

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ24.1а
Д-796

9/11-76

P2 - 9320

406/2-76

В.М.Дубовик, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамбян

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА

В МЕЗОАТОМАХ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ

1975

P2 - 9320

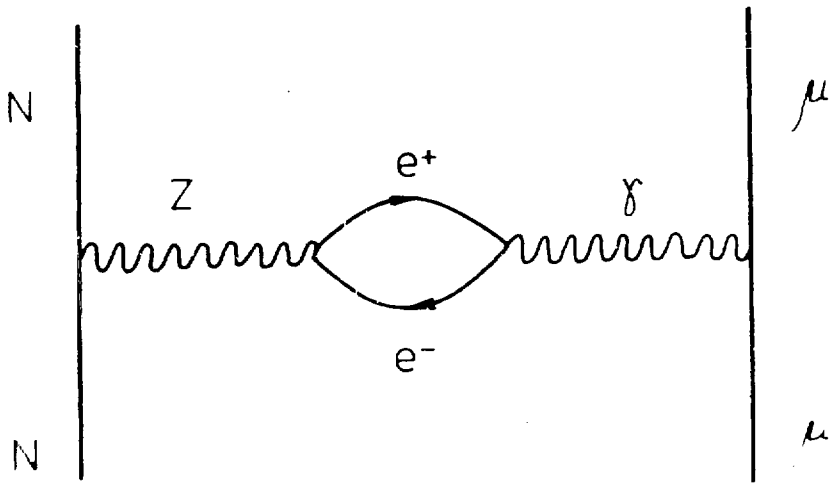
В.М.Дубовик, Л.А.Тосунян, Р.А.Эрамжян

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА

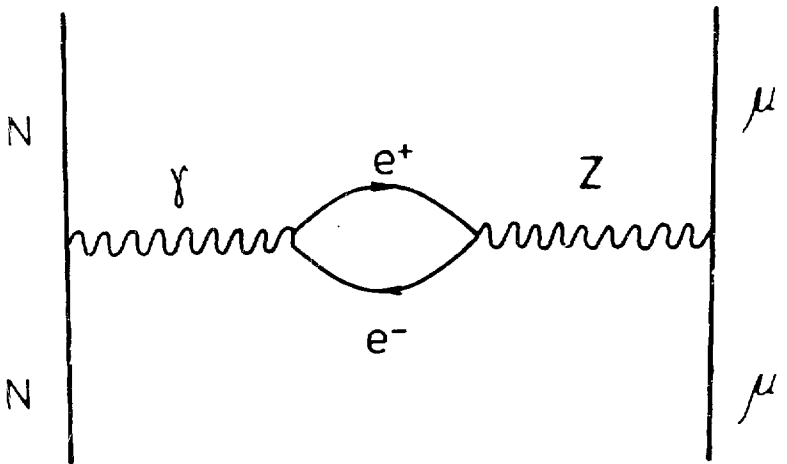
В МЕЗОАТОМАХ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ ТОКИ

При рассмотрении эффектов нейтральных токов обычно используется стандартное контактное взаимодействие, поскольку масса гипотетического нейтрального промежуточного бозона, по-видимому, столь велика, что эффективное взаимодействие исчезает на расстоянии $r \ll 1/\Phi_m$. Известно, однако /см., напр., работы ^{1,2} /, что, несмотря на очень большие массы гипотетических переносчиков слабых взаимодействий в модели Вайнберга - Салама - Уорда W и Z -мезонов, переход Z -мезона в фотон через электрон-позитронную петлю приводит к дальнедействующему потенциалу с $r \gg 100 \Phi_m$. В настоящей заметке потенциал такого происхождения используется для вычисления поправок к сдвигам уровней энергии в тяжелых мезоатомах, где существует систематическое расхождение между теоретическим и экспериментальным положением уровней. Конкретный вид найденного потенциала в области эффективного взаимодействия мюона с ядром совпадает с одним из феноменологических потенциалов, предложенных для устранения указанного расхождения, однако количественный вклад оказывается малым. Эффект вообще исчезает тривиальным образом при $\sin^2 \theta_w = 0,25$, где θ_w - угол Вайнберга. Особо отметим, что для данного соотношения числа протонов Z и нейтронов N в ядре в области допустимых значений θ_w находится еще одно такое, где эффект либо сильно подавлен, либо обращается в нуль.

1. Дальнедействующий слабо-электромагнитный потенциал получается путем замены одного из фотонов в обычной диаграмме поляризации электрон-позитронного вакуума нейтральным Z -мезоном - рис. 1 и 2.



Puc. 1



Puc. 2

Векторная и аксиально-векторная константы взаимодействия Z -мезона с лептонами и ядром имеют вид

$$g_V^{(\ell)} = -\frac{iG}{4} (1 - 4\sin^2\theta_W), \quad g_A^{(\ell)} = -\frac{iG}{4}, \quad /1/$$

$$g_V^{(N)} = -\frac{iG}{4} |Z(1 - 4\sin^2\theta_W) - N|, \quad g_A^{(N)} = -\frac{iG}{4} (Z - N), \quad /2/$$

где Z и N - числа протонов и нейтронов в ядре, $\frac{G^2}{8M_Z^2} = \frac{G_F}{\sqrt{2}}$

Написав с помощью стандартных правил фейнмановские амплитуды для графиков 1 и 2 и учитывая в них только наиболее существенные векторные компоненты, находим потенциалы

$$V_1(r) = \frac{aG_F}{8\pi^4\sqrt{2}} |Z(1 - 4\sin^2\theta_W)^2 - N(1 - 4\sin^2\theta_W)| U(r), \quad /3/$$

$$V_2(r) = \frac{aG_F}{8\pi^4\sqrt{2}} Z(1 - 4\sin^2\theta_W)^2 U(r),$$

где

$$U(r) = \begin{cases} -2\pi^{3/2} r^3 & \dots \dots \dots mr \ll 1 \\ -3\pi^{5/2} e^{-2mr} \left[\frac{1}{\sqrt{mr}} + \frac{3}{2} \frac{1}{\sqrt{mr}} + \frac{15}{16} \frac{1}{(mr)^{5/2}} \right] & | mr \gg 1. \end{cases} \quad /4/$$

Для численных оценок воспользуемся результатами работы ³. В ней с помощью феноменологических потен-

циалов вида $C_{MN} \frac{Z^M}{r^N}$ устраняются расхождения меж-

ду теоретическими и экспериментальными положениями энергетических уровней в тяжелых мезоатомах, выходя-

щие за 2 - 3 стандартные ошибки. При $M=1, N=3$ коэффициент C_{13} оказывается равным $38471 \text{ Фм}^3 \cdot \text{эВ}$. Поскольку мы не учитываем интерференции между амплитудами 1 и 2, усиливающей эффект, то сделаем предположение, повышающее эффект в несколько раз: будем считать, что потенциал $1/\gamma^3$ действует при всех значениях $\mu\gamma$. Тогда C_{13} будет равен

$$C_{13} = 0,413/2(1-4\sin^2\theta_w) - \frac{N}{Z} (1-4\sin^2\theta_w). \quad /5/$$

Из формулы видно, что вне зависимости от значения $\sin^2\theta_w$ вклад слабых взаимодействий очень мал. Обратим внимание на характер зависимости выражения /5/ от $\sin^2\theta_w$. В настоящее время опыты по $\mu\gamma$ рассеянию¹ дают следующий интервал для значений $\sin^2\theta_w$:

$$0,1 - \sin^2\theta_w - 0,45.$$

Эксперименты Барнша и др.¹ указывают на то, что

$$\sin^2\theta_w = 0,$$

т.е. $M_w = M_Z$ и осуществляется чистый V-A вариант взаимодействия. Из формулы /5/ следует, что в данном интервале $\sin^2\theta_w$ эффект вообще исчезает при $\sin^2\theta_w = 0,25$ для всех ядер, а также при $\sin^2\theta_w = 0,08$ для ядер с $N \cdot Z$ и при меньших $\sin^2\theta_w$ для ядер с $N > Z$. Указанная зависимость эффекта от $\sin^2\theta_w$ для ядер с различными отношениями Z к N демонстрируется на рис. 3 и 4.

Заметим, что имеется также вклад от $g_A^{(N)} g_A^{(P)}$ -взаимодействия, не зависящий от величины $\sin^2\theta_w$. Мы не рассматривали его вообще, т.к. он пропорционален $(Z-N)/Z$ и спину ядра.

Авторы благодарны за разъяснение ряда вопросов С.М.Биленькому, В.А.Петрунькину и Р.Н.Фаустову.

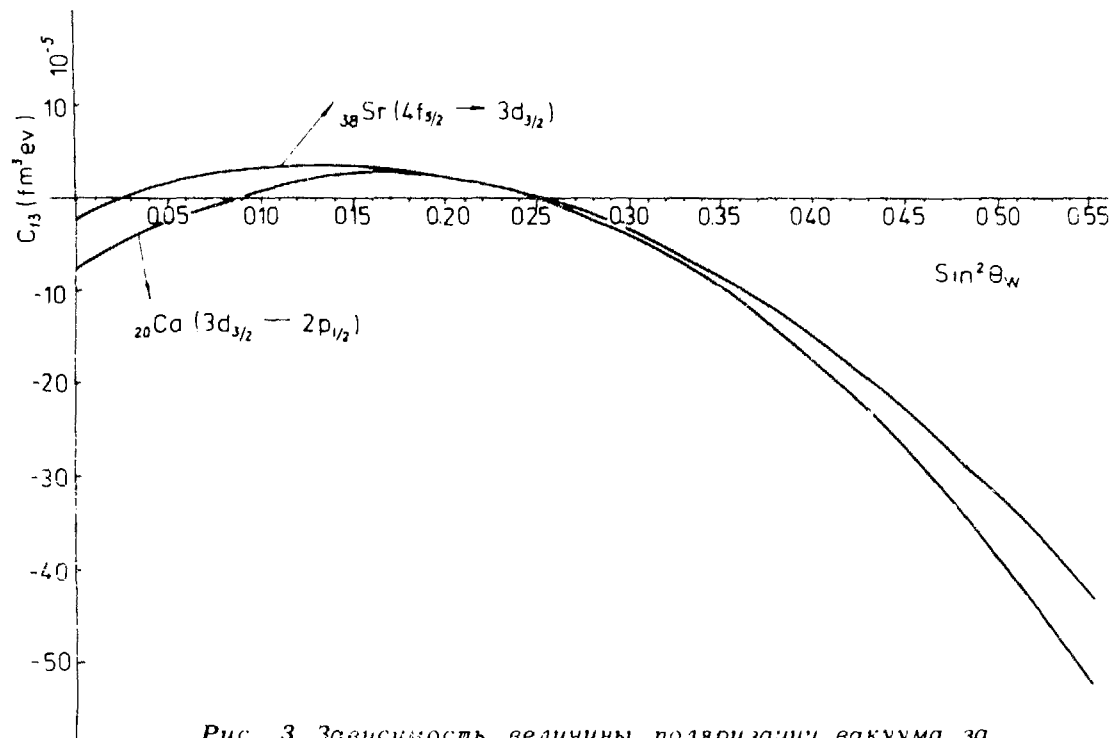


Рис. 3. Зависимость величины поляризации вакуума за счет нейтральных поков от $\sin^2 \theta_w$ при переходах мюона в мезоатомах ^{38}Sr и ^{20}Ca .

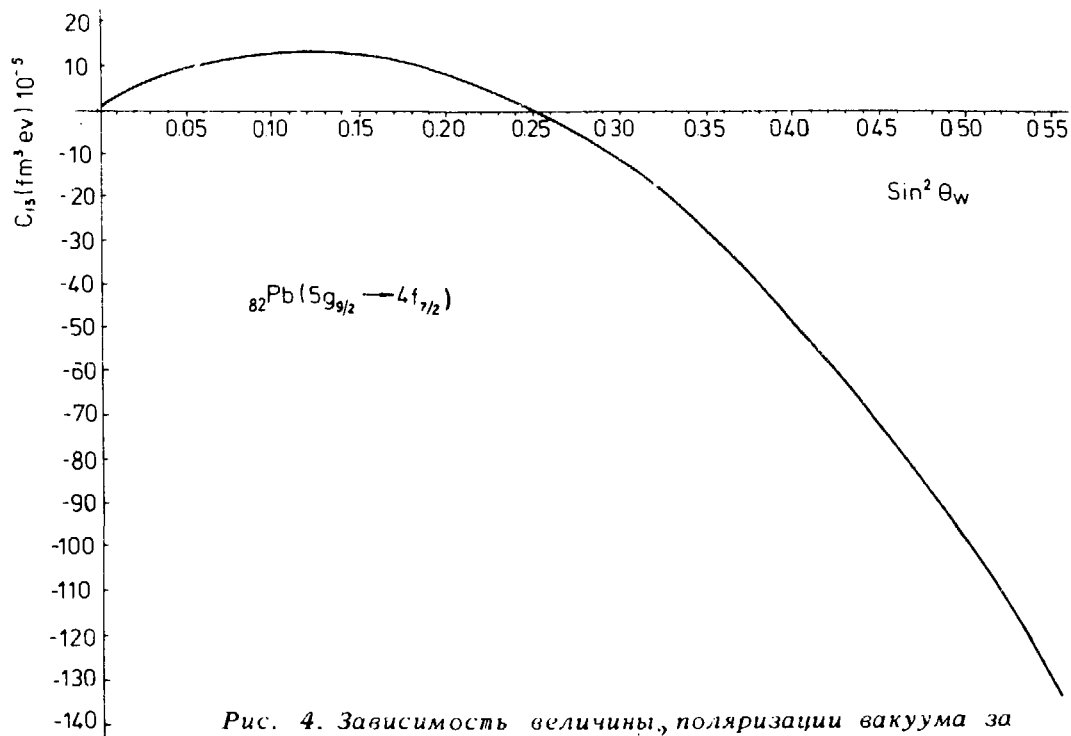


Рис. 4. Зависимость величины, поляризации вакуума за счет нейтральных токов от $\sin^2 \theta_W$ для перехода мюона $5g_{9/2} \rightarrow 4f_{7/2}$ в мезоатоме ${}_{82}\text{Pb}^{208}$.

Литература

1. Y.Nölle, J.H.Reid, L.Schülke. *Phys.Lett.*, 56B, 57 (1975).
2. B.Rugutt, J.H.Reid, L.Schülke. *Preprint Siegen*, 1974.
3. Y.Rafelski, B.Müller, G.Soff, W.Greiner. *Ann.Phys.*, 88, 419 (1974).
4. L.Wolfenstein. *Report at 1975 Intern. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Stanford University, August 21-27, 1975.*

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1975 года.