АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И
МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

МАРТ

МОСКВА · 1973

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ
И МАТЕМАТИЧЕСКАЯ
ФИЗИКА
Том 14, № 3
март
1973

ОПЕРАТОРНЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ И КОНЦЕПЦИЯ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ПУТЕЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

С. П. Кулешов, В. А. Матвеев, А. Н. Сисакян, М. А. Смондырев

Развит операторный метод решения квазипотенциальных уравнений. Показано, что при высоких энергиях данный метод, как и хорошо известное приближение прямолинейных путей в рамках функционального интегрирования, является реализацией общей концепции прямолинейных путей.

В последнее время широкую известность получил квазипотенциальный подход в квантовой теории поля [1], оказавшийся весьма плодотворным при изучении сильных взаимодействий элементарных частиц. Достоинства этого подхода вызвали к жизни исследования, связанные с его приложениями (см., например, [2, 3]) и модификациями [4–8].

Наряду с изучением общих свойств решений квазипотенциальных уравнений, например в рамках идеи о гладкости локального квазипотенциала [9–12], представляет определенный интерес развитие различных приближенных методов. В настоящей работе предлагается операторный метод нахождения приближенных решений квазипотенциальных уравнений, формулировка которого излагается в первом разделе. Заметим, что этот метод имеет достаточно общий характер и может быть применен к другим уравнениям квантовой теории поля.

Полученное приближенное решение может быть, например, использовано, как это показано во втором разделе, для нахождения асимптотического поведения амплитуды рассеяния в пределе больших энергий и фиксированных передач импульса. Следует также отметить, что используемый в работе метод позволяет развить регулярную процедуру нахождения поправок к главному асимптотическому члену.

В третьем разделе указывается на связь операторного метода с методами функционального интегрирования в квантовой теории поля. Подчеркивается, что развитый метод является при высоких энергиях реализацией концепции прямолинейных путей [13], с успехом применявшейся для исследования различных процессов упругого и неупругого рассеяния.

1. Рассмотрим квазипотенциальное уравнение с локальным квазипотенциалом для амплитуды рассеяния скалярных частиц

$$T(\mathbf{p},\mathbf{p}';s)=gV(\mathbf{p}-\mathbf{p}';s)+g\int d\mathbf{q}\,K(\mathbf{q}^2;s)\,V(\mathbf{p}-\mathbf{q};s)\,T(\mathbf{q},\mathbf{p}';s), \quad (1.1)$$

где $\mathbf{p}$ и $\mathbf{p}'$ — относительные импульсы частиц в системе центра масс в начальном и конечном состояниях, соответственно, а $s=4(\mathbf{p}^2+m^2)=4(\mathbf{p}'^2+m^2)$.

Для решения уравнения (1.1) сделаем фурье-преобразование

$$V(\mathbf{p}-\mathbf{p}';s)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{r}\, e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{r}}\,V(\mathbf{r};s), \tag{1.2}$$

$$T(\mathbf{p},\mathbf{p}';s)=\int d\mathbf{r}\,d\mathbf{r}\;e^{i\mathbf{p}\mathbf{r}-i\mathbf{p}'\mathbf{r}'}\,T(\mathbf{r},\mathbf{r}';s). \tag{1.3}$$

Подставляя (1.2) и (1.3) в (1.1), получим

$$T(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)=\frac{g}{(2\pi)^3}V(\mathbf{r};s)\,\delta^{(3)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')+$$
$$+\frac{g}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{q}\,K(\mathbf{q}^2;s)\,V(\mathbf{r};s)\,e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}\int d\mathbf{r}''\;e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}''}\,T(\mathbf{r}'',\mathbf{r}';s). \tag{1.4}$$

Вводя представление

$$T(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)=\frac{g}{(2\pi)^3}V(\mathbf{r};s)\,F(\mathbf{r},\mathbf{r}';s), \tag{1.5}$$

имеем

$$F(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)=\delta^{(3)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')+$$
$$+\frac{g}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{q}K(\mathbf{q}^2;s)\,e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}\int d\mathbf{r}''\;e^{i\mathbf{q}\mathbf{r}''}\;V(\mathbf{r}'';s)\,F(\mathbf{r}'',\mathbf{r}';s). \tag{1.6}$$

Определим псевдодифференциальный оператор

$$\hat{L}_{\mathbf{r}}=K(-\nabla_{\mathbf{r}}^2;s), \tag{1.7}$$

тогда

$$K(\mathbf{r};s)=\int d\mathbf{q}\,e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}\,K(\mathbf{q}^2;s)=\hat{L}_{\mathbf{r}}(2\pi)^3\,\delta^{(3)}(\mathbf{r}). \tag{1.8}$$

С учетом соотношения (1.8) уравнение (1.6) можно переписать в символической форме

$$F(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)=\delta^{(3)}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')+g\hat{L}_{\mathbf{r}}[V(\mathbf{r};s)F(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)]. \tag{1.9}$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$F(\mathbf{r},\mathbf{r}';s)=\frac{1}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{k}\,e^{W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)}\,e^{-i\mathbf{k}(\mathbf{r}-\mathbf{r}')}. \tag{1.10}$$

Подставляя (1.10) в (1.9), получим уравнение для функции $W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)$

$$e^{W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)}=1+g\hat{L}_{\mathbf{r}}[V(\mathbf{r};s)\,e^{W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)-i\mathbf{k}\mathbf{r}}]\,e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}. \tag{1.11}$$

Используя идею модифицированной теории возмущений в экспоненте [14], функцию $W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)$ запишем в виде разложения в ряд по константе связи g

$$W(\mathbf{r};\mathbf{k};s)=\sum_{n=1}^{\infty}g^nW_n(\mathbf{r};\mathbf{k};s). \tag{1.12}$$

Тогда из уравнения (1.11) следуют выражения для функций $W_n(\mathbf{r};\mathbf{k};s)$

$$W_1(\mathbf{r};\mathbf{k};s)=\int d\mathbf{q}V(\mathbf{q};s)K[(\mathbf{k}+\mathbf{q})^2;s]\,e^{-i\mathbf{q}\mathbf{r}}, \tag{1.13}$$

$$W_2(\mathbf{r};\mathbf{k};s) = -\frac{W_1^2(\mathbf{r};\mathbf{k};s)}{2} + \frac{1}{2}\int d\mathbf{q}_1\, d\mathbf{q}_2\, e^{-i\mathbf{q}_1\mathbf{r}-i\mathbf{q}_2\mathbf{r}} \times$$
$$\times V(\mathbf{q}_1;s)V(\mathbf{q}_2;s)K[(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2+\mathbf{k})^2;s]\{K[(\mathbf{q}_1+\mathbf{k})^2;s]+K[(\mathbf{q}_2+\mathbf{k})^2;s]\} \tag{1.14}$$

и т. д.

Ограничиваясь рассмотрением лишь W_1 вместо W в формуле (1.10), мы получаем из (1.10), (1.5) и (1.3) следующее приближенное выражение для амплитуды рассеяния [15]:

$$T_1(\mathbf{p},\mathbf{p}';s) = \frac{g}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{r}\, e^{i(\mathbf{p}-\mathbf{p}')\mathbf{r}}\, V(\mathbf{r};s)\, e^{gW_1(\mathbf{r};\mathbf{p}';s)}. \tag{1.15}$$

Чтобы пояснить смысл сделанного приближения, разложим T_1 в ряд по константе связи g:

$$T_1^{(n+1)}(\mathbf{p},\mathbf{p}';s) = \frac{g^{n+1}}{n!}\int d\mathbf{q}_1\ldots d\mathbf{q}_n\, V(\mathbf{q}_1;s)\ldots V(\mathbf{q}_n;s)\times$$
$$\times V\left(\mathbf{p}-\mathbf{p}'-\sum_{i=1}^{n}\mathbf{q}_i;s\right)\prod_{i=1}^{n}K[(\mathbf{q}_i+\mathbf{p}')^2;s] \tag{1.16}$$

и сравним с $(n+1)$-м итерационным членом точного уравнения (1.1):

$$T^{(n+1)}(\mathbf{p},\mathbf{p}';s) = \frac{g^{n+1}}{n!}\int d\mathbf{q}_1\ldots d\mathbf{q}_n\, V(\mathbf{q}_1;s)\ldots V(\mathbf{q}_n;s)\, V\Bigg(\mathbf{p}-\mathbf{p}'-$$
$$-\sum_{i=1}^{n}\mathbf{q}_i;s\Bigg)\sum_{P}K[(\mathbf{q}_1+\mathbf{p}')^2;s]K[(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2+\mathbf{p}')^2;s]\ldots K\left[\left(\sum_{i=1}\mathbf{q}_i+\mathbf{p}'\right)^2;s\right], \tag{1.17}$$

где $\sum_{P}$ — сумма по перестановкам импульсов $\mathbf{q}_1, \mathbf{q}_2, \ldots, \mathbf{q}_n$.

Из (1.16) и (1.17) легко видеть, что сделанное приближение в случае уравнения Липпмана — Швингера совпадает с так называемым «приближением $\mathbf{q}_i\mathbf{q}_j = 0$», согласно которому в «нуклонных пропагаторах» отбрасываются члены типа $\mathbf{q}_i\mathbf{q}_j$ $(i \neq j)$.

2. В этом разделе на примере квазипотенциального уравнения Логунова — Тавхелидзе мы рассмотрим случай, когда полученные ранее выражения для амплитуд рассеяния могут быть использованы для нахождения асимптотик в области $s \to \infty$ и фиксированном t. При этом в асимптотических выражениях мы будем учитывать наряду с главным и следующий поправочный член, используя формулу

$$e^{W(\mathbf{r};\mathbf{p}';s)} = e^{gW_1(\mathbf{r};\mathbf{p}';s)}[1+g^2W_2(\mathbf{r};\mathbf{p}';s)+\ldots], \tag{2.1}$$

где W_1 и W_2 определены соотношениями (1.13) и (1.14).

Направим ось z вдоль вектора $(\mathbf{p}+\mathbf{p}')$, тогда

$$\mathbf{p}-\mathbf{p}' = \Delta_\perp, \qquad \Delta_\perp\mathbf{n}_z = 0, \qquad t = -\Delta_\perp^2. \tag{2.2}$$

Учитывая, что

$$K[(\mathbf{q}+\mathbf{p}')^2;s] = \frac{1}{\sqrt{(\mathbf{q}+\mathbf{p}')^2+m^2}}\,\frac{1}{(\mathbf{q}+\mathbf{p}')^2-\frac{s}{4}+m^2-i\varepsilon} \underset{t\text{-фикс.}}{\overset{s\to\infty}{=}}$$

$$=\frac{2}{s(q_z-i\varepsilon)}\left[1-\frac{3q_z+\mathbf{q}_\perp{}^2-\mathbf{q}_\perp\boldsymbol{\Delta}_\perp}{\sqrt{s}(q_z-i\varepsilon)}\right]+O\left(\frac{1}{s^2}\right), \qquad (2.3)$$

из (1.13) и (1.14) получим

$$W_1=\frac{W_{10}}{s}+\frac{W_{11}}{s\sqrt{s}}+O\left(\frac{1}{s^2}\right), \qquad (2.4)$$

$$W_2=\frac{W_{20}}{s^2\sqrt{s}}+O\left(\frac{1}{s^3}\right), \qquad (2.5)$$

где

$$W_{10}=2\int d\mathbf{q}V(\mathbf{q};\,s)\,\frac{e^{-i\mathbf{qr}}}{q_z-i\varepsilon}=2i\int_z^\infty dz'\,V(\sqrt{\mathbf{r}_\perp{}^2+z'^2};\,s), \qquad (2.6)$$

$$W_{11}=-2\int d\mathbf{q}V(\mathbf{q};\,s)\,e^{-i\mathbf{qr}}\,\frac{3q_z{}^2+\mathbf{q}_\perp{}^2-\mathbf{q}_\perp\boldsymbol{\Delta}_\perp}{(q_z-i\varepsilon)^2}=$$

$$=-6V(\sqrt{\mathbf{r}_\perp{}^2+z^2};\,s)+2(\nabla_\perp{}^2+i\boldsymbol{\Delta}_\perp\nabla_\perp)\int_z^\infty dz'(z-z')\,V(\sqrt{\mathbf{r}_\perp{}^2+z'^2};\,s), \qquad (2.7)$$

$$W_{20}=-4\int d\mathbf{q}_1\,d\mathbf{q}_2\,e^{-i(\mathbf{q}_1+\mathbf{q}_2)\mathbf{r}}\,V(\mathbf{q}_1;\,s)\,V(\mathbf{q}_2;\,s)\times$$

$$\times\frac{3q_{1z}\,q_{2z}+\mathbf{q}_{1\perp}\,\mathbf{q}_{2\perp}}{(q_{1z}-i\varepsilon)\,(q_{2z}-i\varepsilon)\,(q_{1z}+q_{2z}-i\varepsilon)}=-4i\int_z^\infty dz'\left\{3V^2(\sqrt{\mathbf{r}_\perp{}^2+z'^2};\,s)+\right.$$

$$\left.+\left[\nabla_\perp\int_{z'}^\infty dz''\,V(\sqrt{\mathbf{r}_\perp{}^2+z''^2};\,s)\right]^2\right\}. \qquad (2.8)$$

Для того чтобы получить искомую асимптотику с указанной степенью точности, достаточно амплитуду рассеяния записать в форме

$$T(\mathbf{p},\,\mathbf{p}';\,s)=\frac{g}{(2\pi)^3}\int d\mathbf{r}_\perp\,dz e^{i\Delta_\perp\mathbf{r}_\perp}\times$$

$$\times V(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2+z^2};\,s)\,e^{gW_{10}/s}\left(1+g\frac{W_{11}}{s\sqrt{s}}+g^2\frac{W_{20}}{s^2\sqrt{s}}+\ldots\right). \qquad (2.9)$$

Тогда, подставляя (2.6)—(2.8) в (2.9), после несложных, но достаточно громоздких выкладок получим для гладких потенциалов известное выражение [16]:

$$T(t,\,s)_{\substack{s\to\infty\\ t\text{—фикс}}}=\frac{s}{(2\pi)^3}\int d^2\mathbf{r}_\perp e^{i\Delta_\perp\mathbf{r}_\perp}\,\frac{\exp\left[\frac{2ig}{s}\int_{-\infty}^{+\infty}dzV\,(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2+z^2};\,s)\right]-1}{2i}-$$

$$-\frac{6g^2}{(2\pi)^3 s\sqrt{s}}\int d^2\mathbf{r}_\perp e^{i\Delta_\perp\mathbf{r}_\perp}\exp\left[\frac{2ig}{s}\int_{-\infty}^{\infty}dz'V\,(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2+z'^2};\,s)\right]\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{+\infty}dzV^2(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2+z^2};\,s)-\frac{ig}{(2\pi)^3\sqrt{s}}\int d^2\mathbf{r}_\perp e^{i\Delta_\perp\mathbf{r}_\perp}\times$$

$$\times \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz \left\{ \exp\left[\frac{2ig}{s}\int\limits_z^{\infty} dz' V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z'^2};\, s\right)\right] - \exp\left[\frac{2ig}{s}\int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz' V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z'^2};\, s\right)\right]\right\} \times$$

$$\times \left\{ \int\limits_z^{\infty} dz' \nabla_\perp^2 V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z'^2};\, s\right) + \frac{2ig}{s}\left[\int\limits_z^{\infty} dz' \nabla_\perp V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z'^2};\, s\right)\right]^2 \right\} -$$

$$- \frac{ig}{(2\pi)^3 \sqrt{s}} \Delta_\perp^2 \int d^2 \mathbf{r}_\perp e^{i\Delta_\perp \mathbf{r}_\perp} \int\limits_{-\infty}^{+\infty} dz z V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z^2};\, s\right) \times$$

$$\times \exp\left[\frac{2ig}{s}\int\limits_z^{\infty} dz' V\left(\sqrt{\mathbf{r}_\perp^2 + z'^2};\, s\right)\right]. \tag{2.10}$$

Легко видеть, что первый член в этой формуле описывает эйкональное поведение амплитуды рассеяния, а все остальные определяют к нему поправочные члены относительной величины $1/\sqrt{s}$.

3. Чтобы выяснить, какой реальной физической картине могут соответствовать полученные результаты, установим связь операторного метода с фейнмановским методом интегрирования по путям. Для этого вернемся к уравнению (1.11) для функции W. Решение этого уравнения можно записать в символической форме

$$e^W = \frac{1}{1 - gK\left[(-i\nabla - \mathbf{k})^2\right] V(\mathbf{r})} \times 1 = -i \int\limits_0^{\infty} d\tau e^{i\tau(1+i\varepsilon)} e^{-i\tau g K[(-i\nabla - \mathbf{k})^2] V(\mathbf{r})} \times 1. \tag{3.1}$$

Согласно параметризации Фейнмана [17] введем упорядочивающий индекс η и перепишем (3.1) в виде

$$e^W = -i \int\limits_0^{\infty} d\tau\, e^{i\tau(1+i\varepsilon)} \exp\left\{ -ig \int\limits_0^{\tau} d\eta K\left[(-i\nabla_{\eta+\varepsilon} - \mathbf{k})^2\right] V(\mathbf{r}_\eta) \right\} \times 1. \tag{3.2}$$

Используя фейнмановское преобразование [1)]

$$\mathcal{F}\left[\mathcal{P}(\eta)\right] = \int \mathcal{D}\mathbf{p} \int\limits_{\mathbf{x}(0)=0} \mathcal{D}\frac{\mathbf{x}}{(2\pi)^3} \exp\left\{ i \int\limits_0^{\tau} d\eta\, \dot{\mathbf{x}}(\eta)\left[\mathbf{p}(\eta) - \mathcal{P}(\eta)\right] \right\} \mathcal{F}\left[\mathbf{p}(\eta)\right], \tag{3.3}$$

решение уравнения (1.11) запишем в виде функционального интеграла

$$e^W = -i \int\limits_0^{\infty} d\tau\, e^{i\tau(1+i\varepsilon)} \int \mathcal{D}\mathbf{p} \int\limits_{\mathbf{x}(0)=0} \mathcal{D}\frac{\mathbf{x}}{(2\pi)^3} \exp\left\{ i \int\limits_0^{\tau} d\eta\, \dot{\mathbf{x}}(\eta) \mathbf{p}(\eta) \right\} G(\mathbf{x};\, \mathbf{p};\, \tau) \times 1. \tag{3.4}$$

В формуле (3.4)

$$G(\mathbf{x};\, \mathbf{p};\, \tau) = \exp\left\{ -\int\limits_0^{\tau} d\eta\, \dot{\mathbf{x}}(\eta) \nabla_{\eta+\varepsilon} \right\} \exp\left\{ -ig \int\limits_0^{\tau} d\eta K\left[(\mathbf{p}(\eta) - \mathbf{k})^2\right] V(\mathbf{r}_\eta) \right\} \tag{3.5}$$

[1)] Отметим, что подобная техника была использована в работе [18], посвященной рассмотрению квазипотенциального уравнения на языке функциональных интегралов.

и удовлетворяет уравнению

$$\frac{dG}{d\tau} = \{-igK[(\mathbf{p}(\tau)-\mathbf{k})^2]V(\mathbf{r}) - \dot{\mathbf{x}}(\tau-\varepsilon)\nabla\}G,$$
$$G(\tau=0)=1. \tag{3.6}$$

Находя из уравнения (3.6) операторную функцию G и подставляя ее в формулу (3.4), получаем окончательное выражение для W:

$$e^W = -i\int_0^\infty d\tau\, e^{i\tau(1+i\varepsilon)} \int \mathscr{D}\mathbf{p} \int_{\mathbf{x}(0)=0} \mathscr{D}\frac{\mathbf{x}}{(2\pi)^3} \exp\left\{i\int_0^\tau d\eta\,\dot{\mathbf{x}}(\eta)\mathbf{p}(\eta)\right\} e^{g\pi}, \tag{3.7}$$

где

$$\pi = -i\int_0^\tau d\eta K[(\mathbf{p}(\eta)-\mathbf{k})^2]V\left[\mathbf{r} - \int_0^\tau d\xi\,\dot{\mathbf{x}}(\xi)\vartheta(\xi-\eta+\varepsilon)\right]. \tag{3.8}$$

Выписывая разложение [19]

$$e^W = \overline{e^{g\pi}} = e^{g\bar{\pi}} \sum_{n=0}^\infty \frac{g^n}{n!}\overline{(\pi-\bar{\pi})^n}, \tag{3.9}$$

в котором знак усреднения обозначает интегрирование по τ, $\mathbf{x}(\eta)$ и $\mathbf{p}(\eta)$ с соответствующей мерой (см. (3.7)), и проводя вычисления, находим, что

$$\bar{\pi} = W_1, \qquad \frac{\overline{\pi^2} - \bar{\pi}^2}{2} = W_2 \text{ и т. д.}, \tag{3.10}$$

т. е. разложения (3.9) и (2.1) полностью совпадают.

Ограничиваясь в разложении (3.9) лишь первым членом ($n=0$), мы получаем приближенное выражение (1.15) для амплитуды рассеяния, которое соответствует учету путей частиц, наиболее близко приближающихся к классическим и совпадающих в случае рассеяния частиц высоких энергий на малые углы с прямолинейными траекториями. Иными словами, можно сказать, что развитый в работе операторный метод является при высоких энергиях реализацией концепции прямолинейных путей [13].

Авторы искренне благодарны Н. Н. Боголюбову, М. К. Поливанову, А. Н. Тавхелидзе за внимание к работе, ценные советы и замечания.

Мы имели возможность обсуждать вопросы, затронутые в работе, с Б. М. Барбашовым, С. В. Голоскоковым, А. В. Ефремовым, В. Г. Кадышевским, В. Н. Первушиным, М. В. Савельевым, И. Т. Тодоровым, Р. Н. Фаустовым, за что приносим им глубокую благодарность.

Объединенный институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
10 мая 1972 г.

Литература

[1] А. А. Logunov, A. N. Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380, 1963.
[2] Р. Н. Фаустов. Международная зимняя школа теоретической физики, 2, 108, Дубна, 1964.
[3] V. R. Garsevanishvili, V. A. Matveev, L. A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze. Phys. Lett., 29B, 191, 1969.
[4] V. G. Kadyshevsky, R. M. Mir-Kasimov, N. B. Skachkov. Nuovo Cim., 55A, 233, 1968.
[5] В. Г. Кадышевский, А. Н. Тавхелидзе. Проблемы теоретической физики, сб. статей, посвященный 60-летию Н. Н. Боголюбова, «Наука», 1969.
[6] I. T. Todorov. Preprint IC/70/59, Trieste, 1970.

[7] П. Н. Боголюбов. ТМФ, 5, 244, 1970.
[8] А. А. Логунов, В. И. Саврин, Н. Е. Тюрин, О. А. Хрусталев. ТМФ, 6, 157, 1971.
[9] D. I. Blokhintsev. Nucl. Phys., 31, 628, 1962.
[10] S. P. Alliluyev, S. S. Gershtein, A. A. Logunov. Phys. Lett., 18, 195, 1965.
[11] O. A. Khrustalev, V. I. Savrin, N. Ye. Tyurin. Preprint E2-4479, JINR, 1969.
[12] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N. Sissakian, A. N. Tavkhelidze. Nuovo Cim., 4A, 182, 1971.
[13] B. M. Barbashov, S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, V. N. Pervushin, A. N. Sissakian, A. N. Tavkhelidze. Phys. Lett., 33B, 484, 1970.
[14] Е. С. Фрадкин. Труды ФИАН, 29, 7, 1965.
[15] S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N. Sissakian, M. A. Smondyrev. Preprint E2-5833, JINR, 1971.
[16] В. Р. Гарсеванишвили, С. В. Голоскоков, В. А. Матвеев, Л. А. Слепченко, А. Н. Тавхелидзе. ТМФ, 6, 36, 1971.
[17] R. P. Feynman. Phys. Rev., 84, 108, 1951.
[18] В. Н. Первушин. Препринт Р2-6134, ОИЯИ, 1971.
[19] Б. М. Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607, 1965.

OPERATOR METHOD OF SOLVING THE QUASIPOTENTIAL EQUATIONS AND A CONCEPTION OF STRAIGHT-LINE PATHS AT HIGH ENERGY

S. P. Kuleshov, V. A. Matveev, A. N. Sissakian, M. A. Smondyrev

The operator method of solving the quasipotential equations is developed. It is shown that in high energy limit this method just as the well-known straight-line path approximation in the framework of functional integration methods is a realisation of the general conception of straight-line paths.
