

89-234



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

С 844

P2-89-234

В. Н. Стрельцов

ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

1989

1. По современным представлениям, основные черты сильных взаимодействий описываются квантовой хромодинамикой. При этом, в частности, глюонное поле является определенным аналогом электромагнитного поля. Вместе с тем, указанная теория включает в себя, конечно, прежние результаты, объясняющие, например, короткодействие ядерных сил. Как известно, в свое время здесь важную роль сыграла идея Юкавы ^{1/}, согласно которой нуклоны взаимодействуют между собой с помощью обмена π -мезонами. При этом потенциал взаимодействия Юкавы /стационарного мезонного поля/ имеет вид

$$\phi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp(-\mu r)}{r} \quad //1/$$

Здесь g_{π} - константа взаимодействия, аналогичная заряду электрона в электродинамике, μ - масса π -мезона, $\hbar = c = 1$. В дальнейшем для объяснения поведения сильных взаимодействий с ростом энергии пришлось также учитывать обмен и более тяжелыми /векторными/ мезонами: ρ , ω и т.д.

Именно наличие юкавской экспоненты у функции ϕ_{π} приводит к тому, что "радиус действия" ядерных сил $\sim \mu^{-1}$ / $\sim 1\text{Ф}$ / гораздо меньше "радиуса действия" электростатических сил, описываемых кулоновским потенциалом. Иными словами, можно сказать, что для фотонов, как и для глюонов, попросту $\mu_{ph} = \mu_g = 0$.

2. В соответствии с решением волнового уравнения для западающих потенциалов электромагнитного поля для релятивистского юкавского потенциала будем иметь

$$\phi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp(-\mu u^1 r_1)}{u^1 r_1} \quad //2/$$

Здесь u^1 - β -скорость нуклона, r_1 - β -расстояние от точки наблюдения /P/ до "заряда" /центра масс нуклона/. В простейшем случае, когда точка P лежит на оси x, а нуклон приближается к ней вдоль этой же оси, формула /2/ переходит в

$$\phi_{\pi} = -g_{\pi} \frac{\exp[-\mu r_x (1 - \beta) u]}{r_x (1 - \beta) u} \quad //2'//$$

Здесь r_x - "запаздывающее" расстояние, β - скорость движения нуклона, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. При этом для простоты полагается, что виртуальные пионы движутся со скоростью, близкой к скорости света ($\beta_\pi \approx 1$).

Как уже было установлено ранее ^{/2/}, электрическое поле впереди движущегося заряда растет с увеличением его скорости в соответствии с формулой

$$\phi = \frac{q}{r_x(1-\beta)}. \quad /3/$$

Из нее прямо следует, что на заданном расстоянии перед движущимся зарядом потенциал поля в $\approx 2\gamma^2$ раза больше, чем на таком же расстоянии от покоящегося заряда. Можно сказать, что имеет место своего рода "релятивистское дальное действие". На рисунке с помощью силовых линий представлено поле такого летящего заряда*.

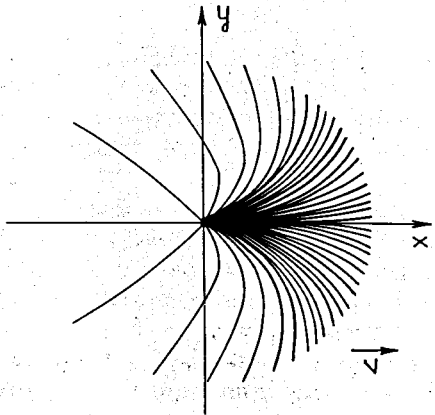


Рис. Электрическое поле движущегося заряда, $v/c = 0,75$.

масштабы продольных расстояний растут именно линейно с ростом энергии или лоренц-фактора /см., например, ^{/3/}. Во всяком случае, для центральных соударений эти расстояния фактически должны определяться именно величиной r_x . Здесь, может быть,

Но вернемся к пионному потенциалу ^{/2'/}. Из-за наличия γ в знаменателе и экспоненты в данном случае отмеченный рост будет происходить значительно слабее. Если $\phi \sim \gamma^2$, то $\phi_\pi \sim \gamma$. Таблица показывает, как меняется "радиус действия" ядерных сил с ростом лоренц-фактора нуклона исходя из условия, что $\phi_\pi(r_x) = \phi_\pi(\mu^{-1})$. Легко видеть, что при $\gamma = 5$ r_x уже возрастает в 10 раз, при $\gamma = 50$ - в 100 раз и т.д., в соответствии с формулой $r_x \approx 2\gamma\mu^{-1}$ **. Отсюда становится понятным тот факт, что при взаимодействии частиц высоких энергий

Таблица

γ	r_x, μ^{-1}	ϕ_V / ϕ_π
1	1	0,005
1	2,6	0,008
5	9,9	0,027
10	20	0,054
20	40	0,11
50	10 ²	0,27
10 ²	2·10 ²	0,54
2·10 ²	4·10 ²	1,08
10 ³	2·10 ³	5,4

должен возрастать. Для ρ и ω соответствующее ^{/2'/} выражение имеет вид

$$\phi_V = -g_V \frac{\exp[-5,5\mu r_x(1-\beta)\gamma]}{r_x(1-\beta)}. \quad /4/$$

Таким образом, отношение соответствующих потенциалов составит

$$a_V = \frac{\phi_V}{\phi_\pi} = \frac{g_V}{g_\pi} \gamma \cdot \exp[-4,5\mu r_x(1-\beta)\gamma]. \quad /5/$$

Третий столбец таблицы показывает, как растет эта величина с ростом γ для $g_V g_\pi^{-1} = 0,5$. Очевидно, что при $\gamma \approx 2 \cdot 10^2$ вклад векторного взаимодействия становится уже сравнимым, а при дальнейшем возрастании энергии станет доминирующим*. Конечно, это утверждение, строго говоря, относится к центральным взаимодействиям, тогда как для периферических столкновений будет по-прежнему преобладать пионный обмен.

* Как кажется, обычная /сжатая/ картинка силовых линий обусловлена фактически использованием формулы лоренцева сокращения.

** В случае $\beta_\pi < 1$ имеем небольшое уменьшение r_x , например, при $\beta_\pi \approx 0,5$ - в 1,3 раза, при $\beta_\pi \approx 0,1$ - в 2 раза.

* Аналогичная причина приводит к росту вклада взаимодействий, например, посредством f и A_2 -мезонов, обладающих спином 2. При этом соответствующее отношение a_t растет значительно быстрее $a_V (a_t \sim \gamma^2)$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yukawa H. - Proc. Phys. - Mat.Soc.Japan, 1935, v.17, p.48.
2. Стрельцов В.Н. - Сообщение ОИЯИ, P2-89-175, Дубна, 1989.
3. Николаев Н.Н. - УФН, 1981, т.134, с.370.
4. Стрельцов В.Н. - Сообщение ОИЯИ, P2-87-877, Дубна, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел
6 апреля 1989 года.