Доклады Академии Наук СССР
1938. Том XXI, № 1—2

ФИЗИКА

Д. ИВАНЕНКО

ПРОСТЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПОТЕНЦИАЛА ПРОКА́

(Представлено академиком С. И. Вавиловым 10 VIII 1938)

После того как разными авторами была высказана гипотеза о целочисленном спине полутяжелой частицы массы $m_a \backsim 200\ m$* (1), в уравнениях Прока́ был найден готовый аппарат для их описания. Представляется существенным проследить детали возможного переноса взаимодействия между нейтронами-протонами новыми частицами, так как взаимодействие через частицы полуцелого спина ведет к уже известной теории β-сил, связанной в частности с добавочной гипотезой нейтрино.

1) Укажем прежде всего, что сложный вывод формулы взаимодействия нейтрона-протона с полутяжелым полем, данный Кеммером (2), может быть проделан без всякого искусственного разделения поля на поперечное и продольное и т. д., при помощи следующих двух замечаний.

Так как поле Прока́ характеризуется потенциалом совершенно аналогично комплексному максвелловскому, то взаимодействие протона-нейтрона с полем будет задано формулой:

$$U_1 = g\,[\varphi_0 + (\alpha\varphi)]\,Q + c.c., \tag{1}$$

где g—новый заряд, α—скорость тяжелой частицы и Q—гейзенберговский оператор превращения протона-нейтрона.

В нерелятивистском приближении остается лишь член, аналогичный скалярному потенциалу, который и дает во втором приближении искомое взаимодействие нейтрон-протон вида: $V_1 = \frac{e^{-k_0 r}}{r} P_H$, а при учете скорости аналогичной формулы Меллера-Брейта (P_H — оператор гейзенберговского обмена) $k_0 = \frac{m_a c}{R}$.

2) С другой стороны, эмпирика дейтерона требует преимущественно майорановских сил, которые в нерелятивистском приближении из (1) вовсе не могут появиться. Как было показано однако в общей теории переноса взаимодействия, развитой на модели β-сил (3), майорановские силы непосредственно получаются при введении дополнительного члена связи тяжелой частицы с полем полутяжелых вида:

$$U_2 = \mu\gamma_{\mu\nu} F_{\mu\nu}\, Q + c.c. \tag{2}$$

или в нерелятивистском приближении $U_2 = \mu\,(\sigma H)$, где σ — спин тяжелой частицы, H—квази-магнитная часть поля Прока́. Таким образом связь с полем будет задаваться членом типа Паули, где μ играет роль собственного квази-магнитного момента тяжелой частицы. Независимо от отсутствия обмена (даже спинами) при электромагнитном взаимодействии

* m—масса электрона.

член вида (2), как известно, здесь излишен, так как связь (1) по Дираку автоматически приводит к моменту $\mu' = gh/2Mc$.

В случае же тяжелой частицы и поля Проќа эмпирически требуется соответствующий врожденный квази-магнитный момент, оказывается по порядку равный

$$\mu \sim \frac{gh}{m_a c}, \tag{3}$$

т. е. примерно в $\frac{m_a}{M}$ раз больше, чем дираковский квази-магнитный момент μ' тяжелой частицы, взаимодействующей с полем полутяжелых, так что введение члена (2) совершенно необходимо. Аналогичным путем можно рассмотреть также силы Бартлетта.

3) За неимением точных данных о полутяжелой массе и заряде тяжелой частицы мы вынуждены определить их из сравнения со значениями потенциальной ямы, магнитного момента и массового дефекта, напр. дейтерона.

Отметим, что самые простые соображения позволяют указать верхнюю границу для двух новых постоянных. Применим для этой цели к потенциалу Проќа теорему вириала и квантование по Бору. Последующая проверка сравнением с решением вариационным путем и по возмущенному уравнению Шредингера доказывает хорошее приближение этого метода. По теореме вириала, исходя из потенциальной энергии в сингулетном состоянии, получаем для полной энергии выражение, содержащее множитель $(k_0 r - 1)$, а отсюда фундаментальное условие для среднего радиуса дейтерона:

$$r < \frac{1}{k_0}. \tag{4}$$

Боровское квантование дает второе условие в виде трансцендентного уравнения, которое весьма близко к решению уравнения Шредингера при $r \wedge \frac{1}{k_0}$

Условие его разрешимости дает границу для m_a:

$$\frac{m_a}{M} < 0.37\,\frac{g^2}{hc}. \tag{5}$$

С другой стороны, новая квази-постоянная тонкой структуры g^2/hc во всяком случае должна быть меньше единицы (Гейтлер и сотрудники дают для нее значение $^1/_6$). Таким образом без всякого сравнения с эмпирическими данными на основании лишь общих теоретических соображений мы получаем наряду с условием $g < 11\ e$ верхнюю границу для массы полутяжелой частицы $m_a < 680\ m$.

Аналогичные соображения применимы и для основного состояния дейтерона. Весьма удовлетворительно, что имеющиеся опытные данные не выходят из указанных пределов.

4) В виду успешного применения потенцила Проќа-Юкава к взаимодействию нейтрон-протон естественно задать вопрос: определяется ли также самодействие тяжелых частиц целиком полем Проќа, т. е. имеет ли тяжелая масса полутяжелый характер?

Хотя проблема самодействия не была до сих пор решена для какой-либо частицы, но весьма вероятно допустить, что масса электрона имеет электромагнитный характер в том смысле, что классический электромагнитный радиус электрона действительно соответствует размерам электрона, гравитационный же например радиус оказывается слишком малым. Мы вынуждены поэтому оставить гипотезу электромагнитной, а также β-природы тяжелой массы (по крайней мере в простейшем варианте, основанном на теории β-распада Ферми), ибо в этом случае нейтрону-протону пришлось бы приписать радиус 10^{-16} вместо требуемого 10^{-13} см.

До сих пор можно было думать, что правильное решение задачи взаимодействия непосредственно ведет к решению самодействия.

Рассмотрение потенциала Прокá показывает, что это не так и проблема самодействия, даже независимо от ее точной формулировки, не сводится к вопросу о силах. В самом деле, попытаемся построить поверхностно и объемно квази-заряженную тяжелую частицу при помощи поля Прокá, так же как электрон строится из электромагнитного поля.

Мы получим для энергии выражения:

$$E_S = \frac{1}{2} g^2 \left(\frac{1}{a} + k_0 \right) e^{-2k_0 a};$$

$$E_V = \frac{9}{4} \frac{g^2}{a^6 k_0^2} \left\{ \frac{2}{3} a^3 - \frac{1}{k_0} \left(a^2 - \frac{1}{k_0^2} \right) - \frac{1}{k_0} \left(a + \frac{1}{k_0} \right)^2 e^{-2k_0 a} \right\}, \qquad (6)$$

которые переходят при $k_0 = 0$ в известные классические значения.

Подставляя $g \sim 5\, e$, $m_a = 200\, m$, получим для радиуса тяжелой частицы недопустимо малое значение $a \sim 10^{-15}$ см. Нам кажется, что к этому результату следует отнестись серьезно, ибо метод введения классического радиуса частиц (или обрезания соответственных интегралов при некотором импульсе) отнюдь не устраняется, но лишь приобретает иную, более точную, в частности релятивистскую, формулировку в тех или иных моделях самодействия: нелинейные уравнения поля частиц, переносящих взаимодействие, как теория Борна-Инфельда, квантование пространства, в первоначальном варианте введения минимального расстояния ([4]), или в виде введения максимального импульса по Борну.

Проверка полученных результатов как при помощи простых нелинейных обобщений уравнений Прокá (которые проводятся здесь относительно легче, чем в теории Борна-Инфельда, в виду отсутствия калибровочной инвариантности, так же как в теории Ми), так и при помощи инвариантного метода максимального импульса по Борну не изменит недопустимо малого порядка полученного радиуса тяжелой частицы. В виду этого мы не можем сейчас принять в простом виде гипотезу полутяжелой природы тяжелых частиц.

Подчеркнем наконец тесное родство разных моделей самодействия, которые мы использовали выше (тем или иным путем вводящих новую постоянную радиуса). Например боровский вариант квантования пространства заключается в измененном подсчете числа состояний. В случае электромагнитного поля мы имеем выражение

$$Z_\nu = \frac{8\pi\nu^2 d\nu}{c^3} \left(1 - \frac{\nu^2}{\nu_0^2} \right)^{-\frac{1}{2}},$$

где добавочный множитель можно толковать происходящим от наличия диэлектрической постоянной вакуума, отличной от единицы, $\varepsilon \sim 1 + \frac{\nu^2}{\nu_0^2}$.

Отсюда возникает важный вопрос о соответствии той или иной нелинейной теории с данным квантованием пространства. Мы вернемся к проблеме структуры вакуума в ближайшей работе совместно с В. И. Родичевым, принимавшим также участие в настоящих соображениях.

Сибирский физико-технический институт.
Томск.

Поступило
27 VII 1938.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Durandin u. Erschow, Sow. Phys., **12**, 466 (1937). [2] Kemmer, Proc. Roy. Soc., **166**, 127 (1938). [3] Ig. Tamm, Sow. Phys., **10**, 567 (1936). [4] Ambarzumian u. Iwanenko, ZS. d. Phys., **64**, 563 (1930).