МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА, ОРДЕНА ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Ю.Д.Черниченко

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ ПОДХОДЕ

Препринт НИИЯФ МГУ-88- 019/40.

Москва
1988

УДК 539.I2

На основе квазипотенциального подхода к квантовой теории поля в рамках релятивистского квазиклассического приближения сформулирован метод восстановления квазипотенциала по фазово-спектральным данным.

ВВЕДЕНИЕ

Квазипотенциальный подход /I/ к квантовой теории поля является одним из эффективных методов изучения свойств релятивистских связанных систем /2-5/. И хотя на малых расстояниях потенциал кваркового взаимодействия полностью определяется квантовой хромодинамикой и выбирается кулоновским, однако выбор этого взаимодействия на больших расстояниях, существенно влияющий на спектральные свойства связанных систем, имеет определенный произвол. Наиболее последовательный способ восстановления потенциала - это решение обратной задачи (ОЗ) /6-9/. Однако, восстановление взаимодействия в этих и ряде других работ формулируется на основе нерелятивистского уравнения Шредингера. В то же время проведенный анализ показал /I0/, что роль релятивистских эффектов в ряде случаев может быть весьма существенной.

В настоящей работе в рамках релятивистского квазиклассического приближения /2, II/ рассматривается задача восстановления квазипотенциала взаимодействия двух релятивистских бесспиновых частиц равных масс m по заданным для некоторого интервала энергий значениям спектральной функции (спектральной плотности) и сдвигу фаз. В основу подхода положено конечно-разностное квазипотенциальное уравнение для радиальной волновой функции $\varphi_l(r)$, записанное в релятивистском конфигурационном представлении /I2, I3/

$$\left[\operatorname{ch}\left(i\lambda\frac{d}{dr}\right)+\frac{\lambda^2 l(l+1)}{2r^{(2)}}\exp\left(i\lambda\frac{d}{dr}\right)-X(r)\right]\varphi_l(r)=0, \qquad (I)$$

$$X(r)=(M-V(r))/2mc^2,\ r^{(2)}=r(r+i\lambda),\ \lambda=\hbar/mc,$$

где $V(r)$ - сферически симметричный квазипотенциал, М - масса связанного состояния взаимодействующих частиц, а r - модуль релятивистской относительной координаты, являющийся релятивистским инвариантом. В первом разделе формулируются утверждения, решающие задачу восстановления взаимодействия в рамках релятивистского квазипотенциального квазиклассического подхода (РККП). Следующий раздел работы иллюстрирует применения полученных результатов, а в заключении подводится итог проведенному рассмотрению.

I. РЕЛЯТИВИСТСКИЙ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ КВАЗИКЛАССИЧЕСКИЙ ПОДХОД

В рамках рассматриваемого подхода спектральная функция и фазовый сдвиг определяются выражениями /I4-I6/

$$S_\kappa(\mu,\Lambda) \equiv \pi \lambda\!\!\!^{-} [n(M,l)+1/2] = \int_{r_\kappa^-}^{r_\kappa^+} dr\, \chi_э(r) \ , \tag{2}$$

$$f_\kappa(\mu,\Lambda) \equiv \lambda\!\!\!^{-} \delta_l(M) = \lim_{R\to\infty} \left\{ \int_{r_\kappa^-}^{R} dr\, \chi_э(r) - \int_{r_B^-}^{R} dr\, \chi_B(r) \right\} , \tag{3}$$

где

$$\chi_э(r) = \operatorname{arch} X_э(r) \ , \ X_э(r) = 1 + (\mu - V_M(r))/C(r) \, ,$$

$$C^2(r) = 1 + \Lambda^2/r^2 , \ \Lambda = \lambda\!\!\!^{-}(l+1/2) \, , \ \chi_B(r) = \chi_э(r)\big|_{V_M(r)=V_B(r)} \, .$$

Точки поворота $r_\kappa^{\pm} \equiv r_\kappa^{\pm}(\mu,\Lambda)$ модифицированного квазипотенциала $V_M(r)$ удовлетворяют условиям

$$V_M(r_\kappa^{\pm}) = \mu \quad , \ V_M(r) = C(r) + \mu_0 - 1 + V(r)/2mc^2 \, , \tag{4}$$

а точки поворота $r_B^{\pm} \equiv r_B^{\pm}(\mu,\Lambda)$ базового потенциала $V_B(r)$ определяются из условия

$$V_B(r_B^{\pm}) = \mu \, . \tag{5}$$

Причем, если у $V(r)$ кулоновского взаимодействия нет, то

$$V_B(r) = C(r) + \mu_0 - 1 \, , \tag{6}$$

а при его учете

$$V_B(r) = C(r) + \mu_0 - 1 + V_c(r)/2mc^2 \, , \ V_c(r) = \alpha/r \, . \tag{7}$$

Величина M_0, входящая в определение безразмерных параметров

$$\mu = (M - M_0)/2mc^2 \ , \ \mu_0 = (2mc^2 - M_0)/2mc^2 \, ,$$

является абсолютным минимумом квазипотенциала, т.е.

$$S_\kappa(0,\Lambda) = 0 \, . \tag{8}$$

Решение спектральной ОЗ в РККП для $l \neq 0$ определяется системой уравнений /I4, I5/

$$r(\mu,\Lambda) \equiv r_0^+ - r_0^- = \frac{\partial}{\partial\mu} \int_0^\mu dt\, g(\mu - t) S_0(t,\Lambda) \, ,$$

$$a(r_0^+, r_0^-) \equiv \operatorname{arsh}(\Lambda/r_0^+) - \operatorname{arsh}(\Lambda/r_0^-) = \tag{9}$$

$$= \frac{\partial}{\partial \Lambda} \int_0^{\mu} dt\, g(\mu - t) S_o(t, \Lambda)$$

при условии (8).

Функция $g(t)$ дается выражением

$$g(t) = \frac{1}{2\pi i} \int_{x-i\infty}^{x+i\infty} dp\, \frac{\exp[p(t-1)]}{p K_o(p)}, \quad x > 0, \tag{10}$$

где $K_0(p)$ – функция Бесселя мнимого аргумечта. В рамках рассматриваемого подхода справедливо следующее утверждение.

УТВЕРЖДЕНИЕ I. Пусть $S_0(\mu, \Lambda)$-спектральная функция в РККП, удовлетворяющая условию (8), и для нее существует изображение $S(p, \Lambda)$, $\operatorname{Re} p > a \geqslant 0$.

Тогда

I) существует точка $r_0(M_o, \Lambda)$ такая, что

$$\min V_M(r) = V_M(r_o(M_o, \Lambda)) = 0;$$

2) существуют изображения для функций $r(\mu, \Lambda)$ и $a(r_o^+, r_o^-)$, так что

$$R(p, \Lambda) = S(p, \Lambda) e^{-p} / K_o(p),$$

$$A(p, \Lambda) = \frac{\partial}{\partial \Lambda} S(p, \Lambda) e^{-p} / p K_o(p), \quad \operatorname{Re} p > a \geqslant 0, \tag{11}$$

и при этом

$$r(\mu, \Lambda) = \frac{1}{2\pi i} \int_{x-i\infty}^{x+i\infty} dp\, S(p, \Lambda) \exp[p(\mu-1)] / K_o(p), \tag{12}$$

$$a(r_o^+, r_o^-) = \frac{\partial}{\partial \Lambda} \frac{1}{2\pi i} \int_{x-i\infty}^{x+i\infty} dp\, \exp[p(\mu-1)] S(p, \Lambda) / p K_o(p),$$

$$x > a \geqslant 0.$$

Действительно, из условия (8) следует, что квазипотенциал имеет единственный минимум M_0 и две ветви $r_0^{\pm}$. Следовательно, существует такая точка $r_o(M_o, \Lambda)$, в которой $\min V_M(r) = V_M(r_o(M_o, \Lambda)) = 0$. Поскольку изображения функций $S_0(\mu, \Lambda)$ и $g(\mu)$ существуют, а $r_0^{\pm}$ и $S_0(\mu, \Lambda)$ в РККП связаны соотношениями (9), то, применяя к этим соотношениям преобразование Лапласа, приходим к формулам (II), обращение которых и дает (I2). Отметим, что если $S_o(\mu, \Lambda)$

является кусочно-непрерывной функцией, то, очевидно, $r_0^{\pm}$, а следовательно и квазипотенциал, также представляются кусочно-непрерывными функциями. Более того, данное утверждение остается справедливым и в случае, когда $M_0 = -\infty$. Для этого вводится регулярный кусочно-непрерывный квазипотенциал

$$V_0(r) = \begin{cases} V(r) - V_0\,, & 0 \le r \le r_0^-(M_0,\Lambda),\ r \ge r_0^+(M_0,\Lambda), \\ 0\,, & r_0^-(M_0,\Lambda) \le r \le r_0^+(M_0,\Lambda)\,, \end{cases}$$

где $V(r_0^{\pm}(M_0,\Lambda)) = V_0\,,\ M_0 = V_0 + 2mc^2\,.$

Модифицированная таким образом спектральная функция определяется тем же выражением (2), так же удовлетворяет условию (8) и связана с $r_0^{\pm}$ теми же соотношениями (9). Переход к истинным выражениям осуществляется путем предельного перехода при $M_0 = -\infty$.

Отметим также, что для $l = 0$ решение спектральной ОЗ /I7/ уже определяется только первым уравнением системы (9). С учетом этого обстоятельства справедливость данного утверждения, очевидно, сохраняется.

Дальнейшим обобщением является применение рассмотренного подхода к решению ОЗ рассеяния.

Так, в случае, когда $V(r)$ не содержит кулоновского взаимодействия, решение дается формулами /I6/

$$r_0(\mu,\Lambda) \equiv \theta(\mu-\mu_0)(r_B^- - r_0^-) + [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_0)](r_0^+ - r_0^-) = \frac{\partial}{\partial\mu}\int_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_0(t,\Lambda)\,, \tag{I3}$$

$$a_0(\mu,\Lambda) \equiv a(r_0^+, r_0^-) = \frac{\partial}{\partial\Lambda}\int_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_0(t,\Lambda)\,,\quad 0 \le \mu \le \mu_0\,,$$

при условиях (5), (6), (8). При учете же кулоновского притяжения в формуле (7) $\alpha < 0$, и в левых частях решений (I3) появляется дополнительный член /I6/

$$r_1(\mu,\Lambda) \equiv \theta(\mu-\mu_0)(r_B^- - r_0^-) + [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_0)](r_0^+ - r_0^-) + \theta(\mu-\mu_0)\frac{\partial}{\partial\mu}\int_{\nu_B}^{\mu_0} dt\, g(\mu-t)\, S_B(t,\Lambda) = \frac{\partial}{\partial\mu}\int_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_1(t,\Lambda)\,, \tag{I4}$$

$$a_1(\mu,\Lambda) \equiv a(r_0^+, r_0^-) + \theta(\mu-\mu_0)\frac{\partial}{\partial\Lambda}\int\limits_{\nu_B}^{\mu_0} dt\, g(\mu-t) S_B(t,\Lambda) =$$

$$= \frac{\partial}{\partial\Lambda}\int\limits_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_1(t,\Lambda)\,, \quad 0 \le \mu \le \mu_0\,,$$

где $S_B(\mu,\Lambda) = \int\limits_{r_B^-}^{r_B^+} dr\, \chi_B(r)\,, \quad \nu_B \le \mu \le \mu_0$

есть спектральная функция базового потенциала (7) при $\alpha < 0$, удовлетворяющая условию

$$S_B(\nu_B, \Lambda) = 0\,.$$

Фазово-спектральные функции $h_{0,I}(\mu,\Lambda)$, входящие в эти решения, имеют вид

$$h_{0,1}(\mu,\Lambda) = \theta(\mu-\mu_0) f_0(\mu,\Lambda) + [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_0)] S_0(\mu,\Lambda), \tag{I5}$$

где $\theta(\mu)$ – ступенчатая функция.

В то же время при учете кулоновского отталкивания базовый потенциал определяется также формулой (7), но теперь $\alpha > 0$, и решение релятивистской ОЗ рассеяния определяется соотношениями /I6/

$$r_2(\mu,\Lambda) \equiv \theta(\mu-\mu_1)(r_B^- - r_1^-) + [\theta(\mu-\mu_0) - \theta(\mu-\mu_1)](r_B^- - r_0^-) +$$

$$+ [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_1)](r_1^+ - r_1^-) = \frac{\partial}{\partial\mu}\int\limits_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_2(t,\Lambda)\,, \tag{I6}$$

$$a_2(\mu,\Lambda) \equiv \theta(\mu-\mu_1) a(r_B^-, r_1^-) + [\theta(\mu-\mu_0) - \theta(\mu-\mu_1)] a(r_B^-, r_0^-) +$$

$$+ [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_1)] a(r_1^+, r_1^-) = \frac{\partial}{\partial\Lambda}\int\limits_0^{\mu} dt\, g(\mu-t)\, h_2(t,\Lambda)\,, \quad 0 \le \mu \le \mu_1\,,$$

где $h_2(\mu,\Lambda) = \theta(\mu-\mu_1) f_1(\mu,\Lambda) + [\theta(\mu-\mu_0) - \theta(\mu-\mu_1)] f_0(\mu,\Lambda) +$

$$+ [\theta(\mu) - \theta(\mu-\mu_1)] S_1(\mu,\Lambda)\,, \tag{I7}$$

при условии (8).

Опираясь на полученные результаты (I3), (I4), (I6) и повторяя доказательство утверждения I, нетрудно убедиться в справедливости следующего утверждения.

УТВЕРЖДЕНИЕ 2. Пусть в РККП функции $h_K(\mu,\Lambda)$ определены выражениями (I5), (I7) и для них существуют изображения $H_K(\rho,\Lambda)$, $Re\rho > a \geqslant 0$. Причем, уравнения

$$S_K(\mu,\Lambda) = 0$$

имеют решения только при $\mu = 0$, $K = 0, 1, 2$.

Тогда

I) существует точка $r_0(M_0,\Lambda)$ такая, что

$$\min V_M(r) = V_M(r_0(M_0,\Lambda)) = 0;$$

2) существуют изображения

$$R_K(\rho,\Lambda) = H_K(\rho,\Lambda)e^{-\rho}/K_0(\rho),$$

$$A_K(\rho,\Lambda) = \frac{\partial}{\partial\Lambda}H_K(\rho,\Lambda)e^{-\rho}/\rho K_0(\rho), \quad Re\rho > a \geqslant 0, \tag{I8}$$

и при этом

$$r_K(\mu,\Lambda) = \frac{1}{2\pi i}\int\limits_{x-i\infty}^{x+i\infty} d\rho \exp[\rho(\mu-1)]\, H_K(\rho,\Lambda)/K_0(\rho),$$

$$a_K(\mu,\Lambda) = \frac{\partial}{\partial\Lambda}\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{x-i\infty}^{x+i\infty} d\rho \exp[\rho(\mu-1)]\, H_K(\rho,\Lambda)/\rho K_0(\rho), \quad x > a \geqslant 0. \tag{I9}$$

Подводя итоги этого раздела, отметим ряд обстоятельств. Во-первых, все полученные результаты, очевидно, останутся справедливыми для любой кусочно-непрерывной фазово-спектральной функции, для которой существует изображение Лапласа. Это отвечает квазипотенциалу с соответствующим числом экстремумов.

Во-вторых, неоднозначности, возникающие в решении релятивистской ОЗ, например, (I6), аналогичны той ситуации, которая имеет место в точной теории, где информация о положении связанных состояний вместе с данными о фазовом сдвиге недостаточна для полного определения потенциала.

И, наконец, рассмотренные утверждения позволяют восстанавливать квазипотенциал по изображению фазово-спектральной функции: формулы (I2) и (I9).

2. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

В качестве иллюстрации полученных результатов рассмотрим вопрос о восстановлении квазипотенциала по изображению спектральной функции ($l = 0$).

Рассмотрим спектр /2/

$$S(\mu,0)=\sqrt{\pi/2}\,(2mc^2/\alpha)^{1/a}\,\Gamma(1+1/a)[(\mu+1)^2 - \\ -1]^{(1/a+1/2)/2}\, P_{-1/2}^{-1/a-1/2}(\mu+1)\,,\quad M_0=2mc^2\,, \tag{20}$$

отвечающий в РККП степенному квазипотенциалу

$$V(r) = \alpha r^a, \quad \alpha, a > 0. \tag{21}$$

Здесь $\Gamma(z)$ - гамма-функция; $P_\nu^\mu(z)$ - функция Лежандра первого рода.

Очевидно, что $r_0^- = 0$, $r_0(M_0) = 0$, а функция (20) удовлетворяет условию (8).

Поскольку

$$S(p)=(2mc^2/\alpha)^{1/a}\,\Gamma(1+1/a)e^p K_0(p)\,p^{-1-1/a}\,,\quad \mathrm{Re}\,p>0\,,$$

то из (II) находим

$$R(p)=(2mc^2/\alpha)^{1/a}\,\Gamma(1+1/a)\,p^{-1-1/a}\,,\quad \mathrm{Re}\,p>0.$$

Это в свою очередь соответствует оригиналу

$$r(\mu) = (2mc^2\mu/\alpha)^{1/a}.$$

Теперь, обращая это соотношение, восстанавливаем квазипотенциал (21), отвечающий релятивистской спектральной функции (20).

Особо интересный случай представляет спектр /I8/

$$S(\mu,0) = \alpha\cdot \mathrm{arch}(\mu+1)\,,\quad \alpha>0, \tag{22}$$

получаемый из точного решения квазипотенциального уравнения в форме Кадышевского в релятивистском конфигурационном представлении для сферического "потенциального ящика"

$$V(r)=\begin{cases} 0, & r\le\alpha\,, \\ \infty, & r>\alpha\,. \end{cases} \tag{23}$$

Очевидно, что (22) удовлетворяет условию (8) и

$$S(p)=\alpha\, e^p K_0(p)\,p^{-1}\,,\quad \mathrm{Re}\,p>0.$$

Следовательно,

$$r(\mu)=\alpha\,,$$

обращение которого восстанавливает квазипотенциал (23).

Изложенный метод применим и для восстановления квазипотенциалов (в частности, сингулярных) по спектральной плотности

$$S'(\mu,0)\equiv dS(\mu,0)/d\mu .$$

Например, для сингулярного квазипотенциала

$$V(r)=\alpha \ln(ar)\ ,\ \alpha, a>0, \tag{24}$$

строим регулярный

$$V_0(r)=\begin{cases} V(r)-V_0\ , & r\geqslant r_0(M_0),\\ 0, & 0\leq r\leq r_0(M_0)\ ,\ M_0=V_0+2mc^2,\end{cases}$$

так, что ему в РККП отвечает спектральная плотность $S'(\mu,0)$, которую можно представить в виде

$$S'(\mu,0)=(2mc^2/a\alpha)e^{V_0/\alpha}\int_0^{\mu}dt\,\frac{\exp[2mc^2(\mu-t)/\alpha]}{\sqrt{(t+1)^2-1}}+ \\ +a^{-1}e^{V_0/\alpha}[(\mu+1)^2-1]^{-1/2}. \tag{25}$$

Поскольку (25) представляет собой свертку, то

$$S(p)=(2mc^2/a\alpha)\exp[p+V_0/\alpha]K_0(p)p^{-1}(p-2mc^2/\alpha)^{-1}+ \\ +a^{-1}\exp[p+V_0/\alpha]K_0(p)p^{-1}\ ,\ \mathrm{Re}\,p>2mc^2/\alpha .$$

Но тогда

$$R(p)=(2mc^2/a\alpha)e^{V_0/\alpha}p^{-1}(p-2mc^2/\alpha)^{-1}+ \\ +a^{-1}e^{V_0/\alpha}p^{-1}\ ,\ \mathrm{Re}\,p>2mc^2/\alpha ,$$

и по теореме об интегрировании оригинала будем иметь

$$r(\mu)=a^{-1}\exp[(2mc^2\mu+V_0)/\alpha]. \tag{26}$$

Осуществив предельный переход при $M_0=-\infty$, из (26) находим

$$r(\mu)=a^{-1}\exp[(M-2mc^2)/\alpha],$$

обращение которого восстанавливает квазипотенциал (24).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, в данной работе в рамках релятивистского квазипотенциального квазиклассического подхода предложен метод решения релятивистской обратной задачи: восстановлен квазипотенциал $V(r)$ по фазово-спектральным данным (фазово-спектральной функции) двухчастичной связанной системы. Полученные результаты носят релятивистски инвариантный характер.

Рассмотренные в работе примеры иллюстрируют эффективность метода и, в частности, применительно к точному (неквазиклассическому) спектру для сферического "потенциального ящика". Этому обстоятельству можно дать следующее объяснение /6/: вблизи минимума энергетические уровни, расчитанные в первом порядке ВКБ-приближения, являются точными, а вблизи порога диссоциации движение становится почти классическим и результаты первого порядка квазиклассического приближения так-же будут точными.

ЛИТЕРАТУРА

I. Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. - Nuovo Cim., 1963, v. 29, p. 380-400.

2. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. - Письма в ЖЭТФ, 1978, т. 28, вып. 5, с. 326-328; ЭЧАЯ, 1978, т. 9, вып. I, с. 5-47; ЯФ, 1980, т. 3I, вып. 5, с. I332-I34I.

3. Скачков Н.Б., Соловцов И.Л. - ТМФ, 1979, т. 4I, № 2, с. 205-2I9.

4. Сидоров А.В., Скачков Н.Б. Вычисление масс и ширин связанных состояний кварка и антикварка. Препринт Р2-80-45.-Дубна: ОИЯИ, 1980; ТМФ, 198I, т. 46, № 2, с. 2I3-224.

5. Морозов П.Т. О связанных кварк-антикварковых состояниях в квазипотенциальном подходе. Препринт Р2-85-40I.-Дубна: ОИЯИ, 1985.

6. Ньютон Р. Теория рассеяния волн и частиц.-М.: Мир, 1969, 607 с. Шадан К., Сабатье П. Обратные задачи в квантовой теории рассеяния.-М.: Мир, 1980, 408 с.

7. Захарьев Б.Н., Сузько А.А. Потенциалы и квантовое рассеяние.-М.: Энергоатомиздат, 1985, 224 с.

8. Абрамов Д.И. - ТМФ, 1985, т. 63, № I, с. 32-49.

9. Thaker H.B., Quigg C., Rosner J.L. - Phys. Rev., 1978, v. DI8, p. 274-296.

I0. Barbieri R. et.al. - Nucl. Phys., 1976, v. B I05, p. I25-I33.
McClary R., Byers N. - Phys. Rev., 1983, v. D 28, p. I692-I702.

II. Донков А.Д. и др. Взаимодействие частиц на малых расстояниях и фундаментальная длина. Тр. IУ Межд. симпоз. по нелокальным теориям поля. Алушта, 1976. Препринт Д2-9788.-Дубна: ОИЯИ, 1976, с. 35-56.

I2. Kadyshevsky V.G. - Nucl. Phys., 1968, v. B 6, No 2, p. I25-I48.

I3. Kadyshevsky V.G., Mir-Kasimov R.M., Skachkov N.B. - Nuovo Cim., 1968, v. 55A, p.233-257; ЭЧАЯ, 1972, т.2, вып.3, с.635-690.

I4. Соловцов И.Л., Черниченко Ю.Д. - ЯФ, 1985, т. 42, вып.2 (8), с. 494-503.

I5. Соловцов И.Л., Черниченко Ю.Д. - Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, 1985, № 6, с. I07-II0.

I6. Соловцов И.Л., Черниченко Ю.Д. - Изв. вузов СССР, физика, 1987, № 5, с. II-I7.

I7. Соловцов И.Л. -Изв. АН БССР, сер. физ.-мат. наук, I982, № I, с. I09-II2; Соловцов И.Л., Черниченко Ю.Д.-Изв. вузов СССР, физика, I984,№4, с. 63-68.

I8. Кадышевский В.Г., Мир-Касимов Р.М., Скачков Н.Б.- ЯФ, I969, Т.9, вып. 2, с. 462-47I.

Юрий Дмитриевич Черниченко

ВОССТАНОВЛЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ
КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОМ КВАЗИКЛАССИЧЕСКОМ
ПОДХОДЕ

Препринт НИИЯФ МГУ - 88 - 019/40.

Работа поступила в ОНТИ 22.03.1988 г.

Редактор К.И.Стратилатова

Подписано к печати 4.04.88г. Л-36604.
Печать офсетная. Бумага для множительных аппаратов.
Формат 60 х 84/16. Уч.-изд.л. - 1,1 . Усл.п.л. - 1,0.
Заказ № 4011 . Тираж 100 экз.
Бесплатно

Отпечатано в лаборатории офсетной печати и
множительной техники отдела научно-технической
информации НИИЯФ МГУ
119899, Москва ГСП