

53

3
H37



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Лаборатория теоретической физики

Нгуен Ван Хьеу, Р.Н.Фаустов

P-1253

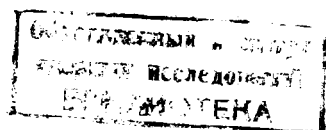
**КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ
В МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ**

Дубна 1963 год

Нгуен Ван Хьеу, Р.Н.Фаустов

P-1253

КВАЗИОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ
В МОДЕЛИ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ



Дубна 1963 год

1. Формулировка методов

В работе ^{/1/} было предложено два метода построения комплексного потенциала, зависящего от энергии, с помощью которого можно из уравнения типа Шредингера получить точную амплитуду рассеяния на массовой поверхности. Сформулируем эти методы в форме, удобной для дальнейшего изложения.

Обозначим через $G(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E)$ полную функцию Грина двух частиц, где \vec{p} и \vec{q} — импульсы начального и конечного состояния в с.д.м., а $2E$ — полная энергия (см.рис.1)

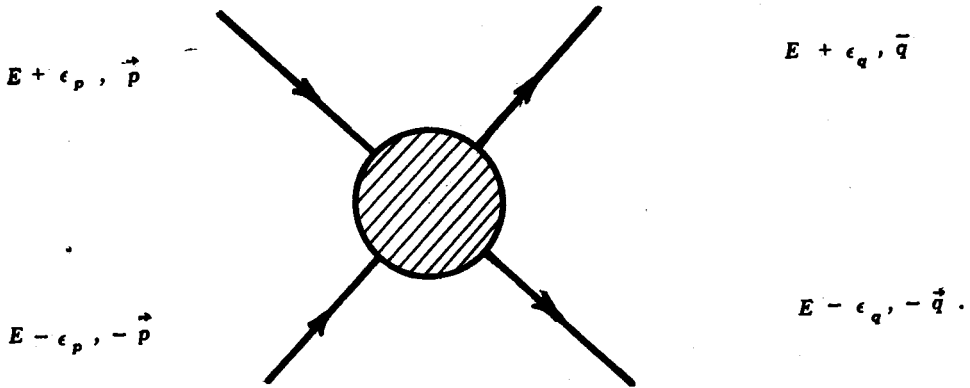


Рис. 1.

Уравнение Бете-Солпитера в этих обозначениях имеет вид:

$$G(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) = F(\vec{p}, \epsilon_p, E) \delta(\vec{p} - \vec{q}) \delta(\epsilon_p - \epsilon_q) + F(\vec{p}, \epsilon_p, E) \times \\ \times \int K(\vec{p}, \vec{k}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) G(\vec{k}, \vec{q}, \epsilon, \epsilon_q, E) d\vec{k} d\epsilon,$$

где

$$F(\vec{p}, \epsilon_p, E) = D(\epsilon_p + E, \vec{p}) D(E - \epsilon_p, \vec{p}) \quad (1.1)$$

$$D^{-1}(\epsilon_p + E, \vec{p}) = (\epsilon_p + E)^2 - \vec{p}^2 - m^2 + i\delta.$$

Введем теперь формально амплитуду рассеяния T , которая на массовой поверхности $\epsilon_q = \epsilon_p = 0$, $p^2 = q^2 = E^2 - m^2$ дает физическую амплитуду рассеяния:

$$G(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) = F(\epsilon_q, \vec{p}, E) \delta(\vec{p} - \vec{q}) \delta(\epsilon_p - \epsilon_q) = \\ = F(\epsilon_p, \vec{p}, E) T(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) F(\epsilon_q, \vec{q}, E). \quad (1.2)$$

Тогда, подставляя (1.2) в (1.1), получим для T следующее уравнение:

$$T(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) = K(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) + \\ + \int d\vec{k} d\epsilon K(\vec{p}, \vec{k}, \epsilon_p, \epsilon, E) F(\epsilon, \vec{k}, E) T(\vec{k}, \vec{q}, \epsilon, \epsilon_q, E) \quad (1.3)$$

Мы хотим получить уравнение типа Липпмана-Швингера для некоторой функции $T(\vec{p}, \vec{q}, E)$, $T(\vec{p}, \vec{q}, E)$, которая на массовой поверхности $p^2 = q^2 = E^2 - m^2$ давала бы физическую амплитуду рассеяния:

$$T(\vec{p}, \vec{q}, E) = V(\vec{p}, \vec{q}, E) + \int d\vec{k} V(\vec{p}, \vec{k}, E) F(\vec{k}, E) T(\vec{k}, \vec{q}, E), \quad (1.4)$$

где

$$F(\vec{k}, E) = \int F(\vec{k}, \epsilon, E) d\epsilon = \frac{i\pi}{2\sqrt{k^2 + m^2} (k^2 + m^2 - E^2)}.$$

Это можно сделать за счет соответствующего выбора потенциала $V(\vec{p}, \vec{q}, E)$, что, очевидно, можно осуществить разными способами.

Первый метод основывается на введении двухвременной функции Грина ^{/1/}, которая в импульсном пространстве определяется как

$$G(\vec{p}, \vec{q}, E) = \int d\epsilon_p d\epsilon_q G(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E). \quad (1.5)$$

Тогда, используя (1.2) и (1.5), можно определить соответствующую амплитуду рассеяния вне массовой поверхности

$$T_1(\vec{p}, \vec{q}, E) = \frac{1}{F(\vec{p}, E)F(\vec{q}, E)} \int F(\vec{p}, \epsilon_p, E) T(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) F(\vec{q}, \epsilon_q, E) d\epsilon_p d\epsilon_q. \quad (1.6)$$

Из выражения (1.6) непосредственно видно, что T_1 на массовой поверхности $p^2 = q^2 = E^2 - m^2$ совпадает с физической амплитудой рассеяния $T(\vec{p}, \vec{q}, 0, 0, E)$.

Потенциал V_1 для уравнения (1.4) строится в этом случае путем итераций уравнений (1.3) и (1.4) и определения (1.6). В частности, в низшем порядке имеем:

$$V_1(\vec{p}, \vec{q}, E) = \frac{\int F(\vec{p}, \epsilon_p, E) K(\vec{p}, \vec{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) F(\vec{q}, \epsilon_q, E) d\epsilon_p d\epsilon_q}{F(\vec{p}, E)F(\vec{q}, E)}. \quad (1.7)$$

Второй метод состоит в том, что потенциал V_2 для уравнения (1.4) строится с помощью амплитуды рассеяния T на массовой поверхности, получаемой по теории возмущений, например, уравнения (1.3) и итерации уравнения (1.4) с последующим переходом на массовую поверхность.

Вводя символическую запись уравнения (1.4)

$$T_2 = V_2 + V_2 \times T_2,$$

получим в низших порядках для V_2 выражение

$$\begin{aligned} V_2^{(2)} &= [T^{(2)}] \\ V_2^{(4)} &= [T^{(4)}] - [V_2^{(2)} \times T_2^{(2)}] \\ V_2^{(6)} &= [T^{(6)}] - [V_2^{(2)} \times T_2^{(4)}] - [V_2^{(4)} \times T_2^{(2)}], \end{aligned} \quad (1.8)$$

где квадратные скобки обозначают переход на массовую поверхность.

Из этого определения следует, что во втором методе мы получаем локальный потенциал, т.е. потенциал, зависящий лишь от $(\bar{p} - \bar{q})^2$ и E , а в r -пространстве от r и E .

При этом, как показано в ^{1/2}, если физическая амплитуда рассеяния имеет двойное спектральное представление или хотя бы однократное по $t = -(\bar{p} - \bar{q})^2$ при любом действительном E^2 , то аналогичными аналитическими свойствами будет обладать и локальный потенциал V_2 . Это значительно облегчает как построение самого потенциала, так и расчеты с его помощью различных физических величин.

Рассмотрим применение описанных выше методов на примере модели квантовой теории поля, где скалярные частицы массы m взаимодействуют с помощью обмена скалярными "фотонами" с малой массой μ . Мы будем, где это возможно, полагать $\mu^2 = 0$.

В лестничном приближении (без учета кроссинг-симметрии) ядро уравнения (1.3) имеет вид:

$$K(\bar{p}, \bar{q}, \epsilon_p, \epsilon_q, E) = \frac{i g^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\epsilon_p - \epsilon_q)^2 - (\bar{p} - \bar{q})^2 - \mu^2 + i\delta} \quad (1.9)$$

Нас будут интересовать поправки к уровням энергии порядка $(g^2/m^2)^3$, поэтому мы пренебрегаем вкладом в ядро K от полюса $g^2/(4E^2 - \mu^2)$, который дает поправки порядка $(g^2/m^2)^4$ и не будем учитывать эффекты собственно-энергетических и вершинных частей, дающих поправки порядка $(g^2/m^2)^5$.

2. Вычисление поправок к уровням энергии в методе двухвременных функций Грина

Потенциал V_1 в этом случае можно получить, если подставить выражение (1.9) для ядра K в (1.7). При этом получается весьма громоздкое выражение, которое после разложения по $(m^2 - E^2)/m^2$ имеет вид:

$$V_1(\bar{p}, \bar{q}, E) = \frac{-i g^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2 - i\delta} \left\{ 1 - \frac{2(m^2 - E^2) + p^2 + q^2}{2m[(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2]^2} + \frac{(p^2 - q^2)^2}{4m^2[(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2]} + \frac{[2(m^2 - E^2) + p^2 + q^2]^2}{4m^2[(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2]} + \dots \right\} \quad (2.1)$$

Первый член соответствует нерелятивистскому приближению и получается из (1.7) и (1.9), если в выражении для K положить $\epsilon_p = \epsilon_q = 0$, поэтому обозначим его через

$$K(\bar{p}, \bar{q}) = \frac{-i g^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2 - i\delta} \quad (2.2)$$

и будем считать за начальное приближение для потенциала V_1 .

Уравнение Шредингера для начальной волновой функции ψ_0 имеет вид:

$$(p^2 + m^2 - E^2) \psi_0(\bar{p}) = \frac{i\pi}{2m} \int K(\bar{p}, \bar{q}) \psi_0(\bar{q}) d\bar{q}. \quad (2.3)$$

Это уравнение, если положить в выражении (2.2) для K $\mu = 0$, дает хорошо известные кулоновские уровни энергии

$$(m^2 - E^2)_\ell = \frac{m^2}{4} \left(\frac{g^2}{16\pi m^2} \right)^2 \frac{1}{(\ell + 1)^2}, \quad (2.4)$$

а его решением будут кулоновские волновые функции, которые для радиального квантового числа, равного нулю, имеют вид:

$$\psi_0(\bar{p}) = \sqrt{\frac{\Gamma(\ell + 2)}{2\sqrt{\pi}\Gamma(\ell + 3/2)(p^2 + m^2 - E^2)^{\ell + 1/2}}} \frac{\ell!}{p (2\sqrt{m^2 - E^2})^{\ell + 1/2}} \sqrt{\frac{2\ell + 1}{4\pi}} P_\ell(\cos\theta). \quad (2.5)$$

Поправки к уровням энергии (2.4) тогда в низшем порядке равны

$$\Delta(m^2 - E^2)_\ell = \frac{i\pi}{2m} \int \psi_0^*(\bar{p}) \Delta V_1(\bar{p}, \bar{q}, E) \psi_0(\bar{q}) d\bar{p} d\bar{q}, \quad (2.6)$$

где ΔV_1 - поправка к потенциалу (2.2). Используя (2.1) и (2.2), получим:

$$\begin{aligned} \Delta V_1(\bar{p}, \bar{q}, E) &= V_1(\bar{p}, \bar{q}, E) - K(\bar{p}, \bar{q}) = \\ &= \frac{ig^2}{(2\pi)^4} \frac{2(m^2 - E^2) + p^2 + q^2}{2m[(\bar{p} - \bar{q})^2 + \mu^2]^{3/2}}. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Следующие члены дают поправки к уровням энергии порядка $(g^2/m^2)^4$, и мы не будем их здесь рассматривать.

Подставляя (2.7) и (2.4) в (2.6), получим после довольно длинных вычислений

$$\Delta(m^2 - E^2)_\ell = -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{g^2}{16\pi m^2} \right)^2 \frac{m^2}{(\ell + 1)^2} \ell \pi \left| \frac{m^2 - E^2}{\mu^2} \right|. \quad (2.8)$$

Ввиду методического характера расчета мы не будем здесь касаться проблемы инфракрасных расходимостей.

3. Вычисление поправок к уровням энергии с помощью локального потенциала

Выражение для локального потенциала V_2 дается по теории возмущений равенством (1.8). В низшем порядке V_2 определяется матричным элементом второго порядка $T^{(2)}$ на массовой поверхности, который, как видно из уравнения (1.3), равен ядру (1.9) на массовой поверхности $\epsilon_p = \epsilon_q = 0$, $p^2 = q^2 = E^2 - m^2$. Таким образом мы получаем

$$V_2^{(2)} = -\frac{ig^2}{(2\pi)^4} \frac{1}{(p - q)^2 + \mu^2 - i\delta}, \quad (3.1)$$

т.е. начальное приближение для потенциала V_2 такое же, как и в первом методе, и, следовательно, в этом приближении мы опять имеем при $\mu^2 = 0$ кулоновские уровни энергии (2.4) и волновые функции (2.5).

Для получения следующего приближения $V_2^{(4)}$ заметим, что $T^{(4)}$ — точный матричный элемент четвертого порядка, вычисляемый, например, из уравнения (1.3) с ядром (1.9), а $T_2^{(2)} = V_2^{(2)}$ — из уравнения (1.4).

Таким образом, искомое приближение для потенциала V_2 можно изобразить в виде разности двух диаграмм, взятых на массовой поверхности (рис. 2),

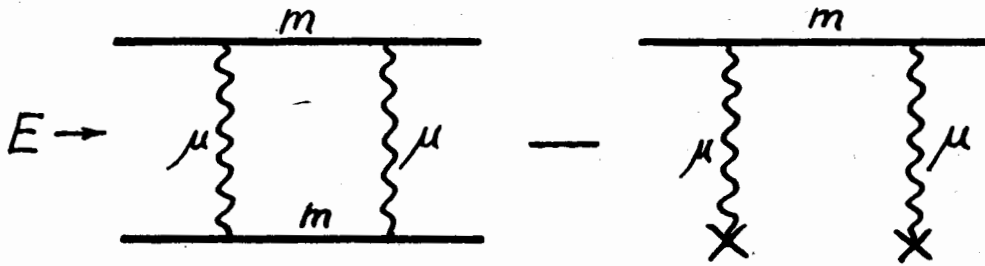


Рис. 2.

где вторая диаграмма соответствует потенциальному рассеянию.

Выражение для $V_2^{(4)}$, вследствие перехода на массовую поверхность, может быть, очевидно, представлено в спектральной форме:

$$V_2^{(4)}(t, s) = \frac{\int dx \int dy \frac{\rho(x, y)}{4\mu^2 4m^2 (x-t)(y-s)}, \quad (3.2)$$

где

$$\rho(x, y) = \frac{g^4}{8\pi^2} \frac{1}{x\sqrt{y-4m^2}} \left[\frac{1}{\sqrt{y}} - \frac{1}{\sqrt{s}} \right], \quad \mu^2 \rightarrow 0$$

$$s = 4E^2, \quad t = -(\bar{p} - \bar{q})^2.$$

Аналогичным образом могут быть получены и следующие приближения для потенциала V_2 , однако, мы их не будем выписывать, так как они дают поправки к уровням энергии (2.4) порядка $(g^2/m^2)^4$ и выше.

Поправки к уровням энергии порядка $(g^2/m^2)^3$ можно вычислить, если подставить выражение (3.2) для $V_2^{(4)}$ в (2.6) на место ΔV_1 . При этом, ввиду локальности потенциала, удобно перейти в r -пространство, и мы имеем одномерный интеграл

$$\Delta(m^2 - E^2)_l = \frac{i\pi}{2m} \int_0^\infty \psi_0^*(r) V_2^{(4)}(r, E) \psi_0(r) r^2 dr, \quad (3.3)$$

где

$$V_2^{(4)}(r, E) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int e^{i\vec{k}\vec{r}} V_2^{(4)}(k^2, s) d\vec{k} =$$

$$= \frac{1}{4\pi 4\mu^2 4m^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{\rho(x, y)}{(y - 4E^2)} \frac{e^{-r\sqrt{x}}}{r},$$

$$\psi_0(r) = r^\ell e^{-r\sqrt{m^2 - E^2}} \frac{\sqrt{(2\sqrt{m^2 - E^2})^{2\ell + 3}}}{\Gamma(2\ell + 3)}$$

- нормированные радиальные кулоновские волновые функции для радиального квантового числа, равного нулю.

Вычисляя простой интеграл в (3.3), получим

$$\Delta(m^2 - E^2)_\ell = -\frac{1}{2\pi} \left(\frac{g^2}{16\pi m^2} \right)^3 \frac{m^2}{(\ell + 1)^2} \ln \left| \frac{m^2 - E^2}{\mu^2} \right|,$$

что в точности совпадает с (2.8).

Таким образом оба метода дают одинаковую физическую информацию, что можно было ожидать заранее, однако вычисления во втором методе, благодаря локальности потенциала и наличию спектрального представления, значительно проще.

4. Вычисление ширины уровней энергии с помощью комплексного потенциала

В работе /1/ было показано, что введение комплексного потенциала, зависящего от энергии, позволяет учесть неупругие процессы. В частности, появляется возможность корректного вычисления вероятности распада (ширины уровня энергии) системы.

Поясним это на примере рассматриваемой модели. Для учета возможности распада системы на два скалярных "фотона" с малой массой μ введем в ядро K уравнения (2.3) соответствующий член, который имеет "неупругое" двухфотонное промежуточное состояние по переменной $s = 4E^2$ и который, следовательно, будет иметь мнимую часть при $s < 4m^2 (E^2 < m^2)$. В низшем порядке теории возмущений этот член, очевидно, сводится к диаграмме рис. 3.

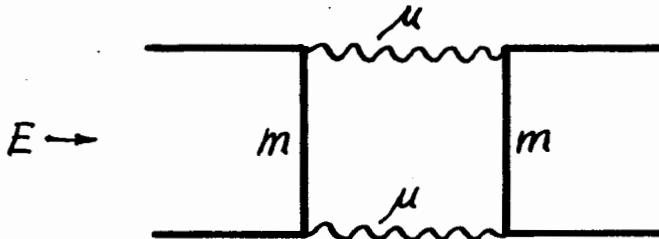


Рис. 3.

Вспользуемся методом локального потенциала, поскольку, как было видно выше, расчеты с его помощью значительно проще. Вспоминая определение (1.8) локального потенциала, мы получаем, что в низшем порядке по (g^2/m^2) поправка к потенциалу уравнения (1.4) дается диаграммой рис. 3 на массовой поверхности. Выражение для этой поправки может быть, очевидно, представлено в спектральной форме:

$$\Delta V_{\Gamma}(t, s) = \int_{4m^2}^{\infty} dx \int_{4\mu^2}^{\infty} dy \frac{\sigma(x, y)}{(x-t)(y-s)},$$

где

$$\sigma(x, y) = \frac{g^4}{8\pi^2} \frac{1}{y \sqrt{x(x-4m^2)}}, \quad \mu^2 \rightarrow 0 \quad (4.1)$$

$$t = -(\bar{p} - \bar{q})^2, \quad s = 4E^2.$$

Поправку к уровням энергии мы получим, подставляя, как и раньше, (4.1) в (2.6) на место ΔV_1 , где $\psi_0(\bar{p})$ по-прежнему кулоновские волновые функции. Переходя аналогично (3.3) в r -пространство, имеем для $\ell = 0$

$$\Delta(m^2 - E^2) = -\frac{m^2}{8\pi} \left(\frac{g^2}{16\pi m^2}\right)^5 \left[\ln \left|\frac{E^2}{\mu^2}\right| + i\pi\right]. \quad (4.2)$$

Мнимая часть этого выражения дает ширину уровня энергии

$$\Gamma = \frac{m}{8} \left(\frac{g^2}{16\pi m^2}\right)^5,$$

которая определяет вероятность распада системы из s -состояния на два скалярных "фотона" в низшем порядке теории возмущений.

5. Сравнение методов

То, что оба метода дают одинаковый результат при вычислении поправок к уровням энергии, может быть показано в несколько более общем виде без конкретного вычисления соответствующих интегралов. С этой целью запишем поправку $V_2^{(4)}$ в (1.8), используя выражения для $T^{(4)}$ и $T^{(2)}$, которые можно получить из уравнения (1.3), и учитывая, что $T_2^{(2)} = V_2^{(2)}$. Переходя на массовую поверхность $\epsilon_q = \epsilon_p = 0$, $p^2 = q^2 = E^2 - m^2$, получим

$$V_2^{(4)}(\bar{p}, \bar{q}, E) = \int d\bar{k} d\epsilon K(\bar{p}, \bar{k}, \epsilon, E) F(\bar{k}, \epsilon, E) K(\bar{k}, \bar{q}, \epsilon, E) - \quad (5.1)$$

$$- \int d\bar{k} K(\bar{p}, \bar{k}, E) F(\bar{k}, E) K(\bar{k}, \bar{q}, E),$$

где

$$K(\bar{p}, \bar{k}, \epsilon, E) = K(\bar{p}, \bar{k}, 0, \epsilon, E)$$

$$K(\bar{p}, \bar{k}, E) = K(\bar{p}, \bar{k}, 0, 0, E).$$

При интегрировании по ϵ в (5.1) основной вклад дает область $\epsilon^2 \approx k^2 \approx p^2 \approx q^2$, так как $E^2 \approx m^2$. Для вычисления поправки к уровням энергии надо усреднить (5.1) по волновым функциям уравнения (2.3). При этом, как видно, в частности, из явного выражения (2.5) наибольший вклад будут давать малые значения импульсов $p^2 \approx q^2 \approx m^2 - E^2$. Тогда с точностью до членов высшего порядка по $(m^2 - E^2)/m^2$ можно переписать (5.1) в виде:

$$V_2^{(4)}(\bar{p}, \bar{q}, E) \cong \int d\bar{k} d\epsilon K(\bar{p}, \bar{k}, E) F(\bar{k}, \epsilon, E) [K(\bar{k}, \bar{q}, \epsilon, E) - K(\bar{k}, \bar{q}, E)] + \\ + \int d\bar{k} d\epsilon [K(\bar{p}, \bar{k}, \epsilon, E) - K(\bar{p}, \bar{k}, E)] F(\bar{k}, \epsilon, E) K(\bar{q}, \bar{k}, E). \quad (5.2)$$

Аналогично, с той же точностью по $(m^2 - E^2)/m^2$ можно преобразовать $V_2^{(6)}$ в (1.8)

$$V_2^{(6)} \cong \int \int d\bar{k} d\bar{k}' d\epsilon d\epsilon' K(\bar{p}, \bar{k}, E) F(\bar{k}, \epsilon, E) [K(\bar{k}, \bar{k}', \epsilon, \epsilon', E) - K(\bar{k}, \bar{k}', E)] F(\bar{k}', \epsilon', E) K(\bar{k}', \bar{q}, E) - \\ - \int d\bar{k} d\bar{k}' d\epsilon K(\bar{p}, \bar{k}, E) F(\bar{k}, \epsilon, E) [K(\bar{k}, \bar{k}', \epsilon, E) - K(\bar{k}, \bar{k}', E)] F(\bar{k}', E) K(\bar{k}', \bar{q}, E) - \\ - \int d\bar{k} d\bar{k}' d\epsilon' K(\bar{p}, \bar{k}, E) F(\bar{k}, E) [K(\bar{k}, \bar{k}', \epsilon', E) - K(\bar{k}, \bar{k}', E)] F(\bar{k}', \epsilon', E) K(\bar{k}', \bar{q}, E). \quad (5.3)$$

Уравнение (2.3) можно записать в виде:

$$\psi_0(\bar{p}) = F(\bar{p}, E) \int K(\bar{p}, \bar{q}, E) \psi_0(\bar{q}) d\bar{q}. \quad (5.4)$$

Подставляя $\Delta V_2 = V_2^{(4)} + V_2^{(6)}$ в (2.6), с использованием (5.2), (5.3) и (5.4) получим:

$$\Delta(m^2 - E^2) = \frac{i\pi}{2m} \int \psi_0^*(\bar{k}) \left\{ \frac{1}{F(\bar{k}, E) F(\bar{k}', E)} \int d\epsilon d\epsilon' F(\bar{k}, \epsilon) K(\bar{k}, \bar{k}', \epsilon, \epsilon', E) F(\bar{k}', \epsilon') - \right. \\ \left. - K(\bar{k}, \bar{k}', E) \right\} \psi_0(\bar{k}') d\bar{k} d\bar{k}'. \quad (5.5)$$

В методе двухвременных функций Грина для получения поправки к уровням энергии нужно подставить (1.7) за вычетом (2.2) в (2.6), и мы имеем выражение, тождественное с (5.5).

Таким образом еще раз показано, что оба метода дают одинаковый результат при расчете физических величин, однако, как видно на примере вычислений разделов 2-4, использование локального потенциала более эффективно.

В заключение авторы выражают свою глубокую благодарность Н.Н. Боголюбову, А.А. Логунову и А.Н. Тавхелидзе за плодотворные и стимулирующие дискуссии, а также Б.А. Арбузову, А.Т. Филиппову и О.А. Хрусталеву за обсуждение результатов.

Л и т е р а т у р а

1. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze. Quasioptical Approach in Quantum Field Theory, preprint JINR, E-1145, Nuovo Cim. /в печати/.
2. А.А. Логунов, А.Н. Тавхелидзе, И.Т. Тодоров, О.А. Хрусталев. Квазипотенциальная природа амплитуды рассеяния. Препринт ОИЯИ, Д-1191, г. Дубна.

Рукопись поступила в издательский отдел

3 апреля 1963 года.