

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ46.2а

Д-371

1533 / 2-78

Г.М.Десмиров, Н.П.Петкова

3/IV-78

P2 - 11126

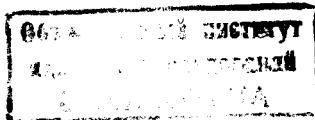
СТРУКТУРА ПРОТОНА
И КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ
ПРОТОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
С ФОРМФАКТОРАМИ ОБЩЕГО ВИДА

1978

P2 - 11126

Г.М.Десмиров, Н.П.Петкова

**СТРУКТУРА ПРОТОНА
И КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ
ПРОТОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
С ФОРМФАКТОРАМИ ОБЩЕГО ВИДА**



Десмиров Г.М., Петкова Н.П.

P2 - 11126

Структура протона и квазипотенциальное описание протон-электронного взаимодействия с формфакторами общего вида

Рассмотрена структура протона и дано квазипотенциальное описание протон-электронного взаимодействия. Проведено сравнение квазипотенциалов, построенных по двум вариантам квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе. Применен первый вариант этого подхода с использованием двухвременной функции Грина и фейнмановской калибровки. Структура протона описана при введении формфакторов общего вида в приближении рассеяния.

Квазипотенциал построен в четырехкомпонентной дираковской форме. Ввиду сложности результата записан только главный член. Сделан переход к паулиевскому двухкомпонентному представлению и построено низкоэнергетическое приближение. В такой форме можно провести сравнение результатов, полученных в двух вариантах квазипотенциального подхода. На массовой поверхности квазипотенциалы совпадают. Первый вариант подхода приводит к появлению новых членов, явно зависящих от энергии, которые определены только дираковским электрическим формфактором.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Decimirov G.M., Petkova N.P.

P2 - 11126

Proton Structure and Quasipotential Description of Proton-Electron Interaction with Form Factors of General Type

Proton structure and quasipotential description of proton-electron interaction are considered. The comparison of quasipotentials constructed by two versions of the Logunov and Tavkhelidze quasipotential approach has been performed. The first version has been applied with the use of Green's two-time functions and of the Feynman calibration. The proton structure is described by introducing form factors of general type in the scattering approximation. A quasipotential has been constructed in the 4-component Dirac form. Due to the complexity of the result, one principal term has been written only. The transition to the Pauli 2-component representation has been made and the low-energy approximation has been constructed. This form allows one to compare the results obtained in two versions of the quasipotential approach. On the mass shell quasipotentials coincide. In the first variant new terms appear explicitly dependent upon the energy and determined by the Dirac electric form factor.

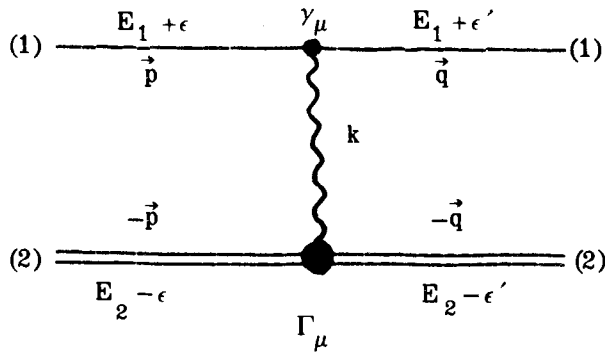
Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

§1. В двух предыдущих работах^{/1,2/} была рассмотрена структура протона и было дано квазипотенциальное описание протон-электронного взаимодействия. Электромагнитная структура протона описывалась введением простых модельных формфакторов и строился квазипотенциал по первому варианту квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе^{/3/} с помощью полной двухвременной функции Грина при использовании обычной фейнмановской калибровки. Расчеты велись в соответствии с работами^{/4,5/}. Электрический формфактор Дирака и магнитный формфактор Паули выбирались в точном соответствии с работами^{/6,7/}, в которых квазипотенциал строился по второму варианту квазипотенциального подхода^{/3/} с помощью матричных элементов матрицы рассеяния на массовой поверхности. Цель настоящей работы - сравнение квазипотенциалов, строившихся по обоим вариантам квазипотенциального подхода Логунова и Тавхелидзе в приближении однофотонного обмена. В^{/1/} было установлено совпадение на массовой поверхности соответствующих квазипотенциалов в низкоэнергетическом приближении двухкомпонентной паулиевской формы, в^{/2/} оказалось невозможным сделать подобное сравнение. В^{/1,2/} была построена также общая четырехкомпонентная дираковская форма квазипотенциала, явно зависящая от энергии. Ввиду сложности результата записан только главный член квазипотенциала.

В работах^{/8,9/} Фаустов рассмотрел квазипотенциал однофотонного обмена снова с помощью второго варианта квазипотенциального подхода, не вводя модельных форм-

факторов в явной форме. Применена кулоновская калибровка. Предложено пользоваться "приближением рассеяния", в котором только пространственная часть передачи импульса в системе центра масс не исчезает. Это означает малый выход за массовую поверхность, и в таком приближении возможно построение квазипотенциала с формфакторами общего вида, без использования конкретных модельных представлений. Такую схему можно использовать и в рамках первого варианта квазипотенциального подхода.

§2. Ниже будет рассмотрено протон-электронное взаимодействие в приближении однофотонного обмена /см. рисунок/. Электрон предполагается бесструктурным



и электронные формфакторы не вводятся. Будем пользоваться обозначениями, которые введены в работах ^{/1,2/}. Структуру протона можно учесть, вводя эффективную протонную вершину следующего вида:

$$\Gamma_\mu = e\gamma_\mu \rho(k^2) + ig \frac{e}{2M} \sigma_{\mu\nu} k^\nu f(k^2), \quad /1/$$

где $\rho(k^2)$ - электрический дираковский формфактор, $f(k^2)$ - паулевский магнитный формфактор, $k = (k^\nu)$ - четырехвектор передачи импульса. Как обычно, функции $f(k^2)$ и $\rho(k^2)$ считаются нормированными условиями

$\rho(0)=1, f(0)=1$. В приближении рассеяния можно написать

$$\rho(k^2) = \rho(k^0, \vec{k}) = \rho(k^2), \quad f(k^2) = f(k^0, \vec{k}) = f(k^2).$$

Следуя ^{/1,2,4,5/}, после довольно длинных вычислений с использованием обычной фейнмановской калибровки можно получить квазипотенциал в четырех-компонентной дираковской форме:

$$\begin{aligned} V(\vec{p}, \vec{q}, E) = & e^2 \Lambda_1^+(\vec{p}) \Lambda_2^+(-\vec{p}) \times \\ & \times \left\{ \rho(k^2) \frac{(2E - Q_m - Q_M - P_m - P_M - 2|\vec{k}|)(I - \vec{a}_1 \cdot \vec{a}_2)}{2|\vec{k}|(E - Q_m - P_m - |\vec{k}|)(E - Q_M - P_M - |\vec{k}|)} + \right. \\ & + igf(k^2) \frac{(E - Q_m - Q_M)(\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_\mu^0)_2 |\vec{k}| - (\gamma^0 \vec{\sigma}_\mu \cdot \vec{k})_2]}{4M|\vec{k}|(E - P_m - Q_m - |\vec{k}|)(P_M - Q_M + |\vec{k}|)} - \\ & - igf(k^2) \frac{(E - P_m - P_M)(\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_\mu^0)_2 |\vec{k}| + (\gamma^0 \vec{\sigma}_\mu \cdot \vec{k})_2]}{4M|\vec{k}|(E - Q_M - P_m - |\vec{k}|)(Q_M - P_M + |\vec{k}|)} + \\ & \left. + igf(k^2) \frac{(\gamma^0 \gamma^\mu)_1 [(\gamma^0 \sigma_\mu^0)_2 (Q_M - P_M) - (\gamma^0 \vec{\sigma}_\mu \cdot \vec{k})_2]}{2M[(P_M - Q_M)^2 - \vec{k}^2]} \right\} \times \\ & \times \Lambda_1^+(\vec{q}) \Lambda_2^+(-\vec{q}) + \dots \quad /2/ \end{aligned}$$

$\vec{k} = \vec{p} - \vec{q}$ - трехмерная передача импульса, $E = E_1 + E_2$ - полная энергия системы, все величины - в системе центра масс/.

Здесь записан, как и в работах ^{/1,2/}, только главный член квазипотенциала. Можно получить и остальные члены в обкладках со всеми комбинациями знаков проекционных операторов: /++/.../--/, /--/.../++/, /-+/-.../-+/. Как известно, они не дают вклада в низкоэнергетическом приближении, поэтому и не записаны.

В такой форме квазипотенциал в ^{/8,9/} не записан, и сравнение результатов, полученных по обоим вариантам квазипотенциального подхода, невозможно. Переходя в /2/ к паулиевскому двухкомпонентному представлению квазипотенциала и производя разложение, как обычно, по малым параметрам низкоэнергетического приближения, при сохранении низших порядков в разложении, можно получить главный член квазипотенциала в следующем виде:

$$\begin{aligned}
 U_{++}(\vec{p}, \vec{q}, E) = & e^2 \rho(\vec{k}^2) \left[-\frac{1}{\vec{k}^2} + \frac{1}{8\mu^2} - \frac{\vec{p}^2 + \vec{q}^2}{2mM\vec{k}^2} + \right. \\
 & + \frac{1}{4mM} \left(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 - \frac{(\vec{k} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{k} \cdot \vec{\sigma}_2)}{\vec{k}^2} \right) + \frac{(\vec{p}^2 - \vec{q}^2)^2}{4mM|\vec{k}|^4} - \\
 & - i \frac{\vec{p} \times \vec{q}}{4\vec{k}^2} \left(\vec{\sigma}_1 \left(\frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{M^2} \right) + \vec{\sigma}_2 \left(\frac{1}{\mu^2} - \frac{1}{m^2} \right) \right) - \\
 & - \frac{1}{4|\vec{k}|^3} \left(2 \frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{p}^2 + \vec{q}^2}{\mu} \right) - \\
 & - \frac{1}{8|\vec{k}|^4} \left(\left(\frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{p}^2}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{q}^2}{\mu} \right)^2 \right) + \\
 & + \frac{g}{2M} f(\vec{k}^2) \left[\frac{1}{2M} - i \frac{\vec{\sigma}_2 \cdot (\vec{p} \times \vec{q})}{\mu \vec{k}^2} + \frac{1}{2m} \left(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 - \frac{(\vec{k} \cdot \vec{\sigma}_1)(\vec{k} \cdot \vec{\sigma}_2)}{\vec{k}^2} \right) \right] \Big]
 \end{aligned}$$

/3/

/ $\mu = mM/(m+M)$ - редуцированная масса системы/.

Формулу /3/ можно сравнивать с формулами /2,3/ из ^{/8/} или /А.3/ из ^{/9/}, имея в виду, что учитывается только протонная структура и вычисления сделаны нами в фейнмановской калибровке, поэтому сравнение имеет смысл сделать в приближении $d=1$. Простым образом можно установить совпадение формул, полученных по обоим вариантам квазипотенциального подхода, с точностью до членов

$$\begin{aligned}
 \Delta U(\vec{p}, \vec{q}, E) = & e^2 \rho(\vec{k}^2) \left[\frac{1}{4|\vec{k}|^3} \left(2 \frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{p}^2 + \vec{q}^2}{\mu} \right) + \right. \\
 & + \frac{1}{8|\vec{k}|^4} \left(\left(\frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{p}^2}{\mu} \right)^2 + \left(\frac{E^2 - (m+M)^2}{m+M} - \frac{\vec{q}^2}{\mu} \right)^2 \right) \Big]
 \end{aligned}$$

/4/

содержащихся в /3/. Подобные члены были найдены в ^{/1,2/}. На массовой поверхности они исчезают, и получается точное соответствие результатов, как это было установлено и в ^{/1,4/}. В этом представлении весь вклад явной зависимости квазипотенциала от энергии сосредоточен в членах /4/, которые определяются только дираковским электрическим формфактором $\rho(\vec{k}^2)$. Члены типа /4/, которые получились в ^{/1,2/}, имеют аналогичные свойства.

Один из авторов /Г.М.Д./ выражает благодарность А.Тавхелидзе и Р.Фаустову за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Desimirov G.M., Mateev M.D. *Nuovo Cim.*, 1967, X, v.52A, p.1366.
2. Desimirov G.M., Petkova N.P. *Lett. al Nuovo Cim.*, 1973, v.7, No 14, p.638.
3. Logunov A., Tavkheldidze A. *Nuovo Cim.*, 1963, v.29, p.380.
4. Десимиров Г., Стоянов Д. *ОИЯИ, Р-1658, Дубна, 1964; Известия на Физ. инст. с АН ЕБ БАН, 1965, т. XIII, кн. I, с. 149.*
5. Desimirov G.M., Mateev M.D. *Nucl. Phys.*, 1967, v. B2, p.218.
6. Faustov R.N. *Nucl. Phys.*, 1966, v.75, p.669.
7. Тюхляев Ю., Фаустов Р. *ЯФ, 1965, т. 2, вып. 5, №3, с. 882.*
8. Фаустов Р.Н. *ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. I, с. 238.*
9. Фаустов Р.Н. *Лекции для молодых ученых, вып. I, ОИЯИ, 8246, Дубна, 1974.*

**Рукопись поступила в издательский отдел
7 декабря 1977 года.**