ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 5465

С.П. Кулешов

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ПРОЦЕССЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1970

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:
академик Н.Н. Боголюбов,
член-корреспондент АН ГССР А.Н. Тавхелидзе.

Официальные оппоненты:
доктор физико-математических наук Б.А. Арбузов;
кандидат физико-математических наук
старший научный сотрудник О.И. Завьялов.

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретической физики АН УССР.

Автореферат разослан " " 1970 года

Защита диссертации состоится " " 1970 года на заседании Учёного совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Учёный секретарь Совета

Р.А. Асанов

2 - 5465

С.П. Кулешов

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ И ПРОЦЕССЫ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 041 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание учёной степени кандидата физико-математических наук

В последнее время при теоретическом анализе экспериментальных данных о рассеянии частиц при высоких энергиях широко используется эйкональное представление для амплитуды рассеяния на малые углы, заимствованное из нерелятивистской квантовой механики /1,2/.

В этой связи возникла проблема обобщения и обоснования приближения эйконала при рассеянии частиц в релятивистской области энергий.

Среди работ, внесших вклад в решение этой проблемы, следует указать на работы /3-6/, в которых нерелятивистское эйкональное представление для амплитуды рассеяния обобщается на случай релятивистской квантовой механики.

Изучение амплитуды рассеяния частиц высоких энергий на основе квазипотенциального уравнения Логунова-Тавхелидзе /7/ показало /8/, что в квантовой теории поля для амплитуды рассеяния двух бесспиновых частиц высоких энергий справедливо интегральное представление, тесно связанное с эйкональным представлением. Весьма существенным при этом оказывается предположение о гладкости локального квазипотенциала /9,10/.

Для выяснения роли гладкого квазипотенциала весьма важными являются результаты работ /11/, в которых предложен новый метод, позволяющий решить уравнение Шредингера с гладким квазипотенциалом или условие унитарности с заданным вкладом неупругих каналов, и найти асимптотику амплитуды упругого рассеяния при высоких энергиях.

Дальнейшее развитие проблема обоснования эйконального приближения для амплитуды рассеяния двух релятивистских частиц высоких энергий нашла в работах [12-14]. В этих работах в рамках различных теоретико-полевых моделей было показано, что в асимптотическом пределе больших энергий и фиксированных передач импульса амплитуда рассеяния двух нуклонов с учётом лишь многомезонного обмена принимает вид представления Мольера-Глаубера с функцией эйконала, соответствующей действительному юкавскому потенциалу взаимодействия.

Следующим этапом явилось изучение важной задачи учёта радиационных поправок к диаграммам лестничного типа [15,16].

Опираясь на идею об адронных возбуждениях осцилляторного типа [17], авторы работы [18] развили метод когерентных состояний, на основе которого было продемонстрировано, что учёт "мезонной шубы нуклонов" приводит к возникновению факторов дифракционного типа в амплитуде рассеяния. Этот результат был подтвержден далее в последующих работах [19,20]. Следует подчеркнуть, что в работах [12,13,15] использовался метод приближенного вычисления возникающих вданном подходе функциональных интегралов [21,22], развитый затем в работах [19,20], в которых он получил название приближения прямолинейных путей. Применимость данного метода при рассеянии частиц высоких энергий была рассмотрена в работах [23] и подтверждается вычислениями в рамках теории возмущений [24].

И, наконец, в работах [25-27] было показано, что учёт многочастичных промежуточных состояний в условии унитарности для амплитуды упругого рассеяния естественным образом приводит к гладкому комплексному квазипотенциалу.

В настоящей диссертации рассматривается задача обобщения и обоснования эйконального приближения для процессов упругого рассеяния частиц высоких энергий в релятивистской области.

Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения.

Во Введении дается краткий обзор работ, посвященных исследованию указанной выше проблемы.

В первой главе диссертации производится обобщение нерелятивистского эйконального представления для амплитуды потенциального рассеяния на случай релятивистской квантовой механики.

Во второй главе исследуется приближение эйконала в рамках теоретико-полевых моделей.

Третья глава диссертации посвящена рассмотрению статуса гладкого комплексного квазипотенциала в квантовой теории поля.

В §1 излагаются основы нерелятивистского эйконального приближения. Приводится известный вывод интегрального представления Мольера-Глаубера для амплитуды рассеяния частиц высоких энергий на малые углы [1,2].

$$f(\theta) = -\frac{ip}{2\pi} \int e^{i(\vec{p}-\vec{p}\,')\vec{\rho}} \left[e^{-i\chi(\vec{\rho})} - 1 \right] d^2\vec{\rho}, \qquad (1)$$

где функция эйконала $\chi(\vec{\rho})$ имеет вид

$$\chi(\vec{\rho}) = \frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} V\left(\sqrt{\vec{\rho}^{\,2} + z^2}\right) dz . \qquad (2)$$

В §2 рассматривается амплитуда рассеяния частицы со спином 1/2 на основе уравнения Клейна-Гордона [4-6]

$$(-\vec{\nabla}^2 + m^2)\psi(\vec{r}) = [E - V(\vec{r})]^2 \psi(\vec{r}) \qquad (3)$$

с потенциалом, содержащим вклад спин-орбитальных сил

$$V(\vec{r}) = V_0(\vec{r}) + V_1(\vec{r})(\vec{\sigma}\vec{L}). \tag{4}$$

При условии гладкости потенциала для амплитуды рассеяния быстрых частиц на малые углы получено выражение

$$f(p,\Delta) = \phi^*(\vec{p}\,')[a + \sigma_y b]\phi_0(\vec{p}), \tag{5}$$

в котором амплитуды рассеяния без переворота спина a и с переворотом спина b равны

$$a = -ip\int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\Delta)\{e^{-i\chi_0}\cos\chi_1 - 1\} \tag{6}$$

$$b = -ip\int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_1(\rho\Delta)\, e^{-i\chi_0}\sin\chi_1 \;, \tag{7}$$

где

$$\chi_1 = \frac{E}{p}\int_{-\infty}^{z} V_0(\vec{\rho}, z')\,dz' \tag{8}$$

$$\chi_1 = E\rho\int_{-\infty}^{z} V_1(\vec{\rho}, z')\,dz' \tag{9}$$

$\vec{\Delta} = (\vec{p} - \vec{p}\,')$ – передача импульса. (10)

В §3 изучается эйкональное представление для амплитуды рассеяния дираковских частиц [4-6].

В пределе больших импульсов p для гладких потенциалов найдено решение уравнения Дирака

$$[E + i\vec{\alpha}\vec{\nabla} - \beta m - \beta V(\vec{r})]\psi(\vec{r}) = 0, \tag{11}$$

которое имеет вид

$$\psi(\vec{r}) = e^{ipz}\frac{1}{\sqrt{2}}\binom{1}{\sigma_z}\exp\{\frac{1}{2ip}\int_{-\infty}^{z}(V^2 + 2mV - [\vec{\sigma}\times\vec{n}]_z\frac{dV}{d\rho})dz'\}\phi_0 . \tag{12}$$

Выражение для амплитуды рассеяния ищется из квадрированного уравнения Дирака

$$(p^2 + \vec{\nabla}^2)\psi(\vec{r}) = (V^2 + 2mV - i\vec{\gamma}\vec{\nabla}V)\psi(\vec{r}) \tag{13}$$

и для малых углов рассеяния высокоэнергетических спинорных частиц имеет вид (5), где a и b определяются формулами (6) и (7), а χ_0 и χ_1 равны

$$\chi_0 = \frac{1}{2p}\int_{-\infty}^{\infty}[V^2(\vec{\rho}, z) + 2mV(\vec{\rho}, z)]\,dz \tag{14}$$

$$\chi_1 = -\frac{1}{2p}\int_{-\infty}^{\infty}\frac{dV(\vec{\rho}, z)}{d\rho}\,dz . \tag{15}$$

Подчеркивается, что развитый метод справедлив не только для случая скалярного потенциала (см. (11)), но и для потенциалов произвольного типа. В частности, в этом параграфе найдено выражение для амплитуды рассеяния на малые углы быстрых дираковских частиц в рамках уравнения Дирака с псевдоскалярным потенциалом.

В §4 на примере скалярной модели $L_{вз.} = g\!:\!\psi^2\phi\!:$, которая позволяет сделать изложение наиболее ясным и наглядным, а также наименее громоздким, с помощью методов функционального интегрирования демонстрируется вывод выражения для амплитуды упругого рассеяния двух "нуклонов" с учётом лишь "многомезонного" обмена /12,13,6/. Весь параграф может быть условно разбит на две части. В первой находится квантовая двухчастичная функция Грина, которая, будучи записанной в виде функционального интеграла, равна

$$G^{(0)}(p_1, p_2; q_1, q_2) = \frac{i^2}{(2\pi)^4}\,\delta^4(p_1+p_2-q_1-q_2)\int_0^\infty ds_1\int_0^\infty ds_2 \times$$
$$\times\, e^{is_1(p_1^2-m^2)+is_2(p_2^2-m^2)}\int dx\, e^{ix(p_1-q_1)}\, C_\nu\int\delta\nu_1\int\delta\nu_2 \times \tag{16}$$
$$\times \exp\{-i\int_0^{s_1}\nu_1^2(\eta)\,d\eta - i\int_0^{s_2}\nu_2^2(\eta)\,d\eta + ig^2\int_0^{s_1}d\xi_1\int_0^{s_2}d\xi_2\, D[x+$$
$$+2p_1\xi_1+2p_2\xi_2 - 2\int_{s_1-\xi_1}^{s_1}\nu_1(\eta)\,d\eta + 2\int_{s_2-\xi_2}^{s_2}\nu_2(\eta)\,d\eta]\} + (q_1\leftrightarrow q_2).$$

Во второй части параграфа с помощью хорошо известной формулы

$$(2\pi)^4\,\delta^4(p_1+p_2-q_1-q_2)\,f(p_1, p_2; q_1, q_2) =$$
$$= \lim_{(p_1^2, p_2^2;\, q_1^2, q_2^2)\to m^2}(p_1^2-m^2)(p_2^2-m^2)(q_1^2-m^2)(q_2^2-m^2)\,G^{(0)}(p_1, p_2; q_1, q_2) \tag{17}$$

выводится непосредственно выражение для амплитуды рассеяния, которая в конечном итоге принимает вид

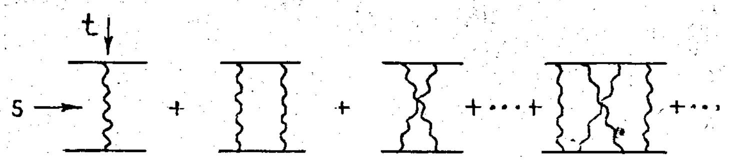
$$f^{(0)}(p_1, p_2; q_1, q_2) = \frac{(ig)^2}{(2\pi)^4}\int dx\, D(x)\, e^{-ix(p_1-q_1)}\int_0^1 e^{-i\lambda\chi(x;p_1,p_2;q_1,q_2)}\,d\lambda +$$
$$+ (q_1\leftrightarrow q_2), \tag{18}$$

где

$$\chi^{(0)}(x;p_1,p_2;q_1,q_2) = \frac{g^2}{(2\pi)^4}\int\frac{dk\,e^{-ikx}}{k^2-\mu^2+i\epsilon}\Big[\frac{1}{(k^2+2kp_1)(k^2-2kp_2)} + \tag{19}$$
$$+\frac{1}{(k^2-2kq_1)(k^2-2kp_2)} + \frac{1}{(k^2+2kp_1)(k^2+2kq_2)} + \frac{1}{(k^2-2kq_1)(k^2+2kq_2)}\Big].$$

При вычислении возникающих в данном подходе функциональных интегралов используется приближенный метод /21,22/, который на языке диаграмм Фейнмана эквивалентен отбрасыванию в нуклонных пропагаторах членов типа $k_i k_j$, где k_i, k_j – импульсы различных мезонов. Исходя из фейнмановской интерпретации функционального интеграла как суммы по путям, можно сказать, что в рамках так называемого приближения $k_i k_j = 0$ в амплитуду рассеяния частиц высоких энергий производится учёт вкладов от траекторий, наиболее близко приближающихся к классическим. При этом в случае рассеяния на малые углы при высоких энергиях классические траектории частиц приближенно представляются отрезками прямых, имеющих направление импульсов до и после рассеяния, соответственно. По этой причине использованное приближение может быть названо приближением прямолинейных путей частиц [19,20].

В §5 рассматривается асимптотическое поведение найденной в §4 амплитуды рассеяния в области больших энергий и фиксированных передач импульса t [6,12,13]

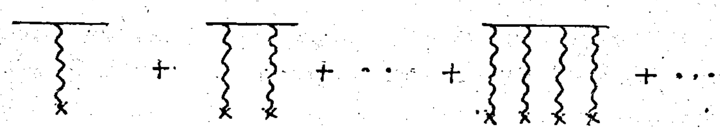


Показывается, что главные логарифмические члены в асимптотике амплитуды рассеяния сокращаются и амплитуда рассеяния принимает вид

$$f^{(0)}(s,t) = -\frac{is}{(2\pi)^4}\int d^2\vec{x}_\perp\, e^{i\vec{x}_\perp\vec{\Delta}_\perp}\left(e^{-\frac{ig^2}{2\pi s}K_0(\mu|\vec{x}_\perp|)}-1\right), \qquad (20)$$

где $\vec{\Delta}_\perp^2 \cong -t$.

Полученный результат означает, что эффекты запаздывания как бы исчезают и амплитуде рассеяния соответствует сумма квазипотенциальных графов [7]



Интегральное представление (20) для амплитуды в области малых углов рассеяния $\frac{t}{s}\to 0$ совпадает с представлением Мольера-Глаубера [1,2] в квантовой механике с функцией эйконала

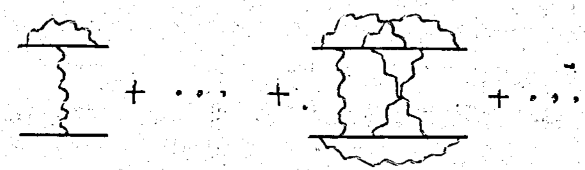
$$\chi^{(0)}(s,\vec{x}_\perp) = \frac{g^2}{2\pi s}K_0(\mu|\vec{x}_\perp|) = \frac{1}{s}\int_{-\infty}^{\infty} V\left(\sqrt{x_z^2+\vec{x}_\perp^2}\right)dx_z\,, \qquad (21)$$

где

$$V(s,|\vec{x}|) = \frac{g^2}{4\pi}\,\frac{e^{-\mu|\vec{x}|}}{|\vec{x}|} \qquad (22)$$

есть действительный юкавский потенциал взаимодействия между частицами.

В §6 в рамках приближения $k_i k_j = 0$ выводится эйкональное представление для амплитуды рассеяния (§4) с учётом радиационных поправок к нуклонным линиям [15]. По существу, в этом параграфе в пределе высоких энергий и фиксированных передачах импульса исследуется асимптотическое поведение суммы диаграмм Фейнмана следующего типа:



В используемом приближении суммирование радиационных поправок приводит к появлению в выражении для амплитуды рассеяния мультипликативного фактора, зависящего только от передачи импульса

$$f(s,t) = h(t)\,f^{(0)}(s,t), \qquad (23)$$

где

$$h(t)=\exp\left\{\frac{ig^2}{(2\pi)^4}\int\frac{dk}{k^2-\mu^2+i\epsilon}\left[\left(\frac{1}{k^2+2kp_1}-\frac{1}{k^2+2kq_1}\right)^2+\right.\right. \tag{24}$$

$$\left.\left.+\left(\frac{1}{k^2+2kp_2}-\frac{1}{k^2+2kq_2}\right)^2\right]\right.,$$

а $f^{(0)}(s,t)$ определяется формулой (20).

В асимптотической области $|t|\ll m^2$ фактор $h(t)$ принимает вид

$$h(t)=\exp\left\{t\frac{g^2}{24(2\pi)^2m^4}\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right)\right\}. \tag{25}$$

Отсюда делается вывод, что учёт радиационных эффектов приводит к дифракционному поведению амплитуды рассеяния частиц высоких энергий на малые углы, что соответствует гауссовой форме локального квазипотенциала упругого рассеяния с радиусом действия порядка $g\frac{\hbar}{m^2c}$. Силы, обусловленные обменом мезонов между нуклонами, имеют, очевидно, радиус $\frac{\hbar}{\mu c}$. Следовательно, в области переданных импульсов $\mu\lesssim|t|\ll m^2$ становится важным учёт многократного мезонного обмена.

Отмечается, что полученные результаты соответствуют, по-видимому, правильному учёту вкладов так называемых "мягких мезонов", для которых указанное приближение является оправданным[/23/].

В §7 в рамках более реалистичной модели скалярных нуклонов, взаимодействующих с векторным полем, в приближении прямолинейных путей получено выражение для амплитуды рассеяния двух нуклонов[/19,20/]:

$$f(p_1,p_2;q_1,q_2)=$$

$$=-ig^2H(t)\int dy\,e^{iy(p_1-q_1)}\Delta(y;p_1,q_1;p_2,q_2)\int_0^1 e^{-i\lambda\chi(y;p_1,p_2;q_1,q_2)}d\lambda,$$

где

$$\Delta(y;p_1,q_1;p_2,q_2)=\int dk\,D_{\alpha\beta}[k+p_1+q_1]_\alpha[-k+p_2+q_2]_\beta e^{iky} \tag{27}$$

$$\chi^{(0)}(y;p_1,p_2;q_1,q_2)=\frac{g^2}{(2\pi)^4}\int dk\,e^{iky}\,D_{\alpha\beta}\overline{j^{(1)}_\alpha(k;p_1,q_1)j^{(2)}_\beta(-k;p_2,q_2)} \tag{28}$$

$$H(t)=\exp\left\{\frac{ig^2}{2(2\pi)^4}\int dk\,D_{\alpha\beta}(k)\sum_{i=1}^{2}\overline{j^{(i)}_\alpha(k;p_i,q_i)j^{(i)}_\beta(-k;p_i,q_i)}\right., \tag{29}$$

причем произведения токов, усредненных по функциональным переменным ν_1 и ν_2, равны

$$\overline{j^{(1)}_\alpha(k;p_1,q_1)j^{(2)}_\beta(-k;p_2,q_2)}=$$

$$=\left(\frac{2p_{1\alpha}+k_\alpha}{k^2+2kp_1+i\epsilon}+\frac{2q_{1\alpha}-k_{1\alpha}}{k^2-2kq_1+i\epsilon}\right)\left(\frac{2p_{2\beta}-k_\beta}{k^2-2kp_2+i\epsilon}+\frac{2q_{2\beta}+k_\beta}{k^2+2kq_2+i\epsilon}\right) \tag{30}$$

$$\overline{j^{(i)}_\alpha(k;p_i,q_i)j^{(i)}_\beta(-k;p_i,q_i)}=$$

$$=\left(\frac{2p_{i\alpha}+k_\alpha}{k^2+2kp_i+i\epsilon}-\frac{2q_{i\alpha}+k_\alpha}{k^2+2kq_i+i\epsilon}\right)\left(\frac{2p_{i\beta}+k_\beta}{k^2+2kp_i+i\epsilon}-\frac{2q_{i\beta}+k_\beta}{k^2+2kq_i+i\epsilon}\right). \tag{31}$$

В асимптотическом пределе высоких энергий $s \to \infty$ и фиксированных t, ограниченных условием $|t| \ll m^2$, выражение для амплитуды рассеяния принимает вид [19,20]

$$f(s,t) = i(s-u)v(t)e^{at}, \tag{32}$$

где

$$v(t) = \frac{1}{2} \int d^2 \vec{y}_\perp \, e^{i\vec{y}_\perp \vec{\Delta}_\perp} \left(e^{-i\chi^{(0)}} - 1\right); \quad t = -\vec{\Delta}_\perp^2 \tag{33}$$

$$a = \frac{g^2}{3(2\pi)^2 m^2} \left[\ln\left(\frac{m^2}{\mu^2}\right) + \frac{1}{2}\right], \tag{34}$$

а $\chi^{(0)}$ соответствует действительному юкавскому потенциалу взаимодействия (см. (21) и (22)).

Подчеркивается, что вклад в амплитуду рассеяния радиационных поправок к диаграммам лестничного типа, как и в случае нуклонов, взаимодействующих со скалярным полем, в рассматриваемом приближении факторизуется, и, как видно из формулы (32), приводит к возникновению факторов дифракционного типа.

Далее показывается, что учёт мезонной "шубы" нуклонов естественным образом ведет к гладкому комплексному квазипотенциалу.

Запись амплитуды рассеяния (32) в эйкональной форме (1) приводит к следующему соотношению для функции эйконала [27]:

$$\chi(\vec{\rho}) = \frac{g^2}{8\pi^2} \int \frac{d^2\vec{k}\, e^{i\vec{k}\vec{\rho}}}{\vec{k}^2 + \mu^2} e^{-a\vec{k}^2} +$$

$$+ i\left(\frac{g^2}{8\pi^2}\right)^2 \int \frac{d^2\vec{k}_1\, d^2\vec{k}_2}{(\vec{k}_1^2+\mu^2)(\vec{k}_2^2+\mu^2)} e^{i\vec{\rho}(\vec{k}_1+\vec{k}_2)} \left(e^{-a(\vec{k}_1+\vec{k}_2)^2} - e^{-a\vec{k}_1^2} \cdot e^{-a\vec{k}_2^2}\right) + \ldots \tag{35}$$

Первый член в этом выражении является чисто вещественным и соответствует рассеянию на юкавском потенциале, центр сил которого случайным образом распределен по гауссовому закону. Второй член дает вклад в мнимую часть квазипотенциала.

В Заключении рассматриваются перспективы дальнейших возможных исследований затронутых в диссертации вопросов. В частности, отмечаются работы, посвященные изучению неупругих процессов в рамках приближения прямолинейных путей [28-30].

Основные результаты диссертации опубликованы в работах [4-6, 12, 13, 15, 19, 20, 27] и докладывались на семинарах, сессиях ядерного отделения АН СССР и международных конференциях.

Литература

1. G. Moliere. Z. Naturforsh., 2A, 133 (1947).
2. R.J. Glauber. "Lectures in Theoretical Physics", vol.1, p.315, N.Y. (1959).
3. M.M. Islam. "Lectures in Theoretical Physics", vol.XB, p.97, N.Y.-L.-P. (1968).
   L.I. Schiff. Phys.Rev., 103, 443 (1956).
4. S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, A.N. Sissakian. JINR Communications, E2-4455, Dubna (1969).
5. С.П. Кулешов, В.А. Матвеев, А.Н. Сисакян. ТМФ, 2, №1, 73 (1970).
6. Б.М. Барбашов, С.П. Кулешов, В.А. Матвеев, А.Н. Сисакян. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев-1970. Тезисы. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1970.

7. A.A. Logunov, A.N. Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).
A.N. Tavkhelidze. "Lectures on Quasipotential Method in Field Theory", Tata Institute of Fundamental Research, Bombay (1964).
8. V.R. Garsevanishvili, V.A. Matveev, L.A. Slepchenko, A. N. Tavkhelidze. Phys.Lett., 29B, 191 (1969).
В.Р. Гарсеванишвили, В.А. Матвеев, Л.А. Слепченко. "Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра", том. 1, выпуск 1, стр. 91, "Атомиздат", М., (1970).
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. В.И. Саврин, О.А. Хрусталев. ЯФ, 8, 1016 (1968).
O.A. Khrustalev, V.I. Savrin, N.Ye. Tyurin. JINR Communications, E2-4479, Dubna (1969).
12. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, A.N. Sissakian. JINR Communications, E2-4692, Dubna (1969).
13. Б.М. Барбашов, С.П. Кулешов, В.А. Матвеев, А.Н. Сисакян. ТМФ, 3, 342 (1970).
14. H.D.I. Abarbanel, C. Itzykson. Phys.Rev.Lett., 23, 53(1969).
M. Lévy, J. Sucher. Phys.Rev., 186, 1656 (1969).
H. Cheng, T. Wu. Report submitted to the XV International Conference on High Energy Physics, Kiev - 1970.
И.В. Андреев. ЖЭТФ, 58, 257 (1970).
В.Н. Первушин. ТМФ, 4, 22 (1970).
15. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, A.N. Sissakian. JINR Communications, E2-4983, Dubna (1970).
16. S.- J. Chang. Preprint "Radiative Corrections to e-Minus e-Minus-Plus Scattering Amplitude at Infinite Energy", University of Illinois (1969).
Y.-P. Yao. Preprint "Radiative Corrections to Eiokonal Functions in Electrodynamics", University of Michigan(1969).
17. В.Л. Гинзбург, И.Е. Тамм. ЖЭТФ, 17, 227 (1947).

М.А. Марков. Доклады АН СССР, 101, 51 (1955).
С.П. Кулешов. Сообщения ОИЯИ, Р2-3353, Дубна (1967).
18. V.A. Matveev, A.N. Tavkhelidze. JINR Communications, E2-5141, Dubna (1970).
19. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, V.N. Pervushin, A.N. Sissakian, A.N. Tavkhelidze. JINR Communications, E2-5217, Dubna (1970).
20. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, V.N. Pervushin, A.N. Sissakian, A.N. Tavkhelidze.
Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий, Киев-1970. Тезисы. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1970.
Phys.Lett., B, (1971).
21. Е.С. Фрадкин. Труды ФИАН, том 29, стр. 7, "Наука", М. (1965).
22. Б.М. Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607 (1965).
23. Б.М. Барбашов, В.В. Нестеренко. ТМФ, 4, №3, 293 (1970).
G. Tiktopoulos, S.B. Treiman. Preprint "Validity of the Relativistic Eikonal Approximation", Princeton University(1970).
24. R. Torgerson. Phys.Rev., 143, 1194 (1966).
R.C. Arnold. Phys.Rev., 153, 1523 (1967).
25. А.А. Логунов, О.А. Хрусталев. "Проблемы физики элементарных частиц и атомного ядра", том 1, выпуск 1, стр. 71, "Атомиздат", М. (1970).
26. А.Н. Тавхелидзе. Раппортерский доклад на XУ Международной конференции по физике высоких энергий, Киев-1970. Издание ОИЯИ, 5454, Дубна, 1970.
27. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, A.N. Sissakian, A.N. Tavkhelidze. JINR Preprint, E2-5365, Dubna(1970); Preprint CNRS, 70/P343, Marseille (1970); Phys.Lett.,B,(1970).
28. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.N. Pervushin, A.N. Sissakian. JINR Communications, E2-4955, Dubna (1970).
29. Б.М. Барбашов, С.П. Кулешов, В.Н. Первушин, А.Н. Сисакян. Доклад на XV Международной конференции по физике высоких энергий. Киев-1970. Тезисы. Изд. ОИЯИ, Дубна, 1970.

30. B.M. Barbashov, S.P. Kuleshov, V.A. Matveev, V.N. Pervushin, A.N. Sissakian. JINR Communications, E2-5329, Dubna (1970);

Preprint CNRS, 70/P344, Marseille (1970);

Nuovo Cim., (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел

16 ноября 1970 года.