объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р2-86-33

Г.М.Десимиров

О СПИНОР-СПИНОРНОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЕ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Направлено в журнал
"Теоретическая и математическая физика"

1986

I. Квазипотенциальный подход в квантовой теории поля предложен Логуновым и Тавхелидзе в работе [1] сразу в двух вариантах: по первому варианту квазипотенциал строится и квазипотенциальные уравнения находятся с помощью двухвременной четырехточечной фермион-фермионной функции Грина, и подход в общем нелокальный; по второму варианту локальный квазипотенциал находится через матричные элементы матрицы рассеяния на массовой поверхности. Особенности построения квазипотенциала и соответствующих уравнений для спинор-спинорного случая рассматривались Фаустовым [2], Десимировым и Стояновым [3], Хелашвили [4], Матвеевым, Мурадяном и Тавхелидзе [5,6] и другими авторами в рамках квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе. Вопрос рассматривался также в рамках более поздних модификаций квазипотенциального подхода.

В цикле работ [3,7-10] и других подробно рассмотрен первый вариант квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе для двух взаимодействующих спинорных полей. Настоящая работа тесно связана с этим циклом. В нем прежде всего выявлена необходимость описания поведения двухчастичной спинорной системы при помощи волнового уравнения следующего вида:

$$\left[2E - H_1(\vec{p}) - H_2(-\vec{p})\right]\Psi(\vec{p}) = \frac{1}{(2\pi)^3}\left(\Lambda_1^{(-)}(\vec{p})\Lambda_2^{(-)}(-\vec{p}) - \Lambda_1^{(+)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p})\right)\times \tag{I}$$

$$\times \int\limits_{V_\infty^{(3)}} V(\vec{p},\vec{q}\,|E)\Psi(\vec{q})\,d^3\vec{q},$$

где 2E -полная энергия системы, которая является параметром квантования, $\vec{p}$ и $\vec{q}$ -импульсы взаимодействующих спинорных частиц в системе центра масс в начальном и конечном состоянии, $H(\vec{p})$ -гамильтониан Дирака, $\Lambda^{(\pm)}(\vec{p})$ -обычные проекционные операторы Казимира, а $V(\vec{p},\vec{q}\,|E)$ -квазипотенциал, зависящий от энергии, который можно определить, следуя работам [1,3], в виде

$$V(\vec{p},\vec{q}\,|E) = \left(\mathcal{G}_0(\vec{p},\vec{q}\,|E)\right)^{-1} - \left(\mathcal{G}(\vec{p},\vec{q}\,|E)\right)^{-1}. \tag{2}$$

Здесь $\mathcal{G}$ –полная двухчастичная двухвременная функция Грина и $\mathcal{G}_0$ –свободная двухчастичная двухвременная функция Грина рассматриваются как операторы в проектированном пространстве $\Phi^{(+)}$ волновых функций, содержащих только компоненты с одинаковыми знаками энергии у обеих частиц. Связь уравнения (I) с уравнением (I3) из работы Солпитера[II] подробно рассмотрена в цитированном цикле работ. Для вывода (I), (2) всего удобнее находить функцию Грина из уравнения Бете-Солпитера

$$g = g_0 + g_0 K g, \tag{3}$$

где ядро взаимодействия K в случае применимости теории возмущений строится по неприводимым диаграммам, с учетом некоторой фиксированной калибровки фотонного пропагатора.

В связи с калибровками можно отметить, что все варианты основного квазипотенциального спинор-спинорного уравнения в цитированных и других работах не зависят от того, какая калибровка заранее фиксировалась. В таком случае можно говорить, что квазипотенциальные уравнения, например (I), калибровочно независимые. Это понятно, так как особенности построения определяются свободной двухвременной функцией Грина, (см., например,[2-4] и др.), которая не связана с выбранной калибровкой.

В прежних работах цитированного цикла применялась фейнмановская калибровка. Здесь мы вводим и исследуем квазипотенциал в случае применения релятивистски инвариантной калибровки типа Лоренца в случае взаимодействия спинорных полей с одинаковыми массами. Ввиду громоздкости необходимых выкладок мы ограничимся, как и в прежних работах, изучением диаграмм второго порядка.

2. Диаграммы, которые необходимо учесть в бете-солпитеровском ядре взаимодействия K отвечают прямому и аннигиляционному взаимодействию. Квазипотенциальная диаграмма прямого взаимодействия в системе центра масс представлена на рис.I.

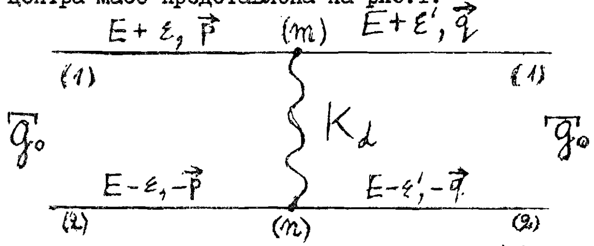

Рис.I. Вклад прямого взаимодействия в ядро K .

Ее вклад в ядро взаимодействия связан с видом фотонного пропагатора, который имеет вид

$$D^c_{\mu\nu}(k) = \frac{d_{\mu\nu}}{k^2 + i0}, \tag{4}$$

где $d_{\mu\nu}$ –тензор, определяющий вид калибровки. В случае интересующей нас калибровки типа Лоренца он записывается в форме

$$d_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} + \frac{k_\mu k_\nu}{k^2 + i0}(\zeta - 1), \tag{5}$$

и фотонный пропагатор имеет вид

$$D^c_{\mu\nu}(k) = \frac{g_{\mu\nu}}{k^2 + i0} + \frac{k_\mu k_\nu}{(k^2 + i0)^2}(\zeta - 1). \tag{6}$$

Как известно[I2], при выборе фотонного пропагатора всегда вставляется $k^2 \to k^2 + i0$. Запись пропагатора в виде (6) удобна тем, что легко получаются важные известные калибровки при подходящем выборе произвольного численного параметра ζ.

Вклад диаграмм прямого взаимодействия в ядро K можно записать в виде

$$K = ie^2\left\{\frac{I_1 I_2 - \vec{\alpha}_1\cdot\vec{\alpha}_2}{(\varepsilon-\varepsilon')^2 - (\vec{k})^2 + i0} + \frac{[I_1(\varepsilon-\varepsilon') - \vec{\alpha}_1\cdot\vec{k}][I_2(\varepsilon-\varepsilon') - \vec{\alpha}_2\cdot\vec{k}]}{[(\varepsilon-\varepsilon')^2 - (\vec{k})^2 + i0]^2}(\zeta - 1)\right\}, \tag{7}$$

где ε и ε' –интеграционные переменные, по которым проводится интегрирование для выполнения двухвременной операции над функцией Грина, $\vec{k} = \vec{p} - \vec{q}$ –передача импульса в системе центра масс.

Квазипотенциал V_I , соответствующий первому слагаемому в (7), а это случай фейнмановской калибровки, найден в работе Десимирова и Матеева[8] и имеет следующий вид:

$$V_I = V_I^{(+,+)} + V_I^{(+,-)} + V_I^{(-,+)} + V_I^{(-,-)}, \tag{8}$$

при этом существует симметрия

$$V_{I}^{(-,-)}(\cdots|E)=V_{I}^{(+,+)}(\cdots|-E);\quad V_{I}^{(+,-)}=V_{I}^{(-,+)}, \tag{9}$$

поэтому достаточно записать

$$V_{I}^{(+,+)}=-ie^2\frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec p)\Lambda_2^{(+)}(-\vec p)\left[I_1I_2-\vec\alpha_1\cdot\vec\alpha_2\right]\Lambda_1^{(+)}(\vec q)\Lambda_2^{(+)}(-\vec q)}{|\vec k|\left[P(\vec p)+Q(\vec q)+|\vec k|-2E\right]}, \tag{10}$$

$$V_{I}^{(+,-)}=-ie^2\frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec p)\Lambda_2^{(+)}(-\vec p)\left[I_1I_2-\vec\alpha_1\vec\alpha_2\right]\Lambda_1^{(+)}(\vec q)\Lambda_2^{(+)}(-\vec q)}{|\vec k|\left[P(\vec p)+Q(\vec q)+|\vec k|\right]}, \tag{11}$$

где $P(\vec p)=\sqrt{(\vec p)^2+m^2}$, $Q(\vec q)=\sqrt{(\vec q)^2+m^2}$.

Второму слагаемому в (7) соответствует квазипотенциал V_{II}^{ς}. Он так же составлен из четырех членов, как и V_I (8), и существует такая же симметрия (9) (существование такой симметрии получается по ходу вычислений). Поэтому достаточно записать два члена из (8): член с двумя положительными знаками (который, как известно, выступает в роли главного члена)

$$V_{II}^{\varsigma(+,+)}(\vec p,\vec q|E)=-ie^2\Lambda_1^{(+)}(\vec p)\Lambda_2^{(+)}(-\vec p)\frac{(P+Q-2E)|\vec k|^2+(P+Q+2|\vec k|-2E)(P-Q)^2}{2|\vec k|^3\left[2E-P-Q-|\vec k|\right]^2}\times \tag{12}$$

$$\times\Lambda_1^{(+)}(\vec q)\Lambda_2^{(+)}(-\vec q)(\varsigma-1)$$

и один с разными знаками:

$$V_{II}^{\varsigma(+,-)}(\vec p,\vec q)=-ie^2\Lambda_1^{(+)}(\vec p)\Lambda_2^{(+)}(-\vec p)\frac{P+Q}{2|\vec k|^3}\Lambda_1^{(-)}(\vec q)\Lambda_2^{(-)}(-\vec q)(\varsigma-1). \tag{13}$$

Как и в случае калибровки Фейнмана, смешанный член не зависит явно от энергии. Эти формулы дают квазипотенциал взаимодействия в дираковскую четырехкомпонентную форму.

В случае электрон-позитронного взаимодействия и в других случаях необходимо учитывать вклад аннигиляционной диаграммы. На рис.2 дана квазипотенциальная диаграмма в системе центра масс соответствующая этому случаю. Ее вклад в ядро взаимодействия можно записать в виде

$$K_a=ie^2\left(\frac{g_{mn}(\gamma^m C)_{12}(C^{-1}\gamma^n)_{1'2'}}{4E^2+i0}+\right. \tag{14}$$

$$\left.+\frac{(\gamma^0 C)_{12}(C^{-1}\gamma^0)_{1'2'}}{4E^2+i0}(\varsigma-1)\right).$$

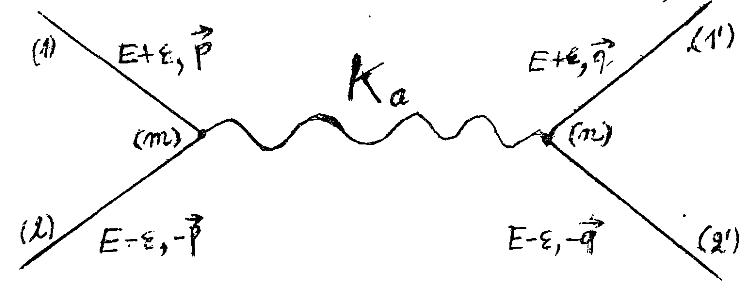

Рис.2. Вклад аннигиляционного взаимодействия в ядро K.

Как и выше, первый член (14) дает то, что отвечает выбору фейнмановской калибровки. Можно показать, что второй лоренцевский член в квазипотенциале, содержащий произвольную константу ς, не дает вклад в квазипотенциале, т.е.

$$V_{II}^{\varsigma}=0,\quad V_{Lor}^{\varsigma}=V_F. \tag{15}$$

Квазипотенциал в таком случае можно записать, следуя работе [9], в виде

$$V^{(a+)}(\vec p,\vec q|E)=\frac{ie^2}{4E^2}\left(\Lambda_1^{(+)}(\vec p)\Lambda_2^{(+)}(-\vec p)+\Lambda_1^{(-)}(\vec p)\Lambda_2^{(-)}(-\vec p)\right)\times$$

$$\times\left(g_{mn}(\gamma^m C)_{12}(C^{-1}\gamma^n)_{1'2'}\right)\left(\Lambda_1^{(+)}(\vec q)\Lambda_2^{(+)}(-\vec q)+\Lambda_1^{(-)}(\vec q)\Lambda_2^{(-)}(-\vec q)\right). \tag{16}$$

3. В дальнейшем переходим к паулиевскому двухкомпонентному представлению найденных квазипотенциалов, так как вышеприведенные формулы в четырехкомпонентной дираковской форме менее удобны для применений. Переход к двухкомпонентному представлению делается по формуле

$$U_{++}(\vec{p},\vec{q}\,|E)=\frac{(P+m)(Q+m)}{4PQ}\left\|\hat{1},\Gamma(\vec{p})\right\|_{1}\left\|\hat{1},\Gamma(-\vec{p})\right\|_{2}V_{1,2;1'2'}(\vec{p},\vec{q}\,|E)\times$$

$$\times\left\|\begin{matrix}\hat{1}\\ \Gamma(\vec{q})\end{matrix}\right\|_{1'}\left\|\begin{matrix}\hat{1}\\ \Gamma(-\vec{q})\end{matrix}\right\|_{2'} \qquad (17)$$

(где $\Gamma(\vec{p})=\dfrac{\vec{\sigma}\cdot\vec{p}}{P+m}$) для главного члена, и можно записать подобные формулы для всех слагаемых квазипотенциала. Как известно из многих работ, начиная с Солпитера[11], член с двумя положительными знаками дает основной вклад в энергетических поправках и в сечениях рассеяния и поэтому назван главным. Приведение главного члена к виду (17), или переход от дираковских матриц $\vec{\alpha}$, β к паулиевским спиновым $\vec{\sigma}$, не трудно. Внизу будет записана, однако, форма главного члена в низкоэнергетическом приближении. Это представление главного члена является основным для применения найденных квазипотенциалов, и оно представляет основной интерес. Полагая величины $\vec{p}^{\,2}/m^2$, $(\vec{q})^2/m^2$, $(\vec{k})^2/m^2$, $(E^2-m^2)/m^2$ малыми, раскладывая (17) в степенной ряд и сохраняя самые большие члены (отрицательного и нулевого порядка по малым параметрам), получаем

$$U_{++}(\vec{p},\vec{q}\,|E)=U_{I}^{(+,+)}(\vec{p},\vec{q}\,|E)+U_{II}^{(+,+)}(\vec{p},\vec{q}\,|E). \qquad (18)$$

Член $U_{I}^{(+,+)}(\vec{p},\vec{q}\,|E)$ найден в работе[8] и дается выражением

$$U_{I}^{(+,+)}=-e^2\left\{\frac{1}{(\vec{k})^2}+\frac{3i(\vec{\sigma}_1+\vec{\sigma}_2)\cdot(\vec{p}\times\vec{q})}{4m^2(\vec{k})^2}+\frac{\vec{p}\cdot\vec{q}}{m^2(\vec{k})^2}+\right. \qquad (19)$$

$$\left.+\frac{(\vec{\sigma}_1\cdot\vec{k})(\vec{\sigma}_2\cdot\vec{k})}{4m^2(\vec{k})^2}-\frac{\vec{\sigma}_1\cdot\vec{\sigma}_2}{4m^2}\right\}+\Delta\mathcal{U},$$

где

$$\Delta\mathcal{U}=e^2\left\{\frac{(\vec{p})^2+(\vec{q})^2-2(E^2-m^2)}{2m\,|\vec{k}|^3}-\frac{\left[(\vec{p})^2+(\vec{q})^2-2(E^2-m^2)\right]^2}{4m^2|\vec{k}|^4}\right\} \qquad (20)$$

а для второго члена можно записать

$$U_{II}^{\xi(+,+)}=e^2\left[\frac{2(E^2-m^2)-(\vec{p})^2-(\vec{q})^2}{4m|\vec{k}|^3}+\right.$$

$$\left.+\frac{\left[E^2-(\vec{p})^2-m^2\right]\left[E^2-(\vec{q})^2-m^2\right]}{m^2|\vec{k}|^4}\right](\xi-1). \qquad (21)$$

Члены в фигурных скобках в (19) были получены Фаустовым в[13] по второму варианту квазипотенциального подхода, а в[8] – по первому варианту, по которому появлялись и члены (20), которые, во-первых единственные и явно зависят от энергии, и во-вторых, исчезают на массовой поверхности. Новые члены в (21), происходящие из лоренцевской калибровки, имеют тот же тип, что и в (20).

4. Посмотрим, что дают некоторые конкретные калибровки, если дать свободному параметру ξ конкретные значения.

а) Калибровка Ландау получается при ξ = 0. Тогда члены, зависящие от энергии, можно записать в виде

$$\Delta\mathcal{U}+U_{II}^{0(+,+)}=e^2\frac{\left[(\vec{p})^2-(\vec{q})^2\right]^2}{4m^2|\vec{k}|^4}+\frac{3}{4}e^2\frac{(\vec{p})^2+(\vec{q})^2-2(E^2-m^2)}{m\,|\vec{k}|^3}- \qquad (22)$$

$$-e^2\frac{\left[(\vec{p})^2+(\vec{q})^2-2(E^2-m^2)\right]^2}{2m^2|\vec{k}|^4}.$$

Первый член в правой части (22) представляет особый интерес. Он ранее не найден при калибровке Фейнмана в работах как по первому, так и по второму варианту квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе. А добавление этого члена к потенциалу в фигурных скобках в (19) имеет существенное значение. Таким образом, получаем точную структуру потенциала Брейта[14], роль которого широко известна. Первое слагаемое в (22) исчезает на массовой поверхности. Оно не дает вклада в тонкие и сверхтонкие структуры энергетических уровней, но приводит к существенному общему сдвигу уровней, как это известно из монографии Бете и Солпитера[15].

б) Рассмотрим еще калибровку Фрида и Йенни[16], которая получается при ξ = 3. Тогда для членов, явно зависящих от энергии и исчезающих на массовой поверхности, находим выражение

$$\Delta \mathcal{U} + U_{\text{II}}^{3(+,+)} = e^2\frac{\left[(\vec{p})^2-(\vec{q})^2\right]^2}{4m^2|\vec{k}|^4} + 3e^2\left[E^2-(\vec{p})^2-m^2\right]\left[E^2-(\vec{q})^2-m^2\right] -$$

$$- e^2\frac{\left[2(E^2-m^2)-(\vec{p})^2-(\vec{q})^2\right]^2}{2m^2|\vec{k}|^4}. \qquad (23)$$

Видно, что калибровка Фрида и Йени, которая известна своими преимуществами при рассмотрении проблемы инфракрасных расходимостей, не только восстанавливает полный потенциал Брейта, но устраняет в квазипотенциале член типа $|\vec{k}|^{-3}$. В связи с такими членами, которые получались и другими авторами по разным вариантам квазипотенциального подхода, можно сделать некоторые возражения/I7/. Как видно, калибровка Фрида и Йени гораздо удобнее, чем калибровка Фейнмана.

Для аннигиляционного взаимодействия в двухкомпонентной форме для низкоэнергетической границы остается в силе прежний результат из/8/, ввиду сохранения четырехкомпонентной формы квазипотенциала

$$U_{(a+)}^{(+,+)} = \frac{e^2}{8m^2}\left(3 + \vec{\sigma}_1\cdot\vec{\sigma}_2\right). \qquad (24)$$

Эта формула получалась многими авторами разными подходами.

Автор выражает сердечную благодарность прежде всего Р.Н.Фаустову за плодотворное и стимулирующее обсуждение результатов этой работы, А.В.Радюшкину и участникам семинаров ЛТФ ОИЯИ, ИЯИ АН СССР и ИФВЭ ТГУ за обсуждение работы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для облегчения понимания работы напомним некоторые основные формулы, связанные с применяемым подходом. Свободная двухвременная функция Грина $\mathcal{G}_0$ является сингулярным оператором, так как дается особой матрицей, которая в системе центра масс имеет вид

$$\mathcal{G}_0(\vec{p},\vec{q}|E) = i\pi\left[\frac{\Lambda_1^{(+)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p})}{P-E} + \frac{\Lambda_1^{(-)}(\vec{p})\Lambda_2^{(-)}(-\vec{p})}{P+E}\right]\delta(\vec{p}-\vec{q}). \qquad (25)$$

Эта формула впервые дана в работе/3/. Как видно, свободная двухвременная спинор-спинорная функция Грина $\mathcal{G}_0$ является проектирующим оператором и приводит все биспинорные шестнадцатикомпонентные волновые функции в пространстве $\Phi^{(+)}$ функций с одинаковыми знаками энергий у обеих частиц. В этом пространстве матричный множитель вида $\Lambda_1^{(+)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) + \Lambda_1^{(-)}(\vec{p})\Lambda_2^{(-)}(\vec{p})$ эквивалентен единице. В пространстве $\Phi^{(+)}$ оператор $\mathcal{G}_0$ не является особым и по формуле (2) можно построить квазипотенциал и соответствующие квазипотенциальные уравнения, следуя работе/3/. Знак ⌐¬ указывает на переопределение соответствующего оператора в пространстве $\Phi^{(+)}$. Можно показать, см./3,7/, что в качестве $\left[\mathcal{G}_0\right]^{-1}$ можно применять оператор

$$\left[\mathcal{G}_0(\vec{p},\vec{q}|E)\right]^{-1} = \frac{1}{i\pi}\Big[(P-E)\Lambda_1^{(+)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p}) + (P+E)\Lambda_1^{(-)}(\vec{p})\Lambda_2^{(+)}(-\vec{p})\Big]\delta(\vec{p}-\vec{q}). \qquad (26)$$

За подробностями и обоснованиями подхода отсылаем читателя к работам /3,7-I0/ и другим.

Литература

I. Logunov A.A., Tavkhelidze. Nuovo Cimento, 1963, 29, p.380.

2. Фаустов Р.Н. "Международная зимняя школа по теоретической физике при ОИЯИ", Дубна, I964, т.2, стр. I08.

3. Десимиров Г.М. и Стоянов Д.Ц. Известия на ФИ с АНЕБ при БАН, I965, I3, № I, стр. I49.

4. Хелашвили А.А. Сообщение ОИЯИ, Р-4327, Дубна, I969.

5. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A. JINR, E2-3498, Dubna, 1967.

6. Matveev V., Muradyan R., Tavkhelidze A. JINR, E2-3900, Dubna, 1968.

7. Десимиров Г.М. Известия на ФИ с АНЕБ при БАН, I968, т.I7, стр.I55.

8. Desimirov G.M. and Mateev M.D. Nucl. Phys. 1967, B4, p. 649.

9. Desimirov G.M. and Mateev M.D. Nucl.Phys. 1967, B4, p. 649.

10. Desimirov G.M. and Mateev M.D. Nuovo Cimento 1967, v.52, A, p. 1366.

11. Salpeter E. Phys.Rev. 1952, 87, No.2, p. 328.

12. Коноплева Н.П., Попов В.Н. Калибровочные поля. Атомиздат, Москва, 1980, стр.196.

13. Фаустов Р.Н. Препринт ОИЯИ, Р-1572, Дубна, 1964.

14. Ахиезер А.И. и Берестецкий В.В. Квантовая электродинамика. Физматиздат, Москва, 1959, стр. 419.

15. Бете Г. и Солпитер Э. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматиздат, Москва, 1960, стр. 308.

16. Fried H.M., Yennie D.R. Phys.Rev. 1958, 112, p. 1391.

17. Десимиров Г.М. Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук, София, 1978, стр. 116.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 января 1986 года.

Вниманию организаций и лиц, заинтересованных в получении публикаций Объединенного института ядерных исследований

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Десимиров Г.М. P2-86-33

О спинор-спинорном квазипотенциале в квантовой электродинамике

Для двух взаимодействующих спинорных полей с одинаковыми массами с учетом релятивистски инвариантных калибровок типа Лоренца строится квазипотенциал по первому варианту квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе. Учтены диаграммы второго порядка и найдены квазипотенциалы в четырехкомпонентной дираковской и в двухкомпонентной паулиевской форме. Найдена низкоэнергетическая граница двухкомпонентного представления. В случае калибровок Ландау, Фрида и Йени показано восстановление полной структуры потенциала Брейта.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Desimirov G.M. P2-86-33

On the Spinor-Spinor Quasipotential in Quantum Electrodynamics

In the case of two interacting spinor fields with equal masses, using the Lorentz type relativistic covariant gauges the first version of the Logunov-Tavkhelidze quasipotential approach is applied. The second order terms in the perturbation theory are obtained, and the quasipotentials in Dirac four-component and in Pauli two-component form are computed. The low-energy limit of the two-component form of the quasi-potentials is calculated. In the case of Landau gauge and in the Fried-Yennie gauge the reconstruction of the full structure of the Breit potential is obtained.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986