СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р2 - 9163

В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ДВУХ СПИНОВЫХ ЧАСТИЦ

1975

P2 - 9163

В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАССЕЯНИЯ ДВУХ СПИНОВЫХ ЧАСТИЦ

Развитый в работах /1-3/ квазипотенциальный подход к описанию высокоэнергетического рассеяния адронов оказался весьма эффективным при описании экспериментальных данных по пион-нуклонному рассеянию /3, 4/ на малые углы. Лежащие в основе этого подхода квазипотенциальное уравнение для амплитуды рассеяния /5/ и физическое допущение о гладкости локального квазипотенциала при высоких энергиях /1, 2, 6-9/ приводят к ряду качественных /2,10/ и количественных /4/ предсказаний, подтверждающихся экспериментами по рассеянию адронов на малые углы.

С экспериментальной точки зрения одним из наиболее изученных процессов является упругое pp-рассеяние. Изучение этого процесса в рамках квазипотенциального подхода сводится к решению и анализу квазипотенциальных уравнений для двух спиновых частиц /11-15/ в пределе высоких энергий. Мы здесь используем вариант квазипотенциального уравнения для частиц равных масс в представлении Фолди-Вотхойзена /13/

$$[E - 2W(-i\vec{\nabla})]\Psi(\vec{r}) = -V(E,\vec{r})\,\Psi(\vec{r}) . \qquad /1/$$

Здесь E - полная энергия системы двух частиц в с.ц.м., $W(-i\vec{\nabla}) = \sqrt{M^2 - \nabla^2}$.

Имея в виду малость спиновых эффектов в упругом pp-рассеянии на малые углы /см., например, /16/ /, выберем локальный квазипотенциал $V(E,\vec{r})$ в следующем виде:

$$V_0^{(0)} + \frac{1}{2ip} V_1 = V_1' , \qquad /10б/$$

$$V_2 = \frac{1}{2i} V_2' , \qquad /10в/$$

$$V_3 = \frac{1}{(2i)^2} V_3' . \qquad /10г/$$

Ищем решение уравнения /6/ с граничным условием /7/ в виде

$$\Phi(\vec{r}) = \Phi^{(0)}(\vec{r}) + \frac{1}{2ip} \Phi^{(1)}(\vec{r}) . \qquad /11/$$

Получаем систему уравнений для функций $\Phi^{(0)}$ и $\Phi^{(1)}$

$$2i\partial_z \Phi^{(0)}(\vec{r}) = -V^{(0)}(E;\vec{r})\, \Phi^{(0)}(\vec{r}) , \qquad /12а/$$

$$2i\partial_z \Phi^{(1)}(\vec{r}) = -V^{(0)}(E;\vec{r})\, \Phi^{(1)}(\vec{r}) - \tilde{V}^{(1)}(E;\vec{r})\, \Phi^{(0)}(\vec{r}) -$$

$$-2i\vec{\nabla}_{\perp}^2 \Phi^{(0)}(\vec{r}) \qquad /12б/$$

с граничными условиями

$$\Phi^{(0)}(\vec{r})\,|_{z\to-\infty} = 1 , \qquad /13а/$$

$$\Phi^{(1)}(r)\,|_{z\to-\infty} = 0 . \qquad /13б/$$

Решение системы /12/ можно представить в виде

$$\Phi^{(0)}(\vec{r}) = \exp[-\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z} V^{(0)}(E;\vec{\rho},z')\,dz']; \quad \vec{r} = (\vec{\rho}, z) \qquad /14а/$$

$$\Phi^{(1)}(\vec{r}) = \Phi^{(0)}(\vec{r}) [-\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z} \tilde{V}^{(1)}(E;\vec{\rho},z')\,dz' -$$

$$-\int_{-\infty}^{z} [\Phi^{(0)}(\vec{\rho},z')]^{-1} \vec{\nabla}_{\perp}^2 \Phi^{(0)}(\vec{\rho},z')\,dz'] . \qquad /14б/$$

Заметим, что с точностью до членов порядка $1/p$ справедливо следующее соотношение:

$$\Phi(\vec{r}) = T_z \exp[-\frac{1}{2i}\int_{-\infty}^{z} \tilde{V}(E;\vec{\rho},z')\,dz'] -$$

$$-\frac{1}{2ip} f(\vec{\rho},z) + 0(1/p^2) , \qquad /15/$$

где

$$f(\vec{\rho},z) = \Phi^{(0)}(\vec{r}) \int_{-\infty}^{z} [\Phi^{(0)}(\vec{\rho},z')]^{-1} \vec{\nabla}_{\perp}^2 \Phi^{(0)}(\vec{\rho},z')\,dz' . \qquad /16/$$

Подставляя это выражение в формулу для амплитуды рассеяния

$$T(\vec{p},\vec{k}) = \frac{E}{2\pi} \chi^{+(1)}_{1/2,m_{1z}}(\vec{k}) \times \chi^{+(2)}_{1/2,m_{2z}}(-\vec{k})\, M(\vec{p},\vec{k})\, \chi^{(1)}_{1/2,m_{1z}}(\vec{p}) \times$$

$$\times \chi^{(2)}_{1/2,m_{2z}}(-\vec{p}) \qquad /17/$$

$$V(E;\vec r) = V_1'(E;\vec r) + \frac{1}{(2ip)^2} V_2'(E;\vec r)\,((\vec\sigma^{(1)}\vec L) \times I^{(2)} + I^{(1)} \times (\vec\sigma^{(2)}\vec L)) + \frac{1}{(2ip)^3} V_3'(E;\vec r)\,((\vec\sigma^{(1)}\vec L) \times (\vec\sigma^{(2)}\vec L)) + \frac{1}{2ip} V_4(E;\vec r)\,(\vec\sigma^{(1)} \times \vec\sigma^{(2)}) + \frac{1}{2ip} V_5(E;\vec r)\,((\vec\sigma^{(1)}\vec r) \times (\vec\sigma^{(2)}\vec r)), \qquad /2/$$

где $\vec L = -i[\vec r \times \vec\nabla]$,

$\vec\sigma^{(1)}$ и $\vec\sigma^{(2)}$ - спиновые матрицы Паули для первой и второй частиц соответственно. V_1', V_2', V_3, V_4, V_5 предполага-ются гладкими функциями r^2, могущими параметрически зависеть от энергии.

Будем искать решение уравнения /1/ с квазипотен-циалом /2/, отвечающее рассеянию при высоких энергиях на малые углы, в виде*

$$\Psi(\vec r) = e^{ipz}\, F(\vec r). \qquad /3/$$

Мы будем интересоваться амплитудой рассеяния с точностью до членов порядка $1/p$ по сравнению с ос-новным вкладом при высоких энергиях, и в связи с этим все дальнейшие операции с квазипотенциалом и ам-плитудой рассеяния будем производить с этой точ-ностью. Из рассмотрения будут, однако, исключены чле-ны амплитуды, не приводящиеся к виду двумерного пред-ставления по прицельному параметру. Заметим, что учет таких членов сводится эффективно к некоторому пере-определению квазипотенциала, не влияющему на общ-ность рассмотрения и несущественному с точки зрения феноменологического анализа данных эксперимента.

* Несколько иной метод решения квазипотенциальных уравнений при высоких энергиях можно найти в /17/.

Представим медленно меняющуюся функцию $F(\vec r)$ в виде

$$F(\vec r) = \Phi(\vec r)\, \chi^{(1)}_{1/2,\,m_{1z}}(\vec p) \times \chi^{(2)}_{1/2,\,m_{2z}}(-\vec p), \qquad /4/$$

где $\chi^{(i)}_{1/2,\,m_z}$ - обычные двухкомпонентные спиноры. Под-ставляя /3/ и /4/ в уравнение /2/ и используя опера-торное разложение

$$e^{-ipz}\, W(-i\vec\nabla)\, e^{ipz} \underset{p\to\infty}{\approx} p\left(1 - \frac{i\partial_z}{p} - \frac{\vec\nabla^2}{2p^2} + \ldots\right), \qquad /5/$$

приходим к уравнению

$$\left(2i\partial_z + \frac{\vec\nabla^2}{p}\right) \Phi(\vec r) = -\tilde V(E;\vec r)\, \Phi(\vec r) \qquad /6/$$

с граничным условием

$$\Phi(\vec r)\Big|_{z\to-\infty} = 1. \qquad /7/$$

Здесь

$$\tilde V(E;\vec r) = e^{-ipz}\, V(E;\vec r)\, e^{ipz}. \qquad /8/$$

С точностью до членов порядка $1/p$ по сравнению с главным членом $\tilde V$ имеет вид:

$$\tilde V(E;\vec r) = V^{(0)}(E;\vec r) + \frac{1}{2ip} \tilde V^{(1)}(E;\vec r), \qquad /9/$$

где

$$\tilde V^{(1)}(E;\vec r) = V_1(E;\vec r) + V_2(E;\vec r)\,([\vec\sigma^{(1)} \times \vec r]_z \times I^{(2)} + I^{(1)} \times [\vec\sigma^{(2)} \times \vec r]_z) + V_3(E;\vec r)\,([\vec\sigma^{(1)} \times \vec r]_z \times [\vec\sigma^{(2)} \times \vec r]_z) + V_4(E;\vec r)\,(\vec\sigma^{(1)} \times \vec\sigma^{(2)}) + V_5(E;\vec r)\,((\vec\sigma^{(1)}\vec r) \times (\vec\sigma^{(2)}\vec r)), \qquad /10a/$$

и отбрасывая в порядке $1/p$ члены, не приводящиеся в окончательном ответе к двумерному фурье-представлению, получим для M:

$$M(\vec{p},\vec{k}) = \int d\vec{r}\, e^{i(\vec{p}-\vec{k})\vec{r}}\, \tilde{V}(E;\vec{r})\, \Phi(\vec{r}) \simeq \qquad /18/$$

$$\simeq (-2i) \int d^2\rho\, e^{i\vec{\rho}\vec{\Delta}_\perp} \left[T_z \exp\left(-\frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}(E;\vec{\rho},z')\, dz' \right) - 1 \right].$$

Учитывая формулу /9/, выражение для M можно записать в виде

$$M = M^{(0)} + \frac{1}{2ip} M^{(1)}. \qquad /19/$$

Здесь

$$M^{(0)} = -2i \int d^2\rho\, e^{i\vec{\rho}\vec{\Delta}_\perp} \{ e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} - 1 \}; \qquad /20а/$$

$$M^{(1)} = -2i \int d^2\rho\, e^{i\vec{\rho}\vec{\Delta}_\perp}\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} \phi(E;\vec{\rho}); \qquad /20б/$$

$$\chi_0(E;\rho) = -\frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} V^{(0)}(E;\vec{r})\, dz; \qquad /21/$$

$$\phi(E;\vec{\rho}) = -\frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{V}^{(1)}(E;\vec{r})\, dz = \qquad /22/$$

$$= \chi_1(E;\vec{\rho}) + \chi_2(E;\vec{\rho}) \left([\vec{\sigma}^{(1)} \times \vec{r}]_z \times I^{(2)} + I^{(1)} \times [\vec{\sigma}^{(2)} \times \vec{r}]_z \right) +$$

$$+ \chi_3(E;\vec{\rho}) \left([\vec{\sigma}^{(1)} \times \vec{r}]_z \times [\vec{\sigma}^{(2)} \times \vec{r}]_z \right) + \chi_4(E;\vec{\rho}) \left(\vec{\sigma}^{(1)} \times \vec{\sigma}^{(2)} \right) +$$

$$+ \chi_5(E;\vec{\rho}) \left((\vec{\sigma}_\perp^{(1)} \vec{\rho}) \times (\vec{\sigma}_\perp^{(2)} \vec{\rho}) \right) + \chi_5'(E;\vec{\rho}) \left(\sigma_z^{(1)} \times \sigma_z^{(2)} \right),$$

$$\vec{\sigma} = (\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z) = (\vec{\sigma}_\perp, \sigma_z);$$

$$\chi_i(E;\vec{\rho}) = -\frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} V_i(E;\vec{r})\, dz, \qquad i = 1, \ldots, 5; \qquad /23а/$$

$$\chi_5'(E;\vec{\rho}) = -\frac{1}{2i} \int_{-\infty}^{\infty} z^2 V_5(E;\vec{r})\, dz. \qquad /23б/$$

После несложных, но довольно громоздких преобразований матрицу рассеяния M можно привести к виду /здесь мы используем обозначения, принятые в [18]/

$$M = \alpha + \beta (\sigma_y^{(1)} \times \sigma_y^{(2)}) +$$

$$+ i\gamma (\sigma_y^{(1)} \times I^{(2)} + I^{(1)} \times \sigma_y^{(2)}) + \qquad /24/$$

$$+ \delta (\sigma_x^{(1)} \times \sigma_x^{(2)}) + \epsilon (\sigma_z^{(1)} \times \sigma_z^{(2)}),$$

где

$$\alpha = \alpha^{(0)} + \frac{1}{2ip} \alpha^{(1)}; \qquad /25а/$$

$$\beta = \frac{1}{2ip} \beta^{(1)}; \quad \gamma = \frac{1}{2ip} \gamma^{(1)}; \quad \delta = \frac{1}{2ip} \delta^{(1)}; \quad \epsilon = \frac{1}{2ip} \epsilon^{(1)}; \qquad /25б/$$

$$\alpha^{(0)} = -4\pi i \int_0^{\infty} \rho\, d\rho\, J_0(\rho \Delta_\perp) \{ e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} - 1 \}; \qquad /26а/$$

$$\alpha^{(1)} = -4\pi i \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})}\, \chi_1(E;\vec{\rho}) ; \qquad /26б/$$

$$\beta^{(1)} = -4\pi i \Big\{ \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} \Big[\frac{\rho^2}{2} \chi_3(E;\vec{\rho}) + \frac{\rho^2}{2} \chi_5(E;\vec{\rho}) \Big] - \qquad /26в/$$

$$- \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_2(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} \Big[\frac{\rho^2}{2} \chi_3(E;\vec{\rho}) - \frac{\rho^2}{2} \chi_5(E;\vec{\rho}) \Big] \Big\};$$

$$\gamma^{(1)} = 4\pi i \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_1(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})}\, \rho\chi_2(E;\vec{\rho}) ; \qquad /26г/$$

$$\delta^{(1)} = -4\pi i \Big\{ \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\Delta_\perp) \Big[\frac{\rho^2}{2} \chi_3(E;\vec{\rho}) + \chi_4(E;\vec{\rho}) + \frac{\rho^2}{2} \chi_5(E;\vec{\rho}) \Big] +$$

$$+ \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_2(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} \Big[\frac{\rho^2}{2} \chi_3(E;\vec{\rho}) - \frac{\rho^2}{2} \chi_5(E;\vec{\rho}) \Big] \Big\}; \qquad /26д/$$

$$\epsilon^{(1)} = -4\pi i \int_0^\infty \rho\, d\rho\, J_0(\rho\Delta_\perp)\, e^{\chi_0(E;\vec{\rho})} \big[\chi_4(E;\vec{\rho}) + \chi_5'(E;\vec{\rho}) \big]. \qquad /26е/$$

Полученные здесь результаты могут быть использованы для анализа экспериментальных данных по упругим и квазиупругим нуклон-нуклонным процессам при высоких энергиях.

Авторы выражают глубокую благодарность В.А.Матвееву, А.Н.Тавхелидзе за интерес к работе и полезные замечания, Ю.М.Казаринову, С.П.Кулешову, А.Н.Сисакяну, Л.А.Слепченко, М.А.Смондыреву за плодотворные дискуссии.

Литература

1. *V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 29B, 191 (1969).*
2. *В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ЭЧАЯ, т. I, стр. 91, Атомиздат, М., 1970.*
3. *В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко. ТМФ, 11, 37 /1972/.*
4. *M.I.Dzhgarkava, V.R.Garsevanishvili, S.V.Goloskokov, Yu.M.Kazarinov, V.A.Matveev, I.K.Potashnikova, I.N.Silin, L.A.Slepchenko. Nucl.Phys., B67, 232 (1973).*
5. *A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963);*
   В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", посвященном Н.Н.Боголюбову в связи с его 60-летием. Наука, М., 1969.
6. *S.P.Alliluyev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov. Phys.Lett., 18, 195 (1965).*
7. *D.I.Blokhintsev. Nucl.Phys., 31, 628 (1962).*
8. *O.A.Khrustalev, V.I.Savrin, N.E.Tyurin. JINR Preprint, E2-4479, Dubna, 1969.*
9. *B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze.Nuovo Cim.,4A,182(1971).*
10. *V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Rev., D4, 849 (1971).*
11. *Г.М.Десимиров, Д.Ц.Стоянов. Препринт ОИЯИ, 1482, Дубна, 1964.*
12. *Р.Н.Фаустов. Лекция Международной школы теоретической физики при ОИЯИ, Дубна, 1964, т. II.*
13. *V.A.Matveev, R.M.Muradyan, A.N.Tavkhelidze. JINR Preprint, E2-3488, Dubna, 1967.*
14. *V.G.Kadyshevsky, M.D.Mateev. Nuovo Cim., 55A, 275 (1968).*
15. *А.А.Хелашвили. Препринт ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.*
16. *S.Nilsson. Lectures at the International School on Elementary Particle Physics, Herceg Novi, 1968.*
17. *С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, М.А.Смондырев. ТМФ, 14, 325 /1973/.*
18. *М.Гольдбергер, К.Ватсон. Теория столкновений. Мир, М., 1967.*

Рукопись поступила в издательский отдел 12 сентября 1975 года.