B 14

ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СИБИРСКОГО ОТДЕЛЕНИЯ АН СССР

препринт 052

А.И.Вайнштейн

распадающиеся системы и расходимость ряда теории возмущений

Новосибирск 1964

+

2

Аннотация

Рассматриваются одномерные полевые модели. Если при каком-либо знаке константы связи λ спектр является непрерывным, то ряд теории возмущений для пропагатора расходится, причем общий член ряда имеет вид $n!(\alpha\lambda)^n$ для больших n.

DECAYING SYSTEM AND THE DIVERGENCE OF PERTUBATION SERIES.

One-dimensional field models are considered. If under some sigh of the coupling constant λ the energy spectrum is continuous the pertubation series diverges, and the general term is $n!(\alpha\lambda)^n$ for the large n .

1_0. Дайсон в работе /I/ привел аргументы в пользу того, что ряды теории возмущений в квантовой электродинамике являются расходящимися. Он основывался на том, что мир, в котором квадрат заряда e^2 отрицателен, не имеет основного состояния и распадается. Поэтому трудно себе представить, что такая ситуация может описываться функциями аналитичными по e^2 в точке $e^2=0$.

Тирринг /2/ исследовал теорию с взаимодействием $\mathcal{L}_{int}=\lambda\varphi^3(x)$ и показал, что ряд теории возмущений для поляризационного оператора расходится в области импульсов $p^2<m^2$. При больших n члены ряда имеют вид $C(\alpha\lambda)^n\frac{(n-4)!}{n^2}$, где C и α - функции p^2 . Рассмотренная Тиррингом модель является примером неустойчивой теории. С помощью прямого вариационного метода легко показать, что в модели нет нижнего состояния /3/.

Мы покажем, что распадность системы приводит к расходимости ряда теории возмущений в одномерной модели.

2_0. Рассмотрим модель, в которой полевые операторы φ зависят только от времени, то-есть нет пространственных координат.
Гамильтониан и одновременные перестановочные соотношения имеют вид

$$H=\frac{1}{2}\dot\varphi^2+\frac{m^2}{2}\varphi^2+V(\varphi),\quad [\varphi(t),\dot\varphi(t)]=i \qquad (I)$$

Это гамильтониан и перестановочные соотношения обычного квантово-механического нелинейного осциллятора с частотой $\omega=m$, массой $\mu=1$.

Взаимодействие $V(\varphi)$ возьмем для определенности в виде:

$$V(\varphi)=-\lambda\varphi^3 \qquad (2)$$

Из дальнейшего будет видно, что рассмотрение пригодно для всех распадных взаимодействий.

Повторяя доказательство Тирринга /2/ в одномерном случае для взаимодействия $\lambda\varphi^3$, мы придем к такому же, как и в четырехмерном варианте, результату, то-есть, что ряд для поляризационного оператора расходится, притом таким же образом. Мы свяжем это с распадностью системы.

Будем рассматривать причинную функцию Грина поля φ.
В представлении взаимодействия она определяется как

$$i\, G(\tau) = \frac{(0|T\, \varphi(\tau)\, \varphi(0)\, S|0)}{S_{00}} \tag{3}$$

$\varphi(\tau)$ - полевой оператор в представлении взаимодействия. Усреднение идет по математическому вакууму. Предполагается адиабатическое включение.

Если мы перейдем к гейзенберговским операторам $\varphi(\tau)$, то получим

$$i\, G(\tau) = \frac{(0|S(\infty,0)[T\, \varphi(\tau)\, \varphi(0)]\, S(0,-\infty)|0)}{(0|S(\infty,0)\, S(0,-\infty)|0)}$$

$$\varphi(\tau) = S^{+}(\tau,0)\, \varphi(\tau)\, S(\tau,0) \tag{4}$$

3_0. Обычно $|\Psi\rangle = S(0,-\infty)|0)$ считают равным физическому вакууму. Если физический вакуум существует, то это обеспечивается адиабатическим включением взаимодействия. В рассматриваемой модели физического вакуума нет, система неустойчива. В таких случаях математический вакуум при адиабатическом включении взаимодействия переходит в соответствующий квазиуровень - состояние с комплексной энергией, описывающее распад. Чтобы показать это мы рассматривали задачу об осцилляторе, у которого частота менялась со временем, как $\omega^2(1-\gamma e^{-\alpha|t|})$. Если $\gamma > 1$, то при $t=0$ осциллятор был перевернут и физический вакуум отсутствовал. Действительно, оказалось, что если при $t \to -\infty$ мы имели основное состояние, то при $t=0$ мы придем к состоянию, которое в пределе $\alpha \to 0$, имеет энергию $E = -\frac{i\omega}{2}\sqrt{\gamma-1}$ и описывает распад. Подробное решение дано в приложении А.

Интересно отметить, что состояние $(0|S(\infty,0) = \langle\Psi|$ не получается эрмитовым сопряжением из $S(0,-\infty)|0)$, что связано с невыполнением условия

устойчивости $S(\infty,-\infty)|0) = |0)$. $\langle\Psi| = (0|S(\infty,0)$ является эрмитово сопряженным к состоянию, описывающему процесс, обратный распаду. Энергия такого состояния комплексна сопряжена к энергии квазиуровня. Такое состояние мы в дальнейшем будем называть антиквазиуровнем.

4_0. В приложении В выведена связь между энергией состояния $|\Psi\rangle$ и $G(\tau)|_{\tau=0}$, $G(p)|_{p=0}$, $G(p)$- фурье-образ $G(\tau)$. Поэтому для изучения аналитических свойств $G(\tau)|_{\tau=0}$ и $G(p)|_{p=0}$ как функции константы связи, достаточно это сделать для $E(\lambda^2)$, где $E(\lambda^2)$- энергия состояния $|\Psi\rangle = S(0,-\infty)|0)$. Уравнение для $|\Psi\rangle$

$$H|\Psi\rangle = E|\Psi\rangle, \quad H = \frac{\dot{\varphi}^2}{2} + \frac{m^2\varphi^2}{2} - \lambda\varphi^3. \tag{5}$$

Это обычное дифференциальное уравнение нелинейного осциллятора. При $\varphi \to -\infty$ $\Psi(\varphi)$ экспоненциально падает, а при $\varphi \to +\infty$ имеется только выходящая волна. (Мы считаем $\lambda > 0$).

Продолжим $\Psi(\varphi)$, определенную для положительных λ, на комплексные λ. Тогда в (5) λ комплексно. Разберемся, что будет с граничными условиями.

При положительных λ

$$\Psi(\varphi) \xrightarrow[\varphi\to+\infty]{} \frac{C}{\sqrt{p}} \exp\Big[i\int^{\varphi} p\, d\varphi\Big]$$
$$\Psi(\varphi) \xrightarrow[\varphi\to-\infty]{} \frac{C'}{\sqrt{p}} \exp\Big[-i\int^{\varphi} p\, d\varphi\Big] \tag{6}$$
$$p = \sqrt{2E - m^2\varphi^2 + 2\lambda\varphi^3}$$

Это известные квазиклассические асимптотики. Можно утверждать, что $\Psi(\varphi)$ имеет эти же асимптотики и для всех комплексных λ в верхней полуплоскости параметра λ. Действительно, пока λ находится в верхней полуплоскости, $\Psi(\varphi)$ экспоненциально падает при $\varphi \to \pm\infty$ и растущая экспонента не может появиться.

Перейдем в плоскости λ с положительной полуоси на отрицательную через верхнюю полуплоскость. Тогда из (7) видно, что после поворота $\Psi(\varphi)$ экспоненциально падает при $\varphi \to +\infty$, а при $\varphi \to -\infty$ представляет собой волну, бегущую в яму. То-есть, начав с задачи о квазиуровне, мы пришли к задаче об антиквазиуровне. Это означает, что функция $E(\lambda^2)$ имеет в плоскости λ^2 разрез по положительной полуоси. На этом разрезе терпит скачок $\Im m\, E(\lambda^2)$.

Рассмотрим интеграл

$$\int_C \frac{E(z)}{z - z_0}\, dz = 2\pi i\, E(z_0), \qquad z = \lambda^2 \tag{7}$$

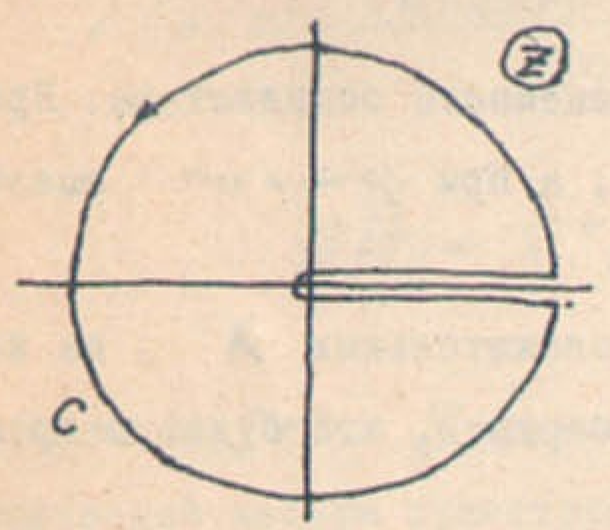

Рис. I.

Контур C показан на рис.I. Радиус окружности равен Δ, $|z_0| < \Delta$. Интеграл по окружности является аналитической функцией для всех z_0 внутри окружности, поэтому мы не будем его рассматривать, так как нас интересует неаналитическая в нуле часть $E(z)$.

$$E(z_0) = \frac{1}{\pi}\int_0^{\Delta} \frac{\Im m\, E(z)}{z - z_0}\, dz \tag{8}$$

Из (8) сразу следует разложение $E(z_0)$ в ряд при $z_0 \to 0$.

$$E(z_0) = \sum_{n=0}^{\infty} z_0^n \left(\frac{1}{\pi}\int_0^{\Delta} \frac{\Im m\, E(z)}{z^{n+1}}\, dz\right) \tag{9}$$

Интегралы сходятся, так как $\Im m\, E(z)$ экспоненциально убывает при $z \to 0$. $\Im m\, E(\lambda^2)$ при $\lambda \to 0$ пропорциональна коэффициенту прохождения через барьер $D = \exp\left[-2\int_{\varphi_2}^{\varphi_3}\sqrt{m^2\varphi^2 - 2\lambda\varphi^3 - 2E}\, d\varphi\right]$.

Интеграл берется между двумя точками поворота. При $\lambda \to 0$

$$D = \frac{\alpha'}{\sqrt{\lambda^2}}\exp\left[-\frac{\beta' m^5}{\lambda^2}\right] \tag{10}$$

α' и β' - константы.

Так как Δ можно выбрать достаточно малым, то подстановка в (9) $\Im m\, E(z) = \frac{\alpha}{\sqrt{z}}\exp\left[-\frac{\beta}{z}\right]$, приведет к коэффициентам разложения совпадающим с точными при $n \to \infty$.

Таким образом функция

$$\bar{E}(z_0) = \alpha\int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{\beta}{z}}}{z - z_0}\, dz = C\left(-\frac{\beta}{z}\right)^{\frac{1}{2}} \Psi\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{\beta}{z}\right) \tag{11}$$

имеет такие же коэффициенты разложения в пределе $n \to \infty$, как и точная $E(z)$. (Добавление интеграла от Δ до ∞ не имеет значения, так как этот интеграл дает функцию аналитичную в точке $z_0 = 0$. $\Psi\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, x\right)$ - вырожденная гипергеометрическая функция).

Разложение $\bar{E}$ имеет вид:

$$\bar{E}(z) = C\sum_{n=0}^{\infty}\left(\frac{z}{\beta}\right)^n \Gamma\left(n + \frac{1}{2}\right) \tag{12}$$

Так как $E(\lambda^2)$ связана с функцией Грина соотношениями (см.приложение В)

$$i\, G(\tau)\big|_{\tau=0} = \frac{1}{m^2}\left[E - 5\lambda^2\frac{\partial E}{\partial \lambda^2}\right]$$

$$\tilde{G}(p)\big|_{p=0} = -\frac{1}{m^2} + \frac{9\lambda^2}{m^8}\left[25(\lambda^2)^2\frac{\partial^2 E}{\partial(\lambda^2)^2} + 35\lambda^2\frac{\partial E}{\partial \lambda^2} - 3E\right] \tag{13}$$

то мы приходим к выводу, что ряд теории возмущений расходится, причем коэффициенты разложения факториально растут при больших n.

Тем не менее ряд является асимптотическим.

5_0. Совершенно аналогичным способом можно рассмотреть другие типы взаимодействий. Понятно, что если при включении взаимодействия система рас-адается, то мнимая часть энергии квазиуровня есть величина, экспоненциально алая при константе связи, стремящейся к нулю, что приводит к факториаль-ому росту коэффициентов ряда по степеням константы связи. Потенциального барьера не будет, если $m=0$. Но в этом случае интегралы теории возмущений расходятся на нижнем пределе.

Представляет интерес взаимодействие $V=-\lambda\varphi^4$. При $\lambda>0$ оно соответствует распадающейся системе. Проделав такое же, как и для $\lambda\varphi^3$, рассмотрение, мы получим, что при больших n члены ряда для $E(\lambda)$ ведут себя как $C\left(\frac{\lambda}{\gamma}\right)^n\Gamma(n+\frac{1}{2})$. При λ система устойчива. Но ряд будет общим и для положительных λ и для отрицательных. Ситуация возникает такого типа, которую предполагает Дайсон для квантовой электродинамики. Интересно, что все члены ряда имеют один знак в области неустойчивости.

Повидимому, большинство нетривиальных теорий являются неустойчивыми при какой-либо фазе константы связи, что приводит к асимптотичности рядов. Уравнения теорий имеют решения неаналитичные по константе связи в нуле, правда, неясно, насколько эти решения физичны в области неустойчивости. Точка $\lambda=0$ является в таких теориях точкой ветвления и, если $m\neq 0$, существенно особой точкой.

Остается неясным вопрос о связи распадности с расходимостью ряда в четырехмерных теориях, хотя надо отметить, что, если играют роль малые пространственные импульсы, то теория становится одномерной, требует выяснения влияние перенормировок. Интересно, что если рассмотреть произвольную диаграмму четырехмерной теории с внешними импульсами равными нулю, то легко получить неравенство

$$\int\frac{1}{m^2-p_i^2}\cdots\frac{1}{m^2-p_i^2}\Pi d^4q \geq \frac{1}{m^{6i}}\left[\int\frac{1}{m^2-p_i^{\circ 2}}\cdots\frac{1}{m^2-p_i^{\circ 2}}\Pi dq^\circ\right]^4 \quad (I4)$$

p_k - импульсы внутренних линий, q - импульсы интегрирования, p_k° - вре-

менные компоненты. Тогда в правой части (I4) стоит соответствующая одномерная диаграмма, и мы могли бы построить миноранту для четырехмерной теории, если бы не было необходимости перенормировок.

Приношу глубокую благодарность В.М.Галицкому за предложение темы и руководство работой. Автор благодарен И.Б.Хрипловичу за ценные дискуссии.

Приложение А.

Рассмотрим осциллятор, у которого частота меняется со временем по закону $\omega^2(1-\gamma e^{-\alpha|t|})$. Нас интересует развитие во времени состояния, которое при $t\to-\infty$ стремится к вакууму осциллятора с частотой ω. Обозначим через $\Psi_\alpha(t)$. В представлении взаимодействия $\Psi_\alpha(t)$ удовлетворяет уравнению

$$i\frac{\partial\Psi_\alpha}{\partial t} = -\frac{\gamma\omega^2}{4}e^{-\alpha|t|}x^2(t)\Psi_\alpha, \qquad (1A)$$

$$x(t)=\frac{1}{\sqrt{2}}[a^+(t)+a^-(t)]=\frac{a^+e^{i\omega t}+ae^{-i\omega t}}{\sqrt{2}}. \qquad (2A)$$

$$[a^+,a]=-1.$$

Ищем $\Psi_\alpha(t)$ в виде

$$\Psi_\alpha(t)=K_\alpha(t)\exp[a^{+2}f_\alpha(t)]|0) \qquad (3A)$$

где $K_\alpha(t)$, $f_\alpha(t)$ - функция от времени, $|0)$ - вакуум осциллятора с частотой ω, $a|0)=0$. Подставляя (3А) в (1А) и производя коммутации, мы получим члены с $\exp(a^{+2}f_\alpha)|0)$ и с $a^{+2}\exp(a^{+2}f_\alpha)|0)$. Приравняв коэффициенты при них нулю, мы придем к уравнениям:

$$i\frac{K'_\alpha}{K_\alpha}=-\frac{\gamma\omega}{4}e^{-\alpha|t|}(1+2f_\alpha) \qquad (4A)$$

$$if'_\alpha=-\frac{\gamma\omega}{4}e^{-\alpha|t|}(e^{2i\omega t}+4f_\alpha+4f_\alpha^2e^{-2i\omega t}) \qquad (5A)$$

Граничное условие: $f_\alpha(t)\xrightarrow[t\to-\infty]{}0$

Будем рассматривать $t<0$.

Введем новую функцию $y(t)$

$$f_\alpha(t)=-\frac{1}{i\gamma\omega}e^{(2i\omega-\alpha)t}\frac{y'(t)}{y(t)}-\frac{1}{i\gamma\omega}\left(-i\omega+\frac{\alpha}{2}\right)e^{(2i\omega-\alpha)t}-\frac{1}{2}e^{2i\omega t} \qquad (6A)$$

Для $y(t)$ получим уравнение

$$y''+\left[\left(\omega+\frac{i\alpha}{2}\right)^2-\gamma\omega^2e^{\alpha t}\right]y=0 \qquad (7A)$$

Его решение

$$y(t)=C_1\mathcal{J}_\nu(z)+C_2\mathcal{J}_{-\nu}(z) \qquad (8A)$$

$$\nu=\frac{2i\omega}{\alpha}-1,\quad z=\frac{2i\omega\sqrt{\gamma}}{\alpha}e^{\frac{\alpha t}{2}}.$$

$\mathcal{J}_\nu(z)$ - функция Бесселя.

Используя обращение $f_\alpha(t)$ в нуль при $t\to-\infty$, найдем

$$f_\alpha(t)=-\frac{1}{i\gamma\omega}e^{(2i\omega-\alpha)t}\left[-i\omega+\frac{\alpha}{2}+\frac{\lambda\omega}{2}e^{\alpha t}+\frac{\frac{d}{dt}\mathcal{J}_\nu(z)}{\mathcal{J}_\nu(z)}\right] \qquad (9A)$$

Нас интересует $\lim\limits_{\alpha\to0}\Psi_\alpha(0)=\Psi(0)$. Воспользовавшись квазиклассическими асимптотиками функций Бесселя /4/, найдем

$$f(0)=\frac{1}{\gamma}\left[1-\frac{\gamma}{2}+i\sqrt{\gamma-1}\right],\quad \gamma>1 \qquad (10A)$$

$$f(0)=\frac{1}{\gamma}\left[1-\frac{\gamma}{2}-\sqrt{1-\gamma}\right],\quad \gamma<1$$

При $\gamma<1$ мы приходим к основному состоянию осциллятора с частотой $\omega\sqrt{1-\gamma}$ - "физическому вакууму". При $\gamma>1$ $\Psi(0)=\exp(a^{+2}f(0))|0)$ в x -представлении имеет вид

$$\Psi(0)=e^{i\omega\sqrt{\gamma-1}\frac{x^2}{2}} \qquad (11A)$$

Это состояние описывает разлетание частиц из области начала координат на $\pm\infty$. Его энергия равна $E=-\frac{i\omega}{2}\sqrt{\gamma-1}$. Мы видим, что $n=\frac{E}{\omega}$ является адиабатическим инвариантом и для комплексных ω.

Если рассмотреть состояние, которое при $t \to +\infty$ переходит в вакуум осциллятора с частотой ω, то получим, что при $t=0$ и $\alpha \to 0$ мы имеем состояние антиквазиуровня с $E = \frac{i\omega}{2}\sqrt{\gamma - 1}$.

Приложение В.

Функция Грина в гейзенберговском представлении определяется как

$$i\, G(\tau) = \frac{T\langle\Psi|\varphi(\tau)\,\varphi(0)|\Psi\rangle}{\langle\Psi\Psi\rangle} \qquad (1B)$$

Связь между $G(\tau)\big|_{\tau=0}$ и энергией состояния $|\Psi\rangle$ известна /5/. Но для полноты изложения мы ее выведем. Уравнение для $|\Psi\rangle$

$$(H-E)|\Psi\rangle = 0\,, \qquad H = \frac{1}{2}\dot{\varphi}^2 + \frac{m^2}{2}\varphi^2 - \lambda\varphi^3 \qquad (2B)$$

Дифференцируя (2В) по m^2 и умножая на $\langle\Psi|$ слева, получим:

$$i\, G(\tau)\big|_{\tau=0} = \frac{\langle\Psi|\varphi^2(0)|\Psi\rangle}{\langle\Psi\Psi\rangle} = 2\,\frac{\partial E}{\partial m^2} \qquad (3B)$$

Из размерных соображений $E = m\,\Phi\left(\frac{\lambda^2}{m^5}\right)$. Поэтому

$$i\, G(\tau)\big|_{\tau=0} = \frac{1}{m^2}\left(E - 5\lambda^2\frac{\partial E}{\partial \lambda^2}\right) \qquad (4B)$$

Выведем теперь связь E и $G(p)\big|_{p=0}$.

$$G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty}\frac{dp}{2\pi}\, G(p)\, e^{-ip\tau}$$

Прежде всего отметим, что при взаимодействии $\lambda\varphi^3$ $\bar{\varphi} = \frac{\langle\Psi|\varphi|\Psi\rangle}{\langle\Psi\Psi\rangle} \neq 0$ Поэтому в $G(\tau)$ есть постоянная по τ часть, не имеющая физического смысла, которая в p -представлении дает $\delta(p)$. Правильнее рассматривать

$$i\,\tilde{G}(\tau) = \frac{T\langle\Psi|(\varphi(\tau)-\bar{\varphi})(\varphi(0)-\bar{\varphi})|\Psi\rangle}{\langle\Psi\Psi\rangle} = \qquad (5B)$$

$$= i\, G(\tau) - \bar{\varphi}^2$$

Используя определение $\varphi(\tau)$ через шредингеровское φ

$$\varphi(\tau) = e^{iH\tau} \varphi e^{-iH\tau}$$

имеем

$$\tilde{G}(\varphi) = \frac{1}{\langle\psi\psi\rangle} \langle\psi|(\varphi - \bar{\varphi})\left[\frac{1}{p-(H-E-i\epsilon)} + \frac{1}{p+(H-E-i\epsilon)}\right](\varphi - \bar{\varphi})|\psi\rangle \qquad (6В)$$

$$\tilde{G}(p)\Big|_{p=0} = -\frac{2}{\langle\psi\psi\rangle}\langle\psi|(\varphi - \bar{\varphi})\frac{1}{H-E}(\varphi - \bar{\varphi})|\psi\rangle \qquad (7В)$$

$i\epsilon$ можно опустить, так как $\langle\psi|\varphi - \bar{\varphi}|\psi\rangle = 0$. Введем в гамильтониан член $f\varphi$, где f - параметр. Продифференцируем уравнение (2в) дважды по параметру f

$$(H-E)\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial f} + \left(\frac{\partial H}{\partial f} - \frac{\partial E}{\partial f}\right)|\psi\rangle = 0 \qquad (9В)$$

$$(H-E)\frac{\partial^2|\psi\rangle}{\partial f^2} + 2\left(\frac{\partial H}{\partial f} - \frac{\partial E}{\partial f}\right)\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial f} - \frac{\partial^2 E}{\partial f^2}|\psi\rangle = 0 \qquad (10В)$$

Умножая на $\langle\psi|$ слева, получим

$$\frac{\partial E}{\partial f} = \frac{1}{\langle\psi\psi\rangle}\langle\psi|\frac{\partial H}{\partial f}|\psi\rangle = \bar{\varphi} \qquad (11В)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial f^2} = \frac{2}{\langle\psi\psi\rangle}\langle\psi|\frac{\partial H}{\partial f} - \frac{\partial E}{\partial f}|\frac{\partial\psi}{\partial f}\rangle \qquad (12В)$$

Из (9В) находим $\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial f}$

$$\frac{\partial|\psi\rangle}{\partial f} = -\frac{1}{H-E}\left(\frac{\partial H}{\partial f} - \frac{\partial E}{\partial f}\right)|\psi\rangle \qquad (13В)$$

К (13В) можно прибавить с произвольным коэффициентом $|\psi\rangle$, но при подстановке в (12В) эта добавка даст нуль.

$$\frac{\partial^2 E}{\partial f^2} = -\frac{2}{\langle\psi\psi\rangle}\langle\psi|(\varphi - \bar{\varphi})\frac{1}{H-E}(\varphi - \bar{\varphi})|\psi\rangle \qquad (14В)$$

Теперь f можно положить равным нулю

$$\frac{\partial^2 E}{\partial f^2}\Big|_{f=0} = \tilde{G}(p)\Big|_{p=0} \qquad (15В)$$

Связь (15В) можно записать через производные по λ^2. Для этого вводим вместо φ новый оператор η

$$\varphi = \eta + \varphi_0$$
$$\varphi_0 = \frac{m^2 - \sqrt{m^4 + 12\lambda f}}{6\lambda} \qquad (16В)$$

Тогда гамильтониан не содержит линейного по η члена и можно записать

$$E = E^0 + M\,\Phi\left(\frac{\lambda^2}{M^5}\right), \qquad (17В)$$

$$E^0 = \frac{m^2\varphi_0^2}{2} + f\varphi_0 - \lambda\varphi_0^3, \quad M^2 = m^2 - 6\lambda\varphi_0$$

Тогда (15В) перейдет в

$$\tilde{G}(\varphi)\Big|_{p=0} = -\frac{1}{m^2} + \frac{9\lambda^2}{m^8}\left[25(\lambda^2)^2\frac{\partial^2 E}{\partial(\lambda^2)^2} + 35\lambda^2\frac{\partial E}{\partial\lambda^2} - 3E\right] \qquad (18В)$$

Литература

1. Dyson F. J., Phys. Rev., 85, 631 (1952).
2. Thirring W., Helv. Phys. Acta, 26, 33 (1953).
3. Baym G., Phys. Rev., 117, 886 (1960).
4. А.З.Паташинский, В.Л.Покровский, И.М.Халатников. ЖЭТФ, 44, 2062 (1961).
5. В.М.Галицкий, А.Б.Мигдал ЖЭТФ, 34, 139 (1958).

Ответственный за выпуск И.Б. Хриплович
Подписано к печати МН00663 2.12.64
Формат бумаги 270 х 190, тираж 150
Заказ № 052 Бесплатно

Отпечатано на ротапринте в Институте ядерной физики СО АН СССР.