sqrt{2m_2(\Lambda_{20} + m_2)}} - 4\pi e^2 \frac{(\vec{S}_1\vec{\Lambda}_2)(\vec{\sigma}_2\vec{\Lambda}_1) - (\vec{S}_1\vec{\sigma}_2)(\vec{\Lambda}_1\vec{\Lambda}_2) + i\vec{S}_1[\vec{\Lambda}_2\vec{\Lambda}_1]}{m_1(\Lambda_{10} - m_1)} \times \\
 &\times \sqrt{\frac{m_2}{2(\Lambda_{20} + m_2)}} - 4\pi e^2 \frac{i\vec{S}_1[\vec{p}\vec{\Lambda}_1](\vec{p}\vec{\Lambda}_2)(m_1 + m_2 + \vec{p}_{10} + \vec{p}_{20})^2}{2m_1^2(\Lambda_{10} - m_1)(m_1 + \vec{p}_{10})(m_2 + \vec{p}_{20})} \times \frac{1}{\sqrt{2m_2(\Lambda_{20} + m_2)}} - \\
 &- 4\pi e^2 \frac{i\vec{S}_1[\vec{p}\vec{\Lambda}_1](\vec{p}_{20} + \vec{p}_{10})}{m_1^2(\Lambda_{10} - m_1)^2} \sqrt{\frac{\Lambda_{10} + m_2}{2m_2}} - 4\pi e^2 \frac{i\vec{\sigma}_2[\vec{p}\vec{\Lambda}_2](\vec{p}_{10} + \vec{k}_{10} + \vec{p}_{20} + \vec{k}_{20})}{m_1(\Lambda_{10} - m_1)\sqrt{2m_2(\Lambda_{20} + m_2)}} + \\
 &+ 4\pi e \frac{\vec{S}_1[\vec{p}\vec{\Lambda}_1]\vec{\sigma}_2[\vec{p}\vec{\Lambda}_2](m_1 + m_2 + \vec{p}_{10} + \vec{p}_{20})^2}{2m_1^2(\Lambda_{10} - m_1)(m_1 + \vec{p}_{10})(m_2 + \vec{p}_{20})} \frac{1}{\sqrt{2m_2(\Lambda_{20} + m_2)}}.
 \end{aligned}$$

/5.7/

Здесь

$$\vec{\Lambda}_1 = \vec{k} - \frac{\vec{p}}{m_1} \left(k_0 - \frac{\vec{k}\vec{p}}{m_1 + p_0} \right), \quad \Lambda_{10} = \sqrt{m_1^2 + \vec{\Lambda}_1^2} \quad /5.8/$$

$$\vec{\Lambda}_2 = \vec{k} - \frac{\vec{p}}{m_2} \left(k_0 - \frac{\vec{k}\vec{p}}{m_2 + p_0} \right), \quad \Lambda_{20} = \sqrt{m_2^2 + \vec{\Lambda}_2^2}, \quad /5.9/$$

$$\vec{p}_{20} = \sqrt{m_2^2 + \vec{p}^2}, \quad \vec{k}_{20} = \sqrt{m_2^2 + \vec{k}^2}, \quad /5.10/$$

$$\vec{p}_{10} = \sqrt{m_1^2 + \vec{p}^2}, \quad \vec{k}_{10} = \sqrt{m_1^2 + \vec{k}^2}. \quad /5.11/$$

В квазирелятивистском пределе /5.7/ переходит в

$$V_{\vec{k}, \vec{p}}^{(2)} = -4\pi e^2 \frac{4m_1 m_2}{\Delta^2} - 4\pi e^2 \frac{1}{c^2} \left(\frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1} \right) -$$

$$\begin{aligned}
 &- 4\pi e^2 \frac{2\vec{p}^2}{\Delta^2} \frac{1}{c^2} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_2} \right) - 4\pi e^2 \frac{1}{c^2} \left(\frac{m_1 + m_2}{m_1} \right) \frac{\vec{p}^2 + \vec{k}^2}{\Delta^2} - \\
 &- 4\pi e^2 \frac{1}{c^2} \frac{2(\vec{p}\vec{\Delta})}{\Delta^2} \frac{m_1 + m_2}{m_1} - 4\pi e^2 \frac{2}{c^2} \frac{m_1 + m_2}{m_1} \frac{i\vec{S}_1[\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta^2} - \\
 &- 4\pi e^2 \frac{2}{c^2} \frac{m_1 + m_2}{m_2} \frac{i\vec{\sigma}_2[\vec{p}\vec{\Delta}]}{\Delta^2} - 4\pi e^2 \frac{1}{c^2} \frac{(\vec{S}_1\vec{\Delta})(\vec{\sigma}_2\vec{\Delta}) - (\vec{S}_1\vec{\sigma}_2)\Delta^2}{\Delta^2},
 \end{aligned}$$

где $\vec{\Delta} = \vec{k} - \vec{p}$.


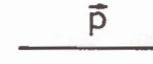
ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе нами получено трехмерное выражение для оператора квазипотенциала, входящего в ковариантное двухчастичное уравнение, для волновой функции, описывающей взаимодействие векторной частицы и фермиона. Аналогичный квазипотенциал получен и для системы двух частиц со спинами 1, для которой выведено парциальное уравнение. Переход к трехмерному описанию был достигнут благодаря применению импульсных переменных, определенных в пространстве Лобачевского, а не разложением по степеням v^2/c^2 .

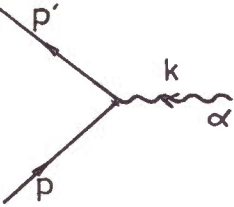
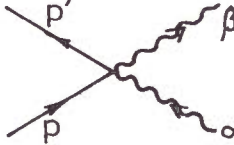
Авторы благодарны А.В.Сидорову и Ю.Н.Тюттяеву за интерес к работе и полезные обсуждения.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица
Фейнмановские правила для векторной электродинамики

Элемент	Граф	Значение
Внутренняя фотонная линия		$D_{\mu\nu} = -\frac{4\pi\delta_{\mu\nu}}{k^2 - i\epsilon}$
Внутренняя мезонная линия		$G(p) = \frac{[2M^2 - p_\mu p_\nu (\gamma_{\mu\nu} - \delta_{\mu\nu})]}{4M^2(p^2 + M^2 - i\epsilon)}$

Продолжение таблицы

1	2	3
Однофотонная вершина		$-e\Gamma_{\alpha\beta}(p+p')_{\beta} - \frac{ie\lambda}{6}\gamma_{5,\alpha\beta}k_{\beta} +$ $+ \frac{eq}{6M^2}\gamma_{6,\alpha\beta,\mu\nu}k_{\beta}k_{\mu}(p+p')_{\nu}$
Двухфотонная вершина		$e^2\Gamma_{\alpha\beta} + \frac{e^2q}{6M^2}(k_{\mu}k_{\nu} + k'_{\mu}k'_{\nu})\gamma_{6,\mu\alpha,\nu\beta}$

Здесь:

$$\Gamma_{\alpha\beta} = \gamma_{\alpha\beta} + \delta_{\alpha\beta}, \quad /п.1/$$

$$\gamma_{5,\alpha\beta} = i[\gamma_{\alpha\mu} \cdot \gamma_{\beta\mu}]_{-}, \quad /п.2/$$

$$\gamma_{6,\alpha\beta,\mu\nu} = [\gamma_{\alpha\mu} \cdot \gamma_{\beta\nu}]_{+} + 2\delta_{\alpha\mu}\delta_{\beta\nu} - [\gamma_{\beta\mu} \cdot \gamma_{\alpha\nu}]_{+} - 2\delta_{\beta\mu}\delta_{\alpha\nu}. \quad /п.3/$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Skachkov N.B. JINR, E2-7159, Dubna, 1973.
2. Skachkov N.B. JINR, E2-7333, Dubna, 1973.
3. Скачков Н.Б. ТМФ, 1975, т. 22, №2, с. 213-222.
4. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 29, No 2, p. 380-400.
5. Kadyshvsky V.G. Nucl.Phys.B, 1968, v. 6, p. 125.
Kadyshvsky V.G., Matveev M.D. Nuovo Cim., 1968, v. 55A, p. 275.
6. Kvinikhidze A.N., Stoyanov D.Ts. JINR, E2-5746, Dubna, 1971.
7. Логунов А.А. и др. ТМФ, 1971, т. 6, №2, с. 157-165.
8. Faustov R.N. Annals of Phys., 1973, v. 78, No 1, p. 176-189.
9. Линкевич А.Д., Саврин В.И., Скачков Н.Б. ТМФ, 1975, т. 53, № 1, с. 20-31.
10. Joos H. Fortschr. Physik, 1962, v. 10, p. 65.
11. Weinberg S. Phys.Rev. B, 1964, v. 133, p. 1318.

12. Weaver D.L., Hammer C.L., Good R.H. Phys.Rev.B, 1964, v. 135, No 1, p. 241.
13. Kemmer N. Proc. Roy.Spc. (London), 1939, v. A173, p. 91.
14. Proca A. Compt.Rend, 1936, v, 202, p, 1490.
15. Dirac P.A.M. Proc.Roy.Soc.(London), 1936, vol. A155, p. 447.
16. Fierz M. Helv.Phys.Acta, 1939, vpl. 12, p. 3; Fierz M., Pauli W. Proc.Roy Soc. (London), 1939 vol. A173, p. 211.
17. Sankaranarayanan A., Good R.H. Nuovo Cim., 1965, vol. 36, No. 4, p. 1303.
18. Shay D., Good R.H. Phys.Rev., 1969, vol. 179, No. 5, p.1410.
19. Tucker R.H., Hammer C.L. Phys.Rev.D, 1971, vol. 3, No. 10, p. 2448.
20. Barut A.O., Muzinch I., Williams D.N. Phys.Rev., 1963, vol. 130, p. 442.
21. Новожилов Ю.В. Введение в теорию элементарных частиц. "Наука", М., 1972.
22. Скачков Н.Б. ОИЯИ, P2-12152, Дубна, 1979.
23. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1958, т. 35, вып. 4, с. 1005.
24. Чешков А.А. ЖЭТФ, 1966, т. 50, вып. 1, с. 144.
25. Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1951, т. 21, с. 748; 1957, т. 33, с. 1198.
26. Чешков А.А., Широков Ю.М. ЖЭТФ, 1963, т. 44, вып. 6, с.1982.
27. Skachkov N.B. JINR, E2-81-399, Dubna, 1981.
28. Линкевич А.Д., Саврин В.И., Скачков Н.Б. ЯФ, 1983, т. 37, № 2, с. 391-399.
29. Линкевич А.Д. и др. ОИЯИ, P2-82-562, Дубна, 1982.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1984 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

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

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

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

Двоглазов В.В., Скачков Н.Б.
Ковариантное трехмерное уравнение для составной системы,
образованной фермионом и бозоном

P2-84-199

Настоящая работа посвящена описанию взаимодействия бозонов с фермионами. Целью работы является развитие аппарата описания связанных состояний бозона и фермиона и двух векторных частиц. Для этого применен релятивистский квазипотенциальный метод. В результате получен вид трехмерных квазипотенциалов, описывающих взаимодействие в связанной системе фермиона и векторной частицы и в системе двух векторных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод авторов.

Dvoeglazov V.V., Skachkov N.B.

P2-84-199

Three-Dimensional Covariant Equation for a Composite System Formed with a Fermion and a Boson

Interaction of bosons with fermions is described. The aim of the work is to find a formalism for describing bound states of a boson and a fermion as well as the bound states of two vector particles. For this purpose a relativistic quasipotential method is applied. As a result a form of three-dimensional quasipotential is found, that describes an interaction in bound states of fermion and vector particle and an interaction in a system of two vector particles.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984