

5-447
ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 4144



В.Б.Беляев, Е.Вжеционко

ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ
ФАКТОРИЗАЦИИ ДВУХЧАСТИЧНОЙ Т-МАТРИЦЫ
В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1968

P4 - 4144

В.Б.Беляев, Е.Вжеционко*

**ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ
ФАКТОРИЗАЦИИ ДВУХЧАСТИЧНОЙ Т-МАТРИЦЫ
В ЗАДАЧЕ ТРЕХ ТЕЛ**

* Варшава, Институт ядерных исследований.

Как известно, при решении уравнений Фаддеева необходимо знать поведение двухчастичной T -матрицы вне массовой поверхности. Как правило, такую T -матрицу получают решая уравнение Липпмана-Швингера (или Шредингера) при использовании потенциала, факторизованного по Ямагучи^{/1/}. Возникает вопрос о смысле и корректности представления реального потенциала потенциалом Ямагучи. Поясним, что имеется в виду. Пусть имеем локальный потенциал, который воспроизводит экспериментальные данные в широком интервале энергии. Будем называть его точным. Решая уравнение Липпмана-Швингера с таким потенциалом, получим правильное поведение двухчастичной амплитуды вне массовой поверхности. Поскольку на практике для решения уравнений Фаддеева желательно иметь двухчастичную амплитуду в факторизованном виде (который получается из факторизации потенциала), то возникает необходимость аппроксимации точного потенциала, рассматриваемого вне массовой поверхности, совокупностью функций одной переменной.

В этом смысле аппроксимация Ямагучи, хотя она и воспроизводит поведение амплитуды в пределе "effective range", на наш взгляд, является довольно грубой и дает неправильное поведение амплитуды вне массовой поверхности.

Математическая задача приближения функции двух переменных совокупностью функции одной переменной может решаться различными методами. Можно, например, исходить из условия минимума квадратичного функционала^{/2/}, образованного от разности точной и аппроксимирующей функ-

ций. Однако при использовании этого метода возникает необходимость решения некоторых одномерных интегральных уравнений, в результате чего процедура аппроксимации становится очень громоздкой ^{x/}. Ниже излагается процедура факторизации потенциала, основанная на методе Бейтмана/3/. Пусть имеем короткодействующий потенциал $V(|\vec{r}-\vec{r}'|)$. Произведем преобразование Фурье и рассмотрим его разложение по парциальным волнам

$$V(|\vec{k}-\vec{k}'|) = \sum_{\ell} V_{\ell}(k, k') P_{\ell}\left(\frac{\vec{k}\vec{k}'}{kk'}\right), \quad (1)$$

где

$$V_{\ell}(k, k') = \int j_{\ell}(kr) j_{\ell}(k'r) V(r) r^2 dr. \quad (1a)$$

Очевидно, функция $V_{\ell}(k, k')$ симметрична по k, k' и убывает с ростом k или k' . Метод факторизации такой функции состоит в том, что поверхность $V(k, k')$ пересекается плоскостями, перпендикулярными осями k и k' и приближенная (уже факторизованная) функция $\bar{V}(k, k')$ строится так, что она совпадает с точной функцией на линиях пересечения секущих плоскостей с поверхностью $V(k, k')$. Функция $\bar{V}(k, k')$ находится из условия равенства нулю определителя матрицы

$$\begin{pmatrix} \bar{V}(k, k') & V(k, s_1) & \dots & V(k, s_n) \\ V(s_1, k') & V(s_1, s_1) & \dots & V(s_1, s_n) \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ V(s_n, k') & \dots & \dots & V(s_n, s_n) \end{pmatrix} = 0, \quad (2)$$

^{x/}Интересен также подход Ефимова /5/, основанный на методе Бубнова-Галеркина в отыскании решений дифференциальных уравнений. В нулевом приближении в этом подходе получаются результаты, получаемые с факторизацией Ямагучи.

где s_n - точки пересечения секущих плоскостей с координатными осями k и k' . Так как функция $V(k, k')$ симметрична, можно выбрать одно и то же распределение этих точек на осях k и k' . Очевидно, что, увеличивая число разрезов, можно как угодно точно аппроксимировать функцию $V(k, k')$ факторизованной функцией $\bar{V}(k, k')$.

Конкретное построение факторизованной T -матрицы проведем на примере потенциала Юкавы $V(r) = G \frac{e^{-\mu r}}{r}$, ограничиваясь s -волной в частичном разложении.

В этом случае

$$V_0(k, k') = \frac{1}{4\pi^2} \frac{G}{kk'} \ln \frac{\mu^2 + (k+k')^2}{\mu^2 + (k-k')^2}. \quad (3)$$

Рассечем поверхность $V_0(k, k')$ четырьмя плоскостями, две из которых пусть совпадают с координатными плоскостями $V_0 k$ и $V_0 k'$, а две другие расположены на расстоянии s от координатных плоскостей (см. рис. 1)

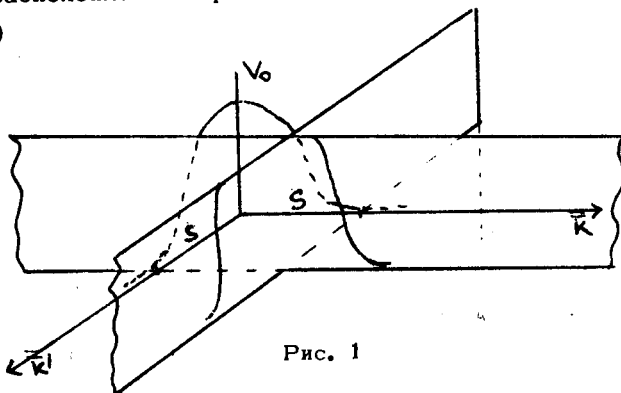


Рис. 1

Для этого случая условие (2) принимает вид

$$\begin{vmatrix} \bar{V}(k, k') & V_0(k, 0) & V_0(k, s) \\ V_0(0, k') & V_0(0, 0) & V_0(0, s) \\ V_0(s, k') & V_0(s, 0) & V_0(s, s) \end{vmatrix} = 0; \quad (4)$$

или

$$\bar{V}(k, k') = \frac{1}{d} \{ \xi(k) [\xi(k') d_3 - \eta(k') d_2] + \eta(k) [\eta(k') d_1 - \xi(k') d_2] \}; \quad (5)$$

где

$$d \equiv d_1 d_3 - d_2^2; \quad d_2 \equiv V_0(0, s) = \frac{G}{\pi^2(\mu^2 + s^2)};$$

$$d_1 \equiv V_0(0, 0) = \frac{G}{\pi^2 \mu^2}; \quad d_3 \equiv V_0(s, s) = \frac{G}{4\pi^2 s^2} \ln \left(1 + 4 \frac{s^2}{\mu^2} \right);$$

$$\xi(k) \equiv V_0(0, k) = \frac{G}{\pi^2} \frac{1}{k^2 + \mu^2}; \quad (6)$$

$$\eta(k) \equiv V_0(k, s) = \frac{G}{4\pi^2 s k} \ln \frac{\mu^2 + (k+s)^2}{\mu^2 + (k-s)^2}. \quad (7)$$

Легко видеть, что если ограничиться только двумя секущими плоскостями, совпадающими с координатными, то условие (2) принимает вид:

$$\begin{vmatrix} \bar{V}(k, k') & V_0(k, 0) \\ V_0(0, k') & V_0(0, 0) \end{vmatrix} = 0;$$

т.е.

$$\bar{V}(k, k') = \frac{V_0(k, 0) V_0(0, k')}{V_0(0, 0)}. \quad (8)$$

Сравнивая (6) с (8), убеждаемся, что последнее выражение есть не что иное, как потенциал Ямагучи. Таким образом, смысл приближения Ямагучи состоит в том, что потенциал (8) совпадает с точным потенциалом $V_0(k, k')$ только на кривых пересечения поверхности $V_0(k, k')$ с координатными плоскостями. Ясно также, что приближение Ямагучи в том виде, в котором оно обычно используется, как метод аппроксимации точной функции $V(k, k')$ может применяться только к S - волновой части точного потенциала. Действительно, функции $V_\rho(k, k')$ при $\ell \neq 0$ стремятся к нулю при k или $k' \rightarrow 0$, поэтому бессмысленно аппроксимировать эти гамоники выражениями типа (8). Если мы хотим аппроксимировать таким способом функции $V_\rho(k, k')$ для $\ell > 0$, то секущие плоскости следует проводить не через начало координат, а через точку максимума соответствующей функции $V_\rho(k, k')$. Решая уравнение Липпмана-Швингера с потенциалом (5), получаем следующее выражение для T -матрицы:

$$\begin{aligned}
 T(k, k', z) = & \frac{1}{\Delta(z)} \{ \xi(k) \xi(k') [d_3 + 4\pi I_2(z)] + \\
 & + \eta(k) \eta(k') [d_1 + 4\pi I_1(z)] - \\
 & - [\xi(k) \eta(k') + \xi(k') \eta(k)] [d_2 + 4\pi I_3(z)] \},
 \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$\Delta(z) = d + 4\pi [d_1 I_2 + d_3 I_1 - 2d_2 I_3] + (4\pi)^2 [I_1 I_2 - I_3^2].$$

$$I_1(z) \equiv \int_0^\infty q^2 dq \xi^2(q) G(q, z) = \frac{G^2}{2\pi^3} \frac{\mu_{12}}{\mu} \frac{1}{(\mu - i\ell)^2},$$

$$\ell = \sqrt{2\mu_{12} z}, \quad G(q, z) = \frac{1}{q^2 / 2\mu_{1,2} - z + i\epsilon}.$$

$$I_2(z) \equiv \int_0^\infty q^2 dq \eta^2(q) G(q, z) = \frac{G^2}{2\pi^3} \mu_{12} \left\{ \frac{i}{8 \ell s^2} \left[\ln \frac{\mu^2 + (\ell + s)^2}{\mu^2 + (\ell - s)^2} \right]^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} (\mu^2 - \ell^2 + s^2) H(z) \right\},$$

$$H(z) = \int_{-1}^1 dx \times \ln \frac{1+x}{1-x} \cdot \frac{1}{\sqrt{\mu^2 + s^2(1-x^2)}} \cdot \frac{1}{(\mu^2 + s^2 + \ell^2)^2 - 4 \ell^2 s^2 x^2},$$

$$I_3(z) \equiv \int_0^\infty q^2 dq \xi(q) \eta(q) G(q, z) =$$

$$= \frac{G^2}{2\pi^3} \mu_{12} \frac{1}{s(\ell^2 + \mu^2)} \left\{ i \operatorname{arc th} \left(\frac{2 \ell s}{\mu^2 + s^2 + \ell^2} \right) - \right.$$

$$\left. - 2 \operatorname{arc tg} \left(\frac{s}{2\mu} \right) + \operatorname{arc tg} \left(\frac{2\mu s}{\mu^2 + \ell^2 - s^2} \right) \right\}.$$

При $s \rightarrow 0$, как и следовало ожидать, выражение (9) для T-матрицы принимает (см. приложение I) вид T-матрицы Ямагучи:

$$T_Y(k, k', z) = \frac{a g(k) g(k')}{1 + a I(z)}, \quad (10)$$

где

$$a = \frac{G \mu^2}{\pi^2}, \quad g(k) = \frac{1}{k^2 + \mu^2}, \quad I = \frac{2\pi^2 \mu_{12}}{\mu(\mu - i\ell)^2}, \quad \mu_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}.$$

Исследуем поведение полученной T -матрицы на массовой поверхности ($k = k' = \ell$). Запишем T -матрицу в виде

$$T(k, k, k) = \frac{A(k) + iB(k)}{C(k) + iD(k)},$$

где

$$A \equiv \xi^2(k) \left[d_3 + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} a_2 \right] + \eta^2(k) \left[d_1 + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} a_1 \right] - 2\xi(k)\eta(k) \left[d_2 + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} a_3 \right],$$

$$B \equiv \frac{4\pi C}{\mu^3} \left[\xi^2(k) b_2 + \eta^2(k) b_1 - 2\xi(k)\eta(k) b_3 \right],$$

$$C \equiv d + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} \left[d_1 a_2 + d_3 a_1 - 2d_2 a_3 + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} (a_1 a_2 - a_3^2 - b_1 b_2 + b_3^2) \right],$$

$$D \equiv \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} \left[d_1 b_2 + d_3 b_1 - 2d_2 b_3 + \frac{4\pi \bar{C}}{\mu^3} (a_1 b_2 + a_2 b_1 - 2a_3 b_3) \right],$$

$$\bar{C} = \frac{G^2 \mu_{12}}{2\pi^3},$$

$a_1, a_2, a_3, b_1, b_2, b_3$ — соответственно действительные и мнимые части функций $I_1(k), I_2(k), I_3(k)$. Подставляя явный вид b_1, b_2, b_3 в выражение для B , убеждаемся, что $B(k) \equiv 0$.

Тогда получаем

$$\operatorname{Re}(T^{-1}) = \frac{C}{A},$$

$$\operatorname{Im}(T^{-1}) = \frac{D}{A}.$$

Подставляя теперь явный вид функций a_1 и b_1 в D и A , устанавливаем соотношение

$$\operatorname{Im} \left(\frac{1}{\mu_{12} 2\pi} T^{-1} \right) = k, \quad (11)$$

т.е. T -матрица, как и следовало ожидать, унитарна. Амплитуда рассеяния $f(k)$ связана с T -матрицей выражением

$$f(k) = -\mu_{12} T(k, k, k) 2\pi^2. \quad (12)$$

В пределе малых k получаем обычное выражение приближения "эффективного радиуса"

$$f(k) = \frac{1}{-ik - a_0^{-1} + \frac{k^2}{2} r_0},$$

где длина рассеяния $a_0(s)$ и эффективный радиус $r_0(s)$ даются выражениями:

$$a_0^{-1}(Z) = \frac{2\pi a(Z)}{\mu_{12} \lambda_0(Z)}; \quad r_0(Z) = \frac{4\pi}{\mu_{12} \mu^2} \left[\frac{a(Z) \lambda_2(Z)}{\lambda_0^2(Z)} - \frac{\lambda_2(Z)}{\lambda_0(Z)} \right]; \quad Z \equiv \frac{s}{\mu};$$

$$a(Z) = d_1^2 \left\{ \frac{1}{4Z^2} \ln(1+4Z^2) - \frac{1}{(1+Z^2)^2} + \beta \left[\frac{\phi_0(Z)}{1+Z^2} + \frac{1}{4Z^2} \ln(1+4Z^2) - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{4}{Z(1+Z^2)} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right\} + \beta^2 \left[\frac{\phi_0(Z)}{1+Z^2} - \frac{4}{Z^2} \left(\operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right)^2 \right]; \quad \beta \equiv \frac{2G\mu_{12}}{\mu};$$

$$\lambda_0(Z) = d_1^3 \left\{ \frac{1}{4Z^2} \ln(1+4Z^2) - \frac{1}{(1+Z^2)^2} + \beta \left[\frac{\phi_0(Z)}{1+Z^2} + \frac{1}{(1+Z^2)^2} - \right. \right.$$

$$\left. - \frac{4}{Z} \frac{1}{1+Z^2} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right\}; \quad \lambda_2(Z) = d_1^3 \left\{ -2 \left[\frac{1}{4+Z^2} \ln(1+4Z^2) - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{1}{(1+Z^2)^2} \Big] + 2\beta \left[\left[1 + \frac{1}{(1+Z^2)^2} \left(1 - \frac{Z^2}{3} \right) \right] - \frac{2}{Z(1+Z^2)} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right] - \\
& - \frac{1}{(1+Z^2)^4} \left(1 - \frac{Z^2}{3} \right) - \frac{\phi_0(Z)}{1+Z^2} \Big] + \beta \left[\frac{1}{(1+Z^2)^2} \left[\frac{4Z^2}{1+Z^2} \phi_1(Z) - 3\phi_0(Z) \right] - \right. \\
& - \frac{3}{(1+Z^2)^2} + \frac{4}{1+Z^2} \left[\frac{1}{(1+Z^2)^2} + \frac{1}{Z} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right] \Big] \Big\} ; \\
\lambda_3(Z) = d_1^2 \beta \Big\{ & \frac{1}{(1+Z^2)^2} \left[\frac{1}{(1+Z^2)^2} \left[\frac{4Z^2}{1+Z^2} \phi_1(Z) - 3\phi_0(Z) \right] - \frac{3}{4Z^2} \ln(1+4Z^2) + \right. \\
& + \frac{4}{1+Z^2} \left[\frac{1}{(1+Z^2)^2} + \frac{1}{Z} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right] + \beta \left[-3 \frac{\phi_0(Z)}{1+Z^2} + \frac{1}{(1+Z^2)^2} \right. \\
& \left. \left[\frac{4Z^2}{1+Z^2} \phi_1(Z) - 3\phi_0(Z) \right] + 8 \frac{1}{Z} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \left[\frac{1}{(1+Z^2)^2} + \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{1}{Z} \operatorname{arctg} \left(\frac{Z}{2+Z^2} \right) \right] \right\} .
\end{aligned}
\tag{10}$$

$\phi_0(Z)$ и $\phi_1(Z)$ даны в приложении II. Ниже (см. таблицу) приводятся зависимости $\frac{a_0(Z)}{a_0(0)}$ и $\frac{r_0(Z)}{r_0(0)}$, где $a_0^{-1}(0) = \frac{\mu}{2} \left(1 + \frac{1}{\beta} \right)$, $r_0(0) = \frac{1}{\mu} \left(1 - \frac{2}{\beta} \right)$ — длина рассеяния и эффективный радиус, полученные в приближении Ямагучи. В исследуемой области изменения Z $a_0(Z)$ и $r_0(Z)$ практически совпадают с $a_0(0)$ и $r_0(0)$. Это понятно, так как параметр $Z = \frac{s}{\mu}$ характеризует форму потенциала и от него должны сильно зависеть коэффициенты при высших степенях k в разложении $f^{-1}(k)$, см. также /4/ и приложение II. В задаче 3-х тел существенным является поведение T -матрицы вне массовой поверхности. Исследовалось поведение T -мат-

рис (9) и (10) для случая связанного состояния трех тел, т.е. $T(k, k', i | \ell)$. На рис. 2 и 3 изображены $T(k, \gamma k, i | \ell)$ и $T_\gamma(k, \gamma k, i | \ell)$ как функции k при фиксированных γ и $|\ell|$. В рассматриваемой области переменной k функции T и T_γ заметно различаются, при этом однако, характер поведения этих функций для разных γ практически не меняется. На рис. 4 изображены зависимости $T(k, \gamma k, i | \ell)$ и $T_\gamma(k, \gamma k, i | \ell)$ как функции $|\ell|$ при постоянных k и γ . В рассматриваемой области переменных k и $|\ell|$ функции T и T_γ тоже заметно различаются.

Это обстоятельство указывает на то, что результаты расчётов трехчастичных систем, использующих амплитуды T и T_γ , могут также различаться. Следует, конечно, иметь в виду, что физические характеристики трехчастичных систем, такие, как энергия связи, электромагнитные свойства, длины рассеяния, могут в разной степени быть чувствительными к поведению T -матрицы вне массовой поверхности. Соответствующие результаты будут приведены в последующих публикациях.

Полученная здесь T -матрица (9) зависит от параметра $Z = \frac{s}{\mu}$.

Предварительные оценки указывают на то, что для случая потенциала Юкавы факторизованный потенциал с одним параметром хорошо аппроксимирует точный потенциал. При желании, как видно из вышеизложенного, процедура легко обобщается на случай любого числа параметров s . Фиксирование параметров s можно осуществить, например, путем подгонки энергетического поведения соответствующей фазы рассеяния.

Мы признательны В.М.Ефимову за полезные обсуждения и интерес к работе.

Приложение I

Введем обозначение: $\sigma = \frac{s}{\mu} = Z$. При $\sigma \rightarrow 0$ имеем:

$$I_2 = I_1 + \sigma^2 f_2,$$

$$I_3 = I_1 + \sigma^2 f_3,$$

$$d_2 = d_1 (1 - \sigma^2),$$

$$d_3 = d_1(1 - 2\sigma^2),$$

$$d = \sigma^4.$$

Оставляя члены $\sim \sigma^2$ для числителя T -матрицы (формула 9), получаем:

$$d_1^3 g(k)g(k')\sigma^2\beta(f_2 - 2f_3). \quad (1a)$$

Проводя аналогичное разложение по σ знаменателя T -матрицы, получаем:

$$d_1^2\beta\sigma^2[f_2 - 2f_3 + \beta d_1(f_2 - 2f_3)]. \quad (1b)$$

Из (1a) и (1b) немедленно следует формула (10).

Приложение II

Часто возникает необходимость иметь параметр формы и коэффициенты при более высоких степенях разложения амплитуды по k^2 . Эти коэффициенты легко получаются разложением интегралов $I_1(k)$, $I_2(k)$, $I_3(k)$. Ввиду ограниченности места ниже приводится разложение для интеграла $I_2(k)$, что сводится фактически к разложению интеграла $H(k)$.

$$H(k) = \frac{2}{\sigma_1^2} F(k); \quad \sigma_1 = \mu^2 + \ell^2 + s^2, \quad \kappa = 2\ell s, \quad \lambda = \frac{\kappa^2}{\sigma_1^2};$$

$$F(k) \equiv \int_0^1 \frac{x dx}{\sqrt{\mu^2 + s^2(1-x^2)}} \cdot \ln \frac{1+x}{1-x} \cdot \frac{1}{1-\lambda x^2} = \sum_{n=0}^{\infty} \lambda^n \phi_n(s).$$

ϕ_n - удовлетворяет рекуррентному соотношению

$$\phi_n(s) = \frac{1}{\gamma^2} \frac{2n}{2n+1} \phi_{n-1}(s) + \frac{1}{2n+1} \psi_n(s); \quad \gamma = \frac{s}{\sqrt{\mu^2 + s^2}} = \frac{Z}{\sqrt{1+Z^2}};$$

где

$$\psi_n(s) = \phi_0(s) - \frac{1}{\gamma^2} \sum_{\ell=1}^{2n} \phi_{2n-\ell}(s) [1 + (-1)^\ell];$$

$$\phi_k(s) \equiv \int_0^1 dx x^k \sqrt{1 - \gamma^2 x^2};$$

$$\sqrt{1+Z^2} \phi_0(s) = \frac{2}{\gamma} \arctg\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right) + \frac{1}{\gamma^2} \sqrt{1-\gamma^2} \ln(1-\gamma^2);$$

$$\sqrt{1+Z^2} \phi_1(s) = \frac{2}{3} \frac{1}{\gamma^2} \phi_0(s) + \frac{1}{3} \phi_0(s) - \frac{1}{3\gamma^2} [\sqrt{1-\gamma^2} + \frac{1}{\gamma} \arctg\left(\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right)];$$

$$z = \frac{s}{\mu}$$

Л и т е р а т у р а

1. Y. Yamaguchi. *Phys.Rev.*, 95, 1628 (1954).
2. М.Р.Шура-Бура. *Вычислительная математика*, №2, 1957.
3. И.С.Березин, П.П.Жидков. *Методы вычислений*, Физматгиз, Москва, 1959, том II, стр. 601.
4. J.M. Blatt and J.D. Jackson. *Phys.Rev.*, 76, 18 (1949).
5. В.Н.Ефимов. Автореферат диссертации. ОИЯИ, Дубна, 1966.

Рукопись поступила в издательский отдел

6 ноября 1968 года.

Таблица

$\xi = \frac{z}{\sqrt{n}}$	0.1	0.3	0.5	0.7	0.9	1.1	1.5	$+\infty$
$\alpha_{\cdot}(\xi)/\alpha_{\cdot}(\infty)$	1.000	0.998	0.986	0.953	0.899	0.835	0.775	I
$\alpha_{\cdot}(\xi)/\alpha_{\cdot}(\infty)$	1.000	0.999	0.991	0.970	0.937	0.898	0.860	I

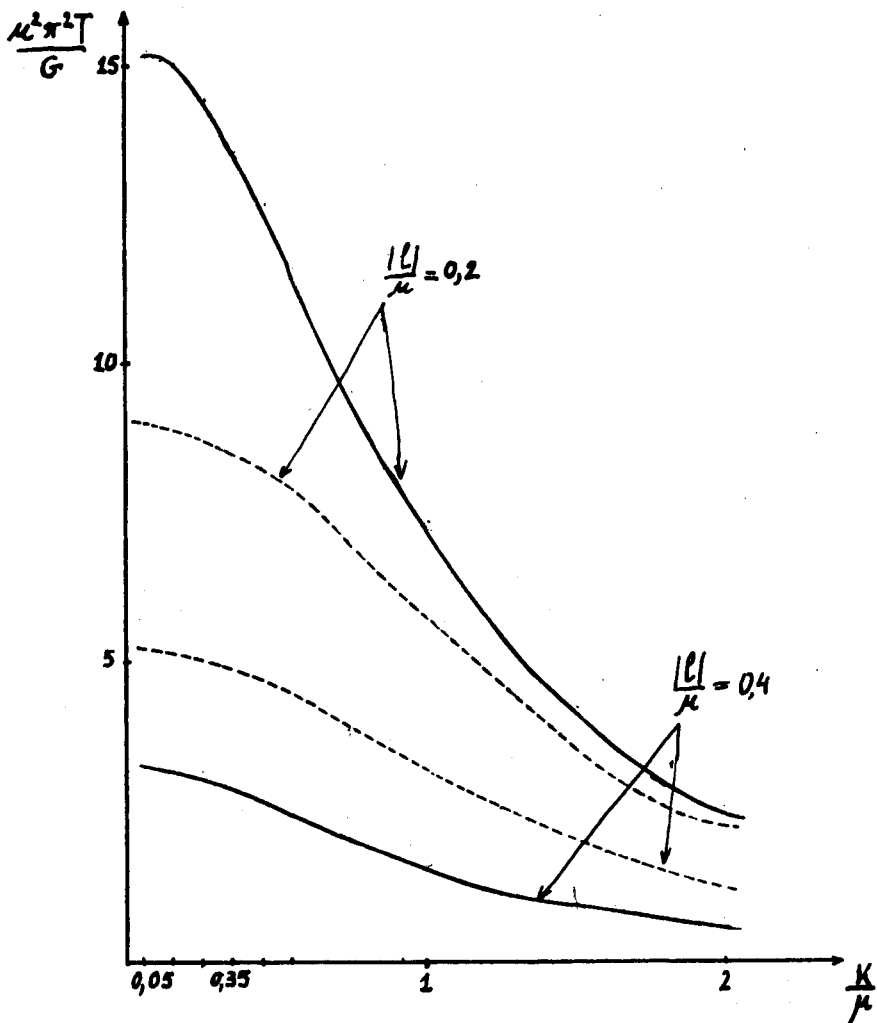


Рис. 2. Зависимость $T(k, \gamma k, i | l |)$ и $T_Y(k, \gamma k, i | l |)$ от k . $\gamma = 0,25$, $\frac{\sigma}{\mu} = 0,5$.
Пунктирная линия соответствует T , сплошная - T_Y .

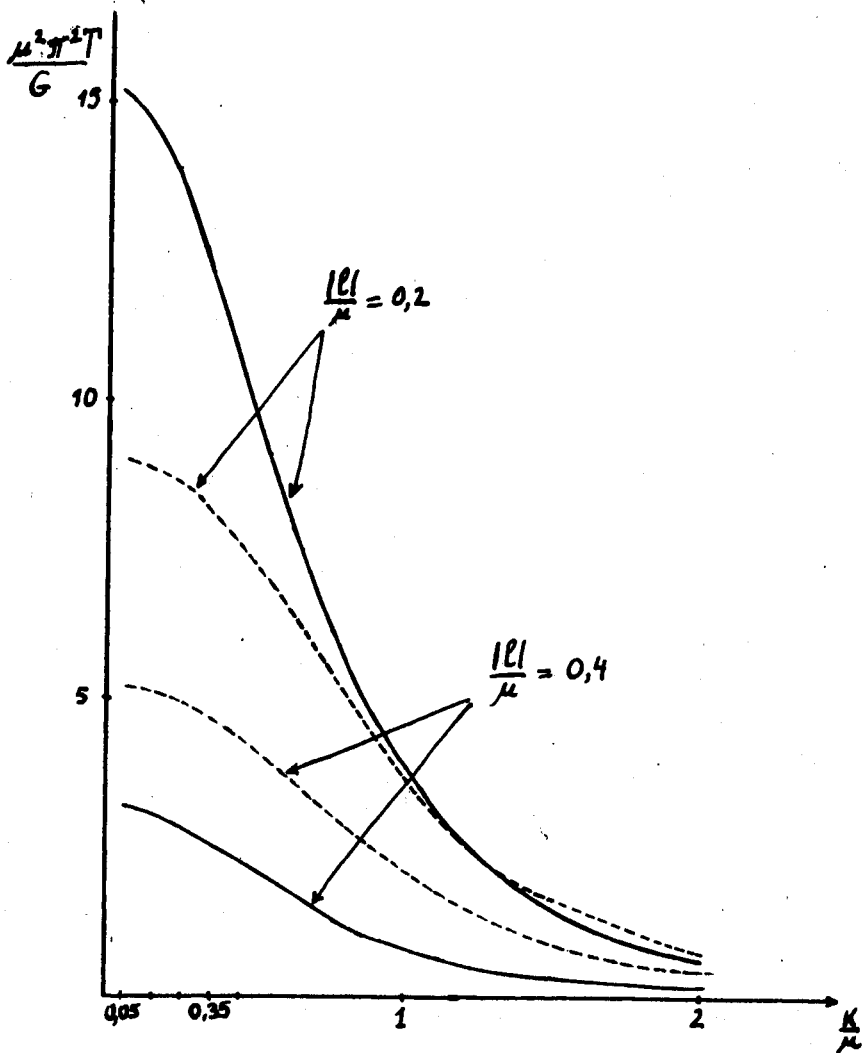


Рис. 3. Зависимость $T(k, \gamma, i | l |)$ и $T_Y(k, \gamma, i | l |)$ от $k, \gamma = 1, \frac{\sigma}{\mu} = 0,5$.
 Пунктирная линия соответствует T , сплошная - T_Y .

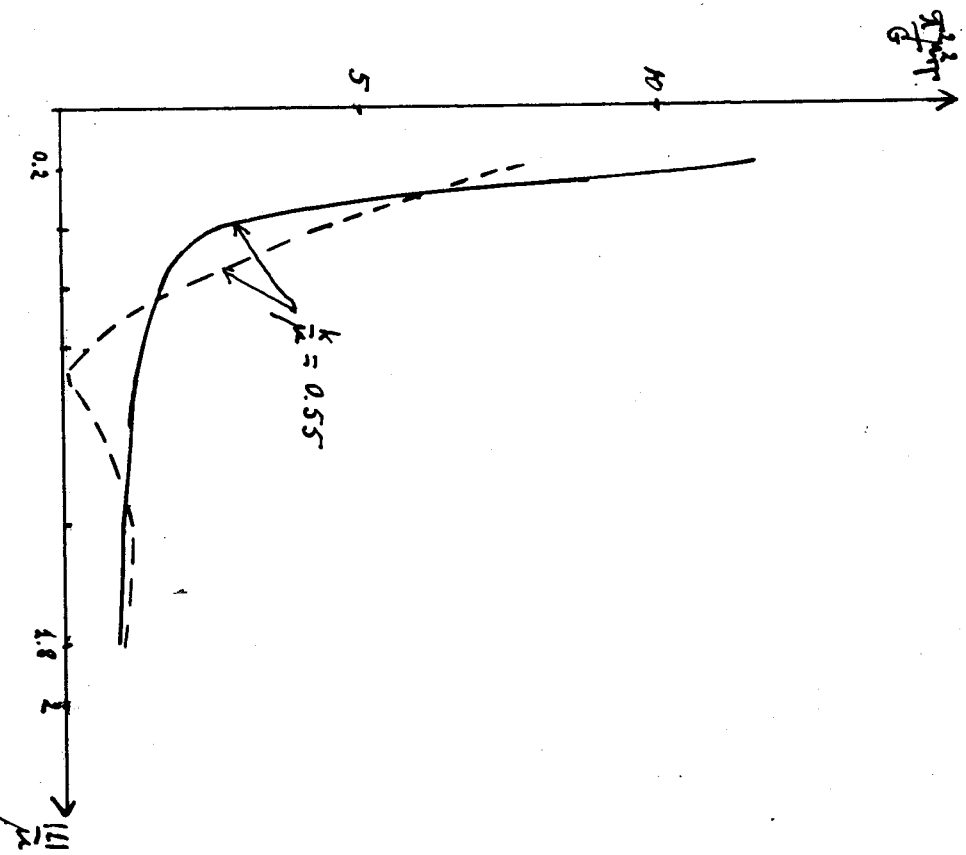


Рис. 4. Зависимость $T(k, y_k, |l|)$ и $T_y(k, y_k, |l|)$ от $|l|$, $y_k = 1, \frac{\sigma}{\mu} = 0.5$.
 Пунктирная линия соответствует T , сплошная - T_y .