

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

КОГДА СЛАБОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТАНОВИТСЯ СИЛЬНЫМ?

В моей статье «О нелокальных и нелинейных теориях поля», опубликованной во втором выпуске «Успехов физических наук» за 1957 год, было рассмотрено понятие сильного взаимодействия¹. При этом под сильным взаимодействием понималось такое взаимодействие, когда в течение времени столкновения частиц их энергия, в основном, сосредоточивается в их энергии взаимодействия, а не в их собственной, кинетической энергии.

На основе этого критерия был рассмотрен ряд примеров, в частности электромагнитные взаимодействия электронов. Однако не было рассмотрено слабое взаимодействие электронов с участием μ -мезонов и нейтрино.

Оказывается, что это взаимодействие может стать сильным в определенном выше смысле.

Ниже приводится доказательство этого утверждения, и это письмо является, таким образом, дополнением к главе моей статьи, посвященной физике сильного взаимодействия.

Рассмотрим процесс взаимодействия нейтрино и электрона с превращением электрона в μ -мезон:

$$\nu + e \rightarrow \mu + \nu' \quad (1)$$

Это своеобразное «комбинационное» рассеяние нейтрино на электроне. Плотность энергии по порядку величины в этом случае равна

$$W = g^* \bar{\psi}_e \psi_\mu \bar{\psi}_\nu \psi_{\nu'} \quad (2)$$

где g^* — константа Ферми, а ψ_e , ψ_μ , ψ_ν суть волновые функции электрона, μ -мезона и нейтрино соответственно. Величина g^* может быть записана в виде

$$g^*/\hbar c = \Lambda_0^2, \quad (3)$$

где Λ_0 — некоторая длина порядка $\cong 10^{-16}$ см (на возможное значение этой длины в связи с несохранением четности, обратил внимание И. С. Шапиро²). Плотность кинетической энергии, например, для электронов будет

$$\epsilon_3 = \bar{\psi}_3 D \psi_3, \quad (4)$$

где $D = \alpha p + \beta m c^2$ есть гамильтониан Дирака. Отсюда порядок величины

$$\bar{\psi}_3 \psi_3 \cong \frac{\epsilon_3 l}{\hbar c}, \quad (5)$$

где l — характерный масштаб пространственной области, определяющий величину градиентов так, что $\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t}$, $\frac{\partial}{\partial x} \cong 1/l$. Стало быть, порядок величины W будет

$$W = \frac{g^{*2} l^2}{\hbar^2 c^2} \epsilon_3^{1/2} \epsilon_\mu^{1/2} \epsilon_\nu. \quad (6)$$

Полагая $\epsilon_3 = \alpha \epsilon$, $\epsilon_\mu = \beta \epsilon$, $\epsilon_\nu = \gamma \epsilon$, где ϵ — полная плотность энергии, найдем:

$$\epsilon \cong \epsilon (\alpha + \beta + \gamma) + \frac{g^{*2} l^2}{\hbar^2 c^2} \epsilon^2 \alpha^{1/2} \beta^{1/2} \gamma. \quad (7)$$

В соответствии с определением взаимодействие будет сильным, если при $\alpha + \beta + \gamma \ll 1$ ($\alpha, \beta, \gamma > 0$) $W = \frac{g^* l^3}{\hbar^2 c^2} (\varepsilon^2 \alpha^{1/2} \beta^{1/2} \gamma) \cong \varepsilon$, т. е.

$$\varepsilon > \frac{\hbar^2 c^2}{g^* l^2} = \frac{\hbar c}{\Lambda_0^2 l^2} = \varepsilon_{кр}. \quad (8)$$

Рассмотрим теперь пакет нейтрино (в системе центра тяжести электрона и нейтрино) с характерной длиной волны λ и с поперечными размерами $a > \lambda$, падающий на электрон. Плотность энергии ε в этом случае будет:

$$\varepsilon = \frac{\hbar \omega}{\lambda a^2} = \frac{\hbar c}{\lambda^2 a^2}. \quad (9)$$

Далее $l \cong \lambda$. Условие (8) теперь дает $a^2 < \Lambda_0^2$, так как $a > \lambda$, то сильное взаимодействие электрона и нейтрино наступает при

$$\lambda < \Lambda_0. \quad (10)$$

Прямой расчет показывает, что сечение для рассмотренного процесса $\nu + e \rightarrow \mu + \nu'$ по порядку величины равно

$$\sigma \cong \Lambda_0^2 \frac{\Lambda_0^2}{\lambda^2} \quad (11)$$

и, как видно, становится больше $\pi \lambda^2$ при $\lambda < \Lambda_0$. В этой связи следует ожидать, что при длинах волн порядка Λ_0 могут наступить и другие эффекты, которые существенно изменят электромагнитное взаимодействие электронов. Именно при малых расстояниях между электронами возникнет взаимодействие, которое приведет к взаимному рассеянию электронов посредством такого процесса: сперва один из электронов излучает пару нейтрино (или нейтрино и антинейтрино) и превращается в μ -мезон. Второй электрон поглощает эти нейтрино и также превращается в другой μ -мезон. Затем этот мезон излучает нейтрино, которые поглощаются первым мезоном. В результате возникают два рассеянных электрона.

Эти же процессы приводят к размазыванию электронного заряда, т. е. к возникновению «форм-фактора» электрона. Этот «форм-фактор» будет существенно менять эффект Комптона на электроны при больших энергиях фотонов и электромагнитное взаимодействие электронов. Происхождение такого размазывания легко видеть из того обстоятельства, что, кроме непосредственного поглощения и излучения реальных или виртуальных фотонов электроном, возможно еще поглощение и излучение их μ -мезоном, возникающим при временной диссоциации электрона на μ -мезон и пару нейтрино.

Положение дел аналогично возникновению π -мезонного облачка вокруг нуклонов. Аналогия эта, однако, неполная, так как в случае π -мезонного облачка его масштабы определяются комптоновской длиной π -мезона, а в случае электрона существенной оказывается длина Λ_0 , а не комптоновская длина μ -мезона.

Указанные здесь эффекты опять-таки существенны при длинах волн реальных или виртуальных фотонов, близких к Λ_0 .

В заключение одно замечание о роли слабых взаимодействий типа $p \rightleftharpoons n + e^+ + \nu$ при столкновении нуклонов. Как было отмечено в моей статье, это взаимодействие ни при каких энергиях нуклонов не становится сильным.

При этом было предположено, что энергия нуклонов в системе центра тяжести распределена в объеме эллипсоида $V \cong l_0^3 \sqrt{\frac{Mc^2}{E}}$, где l_0 — комптоновская длина μ -мезонов $\left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)$ или, может быть, нуклонов $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)$; E — энергия нуклона в лабораторной системе координат.

Если же считать, что энергия нуклона может быть сосредоточена в как угодно малой области, то при длинах волн нуклона $\lambda < \Lambda_0$ (в системе центра тяжести) слабое взаимодействие станет существенным.

Это можно показать рассуждениями, сходными с приведенными выше для нейтрино и электрона. Это же видно и непосредственно из теории парных β -сил Тамма — Иваненко³.

Выражение для потенциала этих сил гласит

$$V = \frac{1}{(2\pi)^3} \left(\frac{\Lambda_0}{R} \right)^5 \frac{\hbar c}{\Lambda_0}. \quad (12)$$

где R — расстояние между нуклонами. При $R < \Lambda_0$ $V = \frac{\hbar c}{\Lambda_0} \gg Mc^2$. При этом нуклон предполагается точечным. Таким образом, оценка значения слабых взаимодействий при столкновении нуклонов существенно зависит от достоверности предположения о том, что собственная энергия покоящегося нуклона распределена в объеме не меньшем $\left(\frac{\hbar}{Mc}\right)^3$. Теория генерации мезонов при столкновении энергичных нуклонов подтверждает это последнее предположение⁴.

Д. И. Блохинцев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Блохинцев, УФН **61**, 137 (1957).
2. И. С. Шапиро, УФН **61**, 313 (1957).
3. И. Е. Тамм и Д. Д. Иваненко, Nature **133**, 981 (1934).
4. С. З. Беленький, Л. Д. Ландау, УФН **56**, 309 (1955).