ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 8338

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.К.Митрюшкин,
М.А.Смондырев

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ЧАСТИЦ СО СПИНАМИ. 1

1974

ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

P2 - 8338

С.В.Голоскоков, С.П.Кулешов, В.К.Митрюшкин,
М.А.Смондырев

АСИМПТОТИЧЕСКИЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ЧАСТИЦ СО СПИНАМИ. 1

Изучение процессов высокоэнергетического рассеяния адронов представляет в настоящее время одну из наиболее актуальных проблем физики элементарных частиц. Исследованию этой проблемы было посвящено большое количество статей, среди которых видное место занимают работы, основанные на квазипотенциальном подходе в квантовой теории поля [1,2].

Опираясь на идею о гладкости локального квазипотенциала [3–6], в рамках этого подхода в квантовой теории поля удалось получить эйкональное представление амплитуды рассеяния частиц высоких энергий [7]. Дальнейшее исследование проблемы обоснования эйконала с помощью теоретико-полевых моделей потребовало разработки новых математических методов. Плодотворным в этом направлении явилось создание приближения прямолинейных путей [8], формально связанного с так называемым приближением $k_i k_j = 0$ [9,10]. Формулировка приближения прямолинейных путей позволила выдвинуть ясную физическую концепцию, согласно которой частицы высоких энергий двигаются по фейнмановским траекториям, наиболее приближающимся к прямолинейным. В свою очередь, эта концепция послужила отправным моментом для создания другого эффективного инструмента исследования высокоэнергетических амплитуд рассеяния - операторного метода решения уравнений квантовой теории поля [11].

В настоящей работе на основе операторного метода развивается процедура нахождения асимптотических решений квазипотенциального уравнения для частиц со спинами О и 1/2 и уравнения Дирака в пределе больших энергий и фиксированных передач импульса.

1. Рассмотрим квазипотенциальное уравнение для волновой функции частиц со спинами О и 1/2 $\psi(\vec{r}=\vec{r}_1-\vec{r}_2)$ в системе центра инерции [12]

$$[E\gamma_0+i\hat{\beta}\vec{\gamma}\vec{\nabla}-\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}g\tilde{V}(r;E)]\psi(\vec{r})=0, \qquad /1.1/$$

где

$$\hat{\beta}=1+\frac{\hat{\omega}}{\hat{W}},$$

$$\hat{\omega}=\sqrt{\mu^2-\vec{\nabla}^2}; \qquad /1.2/$$

$$\hat{W}=\sqrt{m^2-\vec{\nabla}^2};$$

$$E=\sqrt{\mu^2+\vec{p}^2}+\sqrt{m^2+\vec{p}^2}=\sqrt{\mu^2+\vec{p}\,'^2}+\sqrt{m^2+\vec{p}\,'^2},$$

а μ и m - массы частиц со спинами О и 1/2, $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ -импульсы частицы в начальном и конечном состоянии соответственно.

Без ущерба для общности метода решение уравнения /1.1/ будем искать с квазипотенциалом

$$\tilde{V}(\vec{r};E)=\gamma_0 V(\vec{r};E), \qquad /1.3/$$

где $V(\vec{r};E)$ - скалярная функция.

Для этого представим $\psi(r)$ в виде

$$\psi(\vec{r})=\begin{pmatrix}\phi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}. \qquad /1.4/$$

Подставляя /1.4/ в /1.1/, получим систему уравнений

$$(E-\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)\phi=-i\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}\chi, \qquad /1.5/$$

$$(E+\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)\chi=-i\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}\phi. \qquad /1.6/$$

Из /1.6/ следует, что

$$\chi=-i(E+\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)^{-1}\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}\phi. \qquad /1.7/$$

Используя /1.5/ и /1.7/, выпишем уравнение для ϕ:

$$(E-\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)\phi=-\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}(E+\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)^{-1}\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}\phi. \qquad /1.8/$$

Умножая обе части /1.8/ на $(E+\hat{\beta}m)$, получим

$$(E^2-\hat{\beta}^2m^2)\phi=(E+\hat{\beta}m)[\frac{1}{\hat{\omega}}gV-$$
$$-\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}(E+\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)^{-1}\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}]\phi. \qquad /1.9/$$

Используя равенство

$$E^2-(\hat{\omega}+\hat{W})^2=\hat{\kappa}^{-1}(\vec{\nabla}^2+\vec{p}^2), \qquad /1.10/$$

где

$$\hat{\kappa}=\frac{1}{4}[1-\frac{(m^2-\mu^2)^2}{E^2(\hat{\omega}+\hat{W})^2}], \qquad /1.11/$$

преобразуем /1.9/ к виду

$$(\vec{\nabla}^2+\vec{p}^2)\phi(r)=\hat{V}_{\text{эф.}}(\vec{r};\vec{\nabla})\phi(\vec{r}), \qquad /1.12/$$

где

$$\hat{V}_{\text{эф.}}(\vec{r};\vec{\nabla})=\hat{\kappa}[\hat{\beta}^2\vec{\nabla}^2+(E+\hat{\beta}m)\frac{1}{\hat{\omega}}gV-$$
$$-(E+\hat{\beta}m)\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}(E+\hat{\beta}m-\frac{1}{\hat{\omega}}gV)^{-1}\hat{\beta}\vec{\sigma}\vec{\nabla}]. \qquad /1.13/$$

Введем представление

$$\phi(\vec{r}) = e^{i\vec{p}\vec{r}}\, e^{W(\vec{r};\vec{p})}\, \phi_0(\vec{p}), \qquad /1.14/$$

где $\phi_0(\vec{p}) \equiv \phi_0^{\lambda}(\vec{p})$ - обычные спиноры, соответствующие свободным частицам с импульсом $\vec{p}$ и спиральностью λ:

$$\phi_0^{\lambda=1}(\vec{p}) = \begin{pmatrix} \cos\frac{\theta}{2} \\ \sin\frac{\theta}{2} \end{pmatrix},$$

$$/1.15/$$

$$\phi_0^{\lambda=-1}(\vec{p}) = \begin{pmatrix} -\sin\frac{\theta}{2} \\ \cos\frac{\theta}{2} \end{pmatrix}.$$

Подставляя /1.14/ в /1.12/, получим

$$(\vec{\nabla}^2 + 2i\vec{p}\vec{\nabla})e^{W} = \hat{V}_{эф.}(\vec{r};\vec{\nabla} + i\vec{p})e^{W} \qquad /1.16/$$

или, учитывая, что волновая функция свободных частиц имеет вид

$$\phi^{(0)}(\vec{r}) = e^{i\vec{p}\vec{r}}\,\phi_0(\vec{p}), \qquad /1.17/$$

будем иметь

$$e^{W} = 1 + \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{q}\, d\vec{r}\,' e^{i\vec{q}(\vec{r}-\vec{r}\,')} \times$$

$$\times K(\vec{q})\hat{V}_{эф.}(\vec{r}\,';\vec{\nabla} + i\vec{p})e^{W(\vec{r}\,';\vec{p})}, \qquad /1.18/$$

где

$$K(\vec{q}) = \frac{1}{-\vec{q}^{\,2} - 2\vec{p}\vec{q} + i\epsilon}. \qquad /1.19/$$

Для удобства вычислений произведем замену

$$\hat{V}_{эф.} \to \tilde{g}\,\hat{V}_{эф.}, \qquad /1.20/$$

имея при этом в виду, что в окончательном ответе $\tilde{g}$ будет приравнено к единице. Станем искать функцию $W(\vec{r};\vec{p}) \equiv W_{\tilde{g}}(\vec{r};\vec{p})$ в виде ряда по степеням эффективного потенциала, то есть в виде ряда по степеням параметра $\tilde{g}$

$$W_{\tilde{g}} = \sum_n \tilde{g}^n W_n. \qquad /1.21/$$

Тогда из /1.18/ с учетом /1.20/ и /1.21/ получим

$$W_1 = \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{q}\, d\vec{r}\,' e^{i\vec{q}(\vec{r}-\vec{r}\,')} K(\vec{q})\hat{V}_{эф.}(\vec{r}\,';\vec{\nabla} + i\vec{p}) \times 1, \qquad /1.22/$$

$$W_2 = -\frac{1}{2}W_1^2 + \frac{1}{(2\pi)^3}\int d\vec{q}\, d\vec{r}\,' e^{i\vec{q}(\vec{r}-\vec{r}\,')} \cdot K(\vec{q}) \times$$

$$\times \hat{V}_{эф.}(\vec{r}\,';\vec{\nabla} + i\vec{p})W_1(\vec{r}\,';\vec{p}) \qquad /1.23/$$

и т.д.

2. Выберем $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ в виде

$$\vec{p} = \left(-\frac{\vec{\Delta}_\perp}{2}, p_z\right),$$

$$/2.1/$$

$$\vec{p}\,' = \left(\frac{\vec{\Delta}_\perp}{2}, p_z\right),$$

где

$$\vec{\Delta}_\perp = \vec{p}\,' - \vec{p}.$$

Разлагая $K(\vec{q})$ и $\hat{V}_{эф.}(\vec{r};\vec{\nabla}+i\vec{p})$ по степеням $\frac{1}{p_z}\equiv\frac{1}{p}$, получим

$$K(\vec{q})=K_1+K_2+\dots, \qquad /2.2/$$

где

$$K_1=-\frac{1}{2p(q_z-i\epsilon)},$$

$$K_2=\frac{\vec{q}^{\,2}-\vec{\Delta}_\perp\vec{q}_\perp}{4p^2(q_z-i\epsilon)^2} \qquad /2.3/$$

и

$$\hat{V}_{эф.}(\vec{r};\vec{\nabla}+i\vec{p})=V_1+V_2+\dots, \qquad /2.4/$$

где

$$V_1=gV(\vec{r}),$$

$$V_2=\frac{g}{2pi}\vec{\sigma}\vec{\nabla}V\sigma_z-\frac{g}{2pi}\partial_z V+\frac{g^2}{4p^2}V^2. \qquad /2.5/$$

Подставляя /2.3/, /2.4/ и /2.5/ в /1.22/ и /1.23/, получим

$$W_1=W_{10}+\frac{1}{p}W_{11}+\dots,$$

$$W_2=\frac{1}{p}W_{20}+\dots, \qquad /2.6/$$

где

$$W_{10}=\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{z}dz'V, \qquad /2.7/$$

$$\frac{1}{p}W_{11}=\frac{1}{2pi}\int_{-\infty}^{z}dz'\Big(\frac{g}{2pi}\vec{\sigma}_\perp\vec{\nabla}_\perp V\sigma_z-\frac{g}{2pi}\partial_z V+\frac{g^2}{4p^2}V^2\Big)-$$

$$-\frac{\vec{\nabla}^2-i\vec{\Delta}_\perp\vec{\nabla}_\perp}{4p^2}\int_{-\infty}^{z}dz'(z'-z)gV, \qquad /2.8/$$

$$W_{20}=\frac{g^2}{8ip^2}\int_{-\infty}^{z}dz'\,\Big[g^2V^2+\Big(\vec{\nabla}_\perp\int_{-\infty}^{z'}dz''\,gV\Big)^2\Big], \qquad /2.9/$$

Из формул /2.6/-/2.9/ видно, что в области

$$g\lesssim p\to\infty,\ \vec{\Delta}_\perp\ \text{-фиксировано,}$$

имеем

$$W_2\ll W_1, \qquad /2.10/$$

а W_{10} дает главный вклад в W_1.

Учитывая это, в асимптотических выражениях мы будем учитывать наряду с главным и следующий поправочный член с помощью формулы

$$e^{W_{\tilde{g}}}=e^{\tilde{g}W_{10}}\Big(1+\frac{\tilde{g}}{p}W_{11}+\frac{\tilde{g}^2}{p}W_{20}+\dots\Big), \qquad /2.11/$$

где W_{10}, W_{11} и W_{20} заданы соотношениями /2.7/, /2.8/ и /2.9/.

Определяя амплитуду рассеяния $T(\vec{p}\,';\vec{p})$ с помощью соотношения

$$\phi(\vec{r})=\phi_0(\vec{p})e^{i\vec{p}\vec{r}}+\frac{e^{i\vec{p}\vec{r}}}{r}T(\vec{p}\,';\vec{p})\phi_0(\vec{p}), \qquad /2.12/$$

будем иметь

$$T(\vec p\,';\vec p)\,\phi_0(\vec p) = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec r\, e^{-i\vec p\,'\vec r}\,\hat V_{\text{эф.}}(\vec r;\ \vec\nabla)\,\phi(\vec r) =$$

$$= -\frac{1}{4\pi}\int d\vec r\, e^{-i\vec\Delta_\perp \vec r_\perp}\,\hat V_{\text{эф.}}(\vec r;\vec\nabla + i\vec p)\,e^{W(\vec r;\vec p)}\,\phi_0(\vec p)\,. \qquad /2.13/$$

При этом для получения искомой асимптотики амплитуды рассеяния достаточно использовать выражение

$$T(\vec p\,';\vec p) = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec r e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}(V_1+V_2+\ldots)e^{W_{10}}(1+\frac{1}{p}W_{11}+\frac{1}{p}W_{20}+\ldots) \qquad /2.14/$$

Тогда, подставляя /2.7/, /2.8/ и /2.9/ в /2.14/, после ряда несложных преобразований для гладких квазипотенциалов получим

$$T(\vec p\,';\vec p) = T_1(\vec p\,';\vec p) + T_2(\vec p\,';\vec p) + T_3(\vec p\,';\vec p)\,, \qquad /2.15/$$

где

$$T_1 = \frac{p}{2\pi i}\int d\vec r_\perp e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}\{\exp[\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, V(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)]-1\}, \qquad /2.16/$$

$$T_2 = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec r_\perp\, e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}\exp[\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, V(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)]\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty} dz\,\frac{g}{2pi}\cdot\vec\sigma_\perp\vec\nabla_\perp V(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)\sigma_z = -\frac{1}{4\pi}[\vec\sigma\times\vec\Delta]_z\int d\vec r_\perp e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}\times$$

$$\times\{\exp[\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty} dz\, V(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)]-1\}, \qquad /2.17/$$

$$T_3 = -\frac{1}{4\pi}\int d\vec r_\perp e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}\exp[\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{\infty} dz'\, V(\sqrt{z'^2+\vec r_\perp^{\,2}})]\int_{-\infty}^{\infty} dz\,\frac{g^2}{4p^2}\times$$

$$\times V^2(\sqrt{z^2+r_\perp^2};E) - \frac{1}{4\pi}\int d\vec r\, e^{-i\vec\Delta_\perp\vec r_\perp}\exp[\frac{g}{2pi}\int_{-\infty}^{z} dz'\, V(\sqrt{z'^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)]\times$$

$$\times\{gV(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)\frac{1}{8ip^3}\int_{-\infty}^{z} dz'\,[g^2V^2(\sqrt{z'^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)+$$

$$+(\vec\nabla_\perp\int_{-\infty}^{z'} dz''\, gV(\sqrt{z''^2+\vec r_\perp^{\,2}};E))^2]-$$

$$-gV(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)\frac{\vec\nabla_\perp^2 - i\vec\Delta_\perp\vec\nabla_\perp}{4p^2}\int_{-\infty}^{z} dz'\,(z'-z)\,gV(\sqrt{z'^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)+$$

$$+\frac{g^2}{4p^2}V^2(\sqrt{z^2+\vec r_\perp^{\,2}};E)\}. \qquad /2.18/$$

Отметим, что T_1 описывает эйкональное поведение амплитуды рассеяния без переворота спина, а T_2 и T_3 определяют к нему поправочные члены относительной величины $1/p$, причем T_2 описывает рассеяние с переворотом спина.

Предложенный выше метод может быть легко использован для нахождения асимптотического поведения амплитуды рассеяния дираковских частиц на произвольном потенциале. Действительно, проводя, например, аналогичные вычисления в рамках уравнения Дирака с гладкими потенциалами V и $\gamma_0 V$, где $V \equiv V(\vec r;E)$ - скалярная функция, нетрудно получить выражения типа /1.22/ и /1.23/ с эффективными потенциалами

$$\hat V_{\text{эф.}} = g^2V^2 + 2mgV + \frac{g\,\vec\sigma\,\vec\nabla\,V}{E+gV+m}\,\vec\sigma\,\vec\nabla \qquad /2.19/$$

в первом случае, и

$$\hat V_{\text{эф.}} = 2EgV - g^2V^2 - \frac{g\,\vec\sigma\,\vec\nabla V}{E-gV+m}\,\vec\sigma\,\vec\nabla \qquad /2.20/$$

во втором.

Амплитуда рассеяния в пределе больших энергий и фиксированных передач импульса для потенциала $V(r;E)$ будет иметь вид

$$T = T_1 + T_2 + T_3 , \qquad /2.21/$$

где

$$T_1 = \frac{p}{2\pi i} \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \{ \exp [\frac{g^2}{2pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz V^2(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] - 1 \}, \qquad /2.22/$$

$$T_2 = -\frac{1}{4\pi} \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \exp [\frac{g^2}{2pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz V^2(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] \int_{-\infty}^{\infty} dz' \frac{g}{i} \times$$

$$\times \vec{\sigma}_\perp \vec{\nabla}_\perp V(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)\sigma_z , \qquad /2.23/$$

$$T_3 = -\frac{1}{4\pi} \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \exp [\frac{g^2}{2pi} \int_{-\infty}^{\infty} dz V^2(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] \int_{-\infty}^{\infty} dz' 2mg \times$$

$$\times V(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) - \frac{1}{4\pi} \int d\vec{r} e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \exp [\frac{g^2}{2pi} \int_{-\infty}^{z} dz' V^2(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] \times$$

$$\times \{ \frac{g^2}{2pi} V^2(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) \frac{1}{4p^2} \int_{-\infty}^{z} dz' [g^4 V^4(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) +$$

$$+ (\vec{\nabla}_\perp \int_{-\infty}^{z'} dz'' g^2 V^2(\sqrt{z''^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E))^2] - g^2 V^2(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) \times$$

$$\times \frac{\vec{\nabla}_\perp^2 - i\vec{\Delta}_\perp \vec{\nabla}_\perp}{4p^2} \int_{-\infty}^{z} dz'(z'-z) g^2 V^2(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) + \frac{g^4}{2p^2} V^4(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) \}. \qquad /2.24/$$

что согласуется с результатами работы [13], и для потенциала $\gamma_0 V(r;E)$

$$T = T_1 + T_2 + T_3 , \qquad /2.25/$$

где

$$T_1 = \frac{p}{2\pi i} \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \{ \exp [\frac{g}{i} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] - 1 \}, \qquad /2.26/$$

$$T_2 = -\frac{1}{4\pi} [\vec{\sigma} \times \vec{\Delta}]_z \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \{ \exp [\frac{g}{i} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] - 1 \}, \qquad /2.27/$$

$$T_3 = \frac{1}{4\pi} \int d\vec{r}_\perp e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \exp [\frac{g}{i} \int_{-\infty}^{\infty} dz V(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] \int_{-\infty}^{\infty} dz' g^2 \times$$

$$\times V^2(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) - \frac{1}{4\pi} \int d\vec{r} e^{-i\vec{\Delta}_\perp \vec{r}_\perp} \exp [\frac{g}{i} \int_{-\infty}^{\infty} dz' V(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E)] \times$$

$$\times \{ \frac{g}{i} V(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) \int_{-\infty}^{z} dz' [g^2 V^2(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) +$$

$$+ (\vec{\nabla}_\perp \int_{-\infty}^{z} dz' g V(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E))^2] -$$

$$- g V(\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) (\vec{\nabla}_\perp^2 - i\vec{\Delta}_\perp \vec{\nabla}_\perp) \int_{-\infty}^{z} dz'(z'-z) g V(\sqrt{z'^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) +$$

$$+ g^2 V^2 (\sqrt{z^2+\vec{r}_\perp^{\,2}};E) \}. \qquad /2.28/$$

В заключение авторы считают своим приятным долгом принести большую благодарность Н.Н.Боголюбову и А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и ценные замечания, а также выражают глубокую признательность В.А.Матвееву, В.А.Мещерякову, М.В.Савельеву, А.Н.Сисакяну, Н.Б.Скачкову и Р.Н.Фаустову за плодотворные обсуждения.

Литература

1. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cimento, 29,380 (1963).
2. A.N.Tavkhelidze. Lectures on Quasipotential Method in Field Theory. Tata Institute of Fundamental Research, Bombey (1964).
3. D.I.Blokhintsev. Nucl.Phys., 31, 628 (1962).
4. S.P.Alliluyev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov. Phys.Lett., 18, 195 (1965).
5. O.A.Khrustalev, V.I.Savrin, N.Ye.Tyurin. JINR, E2-4479, Dubna, 1969.
6. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cimento, 4A, 182 (1971).
7. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 29B, 191 (1969).
8. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 33B, 484 (1970).
9. Е.С.Фрадкин. Труды ФИАН, 29, 7, "Наука", М., 1965.
10. Б.М.Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607 /1965/.
11. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев. ТМФ, 14, 325 /1973/.
12. В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ТМФ, 12, 384 /1972/.
13. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян. ТМФ, 2, 73 /1970/.

Рукопись поступила в издательский отдел 23 октября 1974 года.