

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



G-376

P2 - 11308

2381/2-78

В.П.Гердт, А.Каримходжаев, Р.Н.Фаустов

АДРОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА  
И ПРОВЕРКА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ  
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

**1978**

P2 - 11308

В.П.Гердт, А.Каримходжаев,\* Р.Н.Фаустов

АДРОННАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ВАКУУМА  
И ПРОВЕРКА КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ  
ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

*Направлено в сборник "Проблемы теории гравитации  
и элементарных частиц"*

---

\* ИЯФ АН УзССР, Ташкент

Гердт В.П., Каримходжаев А., Фаустов Р.Н.

P2 - 11308

Адронная поляризация вакуума и проверка квантовой электродинамики при низких энергиях

На основе параметризации Дубнички-Мешерякова для пионного электромагнитного формфактора и с учетом новых экспериментальных данных о сечениях аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны найдена поправка на адронную поляризацию вакуума к фотонному пропагатору. С ее помощью вычислен вклад адронной поляризации вакуума в аномальный магнитный момент мюона и лэмбовский сдвиг мюонных атомов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1978

Gerdt V.P., Karimkhodzhaev A., Faustov R.N. P2 - 11308

Hadronic Vacuum Polarization and Test of Quantum Electrodynamics at Low Energies

A hadronic vacuum polarization correction to the photon propagator is found by using the Dubnicka-Meshcheryakov parametrization of the pion electromagnetic form factor and new experimental data on the  $e^+e^-$  hadrons annihilation cross section. Then, the contribution from the hadronic vacuum polarization to the muon anomalous magnetic moment and the Lamb shift in muonic atoms are calculated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проверка квантовой электродинамики на малых расстояниях является одной из важных задач физики элементарных частиц. По мере продвижения в область малых пространственных интервалов появляются многочисленные экспериментальные и теоретические трудности. К последним, например, можно отнести необходимость учета вкладов более высокого порядка по кон-

станте взаимодействия  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi} = \frac{1}{137}$ . Для того чтобы

оценить отклонение от предсказаний "чистой" квантовой электродинамики, необходимо знать поправки на сильные и слабые взаимодействия к наблюдаемым величинам. В частности, надо учесть влияние структуры адронов на наблюдаемую величину. Такой учет вызывает серьезные трудности из-за отсутствия последовательной теории сильных взаимодействий.

Применимость квантовой электродинамики на малых расстояниях можно проанализировать двумя способами: первый - проведение экспериментов с частицами высоких энергий при больших передачах импульса /опыты со встречными  $e^+e^-$ -пучками, столкновение лептонов с нуклонами/. Второй способ - прецизионные измерения величин, относящихся к низким энергиям: тонкой и сверхтонкой структуры атомных уровней, аномальных магнитных моментов электрона и мюона.

Влияние сильных взаимодействий на наблюдаемые величины проявляется, кроме учета структуры адронов, еще и посредством адронной поляризации вакуума /АПВ/.

В этой заметке мы найдем поправки на АПВ к фотонному пропагатору, и с его помощью вычислим вклад АПВ в аномальный магнитный момент мюона и в Лэмбовский сдвиг мюонных атомов.

## 2. ВКЛАД АДРОННОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ВАКУУМА В ФОТОННУЮ ФУНКЦИЮ ГРИНА

Фотонная функция Грина в поперечной калибровке имеет вид /1/

$$D^{\mu\nu}(q^2) = -(g^{\mu\nu} - \frac{q^\mu q^\nu}{q^2}) D(q^2). \quad /1/$$

Инвариантная функция  $D(q^2)$  выражается с помощью оператора адронной поляризации вакуума  $\Pi^h(q^2)$  в  $e^2$ -приближении следующим образом /рис. 1/:

$$D(q^2) = \frac{1}{q^2} [1 - \Pi^h(q^2)]. \quad /2/$$

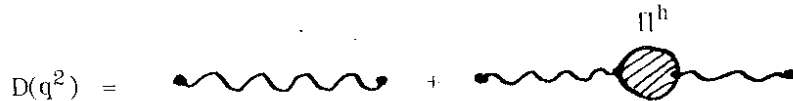


Рис. 1

Для инвариантной функции  $\Pi^h(q^2)$  запишем представление Челлена-Лемана /1/ с одним вычитанием

$$\Pi^h(q^2) = e^2 q^2 \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{\rho^h(s) ds}{s(s - q^2 - i0)}, \quad /3/$$

где адронная спектральная функция  $\rho^h$  связана с полным сечением аннигиляции  $e^+e^-$  в адроны соотношением /рис. 2/

$$\sigma^h(q^2) = \frac{16\pi^3\alpha^2}{q^2} \rho^h(q^2). \quad /4/$$

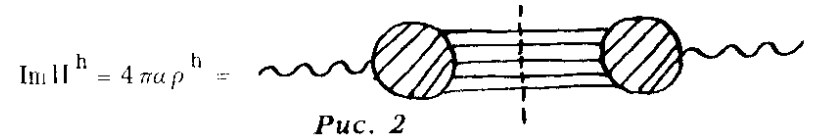


Рис. 2

Как обычно, удобно ввести отношение сечений

$$R = \frac{\sigma_h(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})}{\sigma_{\mu\mu}(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad /5/$$

где

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s}.$$

Тогда для спектральной функции  $\rho^h$  найдем выражение

$$\rho^h(q^2) = \frac{1}{12\pi^2} \frac{\sigma_h}{\sigma_{\mu\mu}} = \frac{1}{12\pi^2} R.$$

В результате фотонный пропагатор  $D(q^2)$  с учетом поправки на АПВ в  $e^2$ -приближении примет следующий вид /2/:

$$D(q^2) = \frac{1}{q^2 + i0} \left[ 1 - \frac{\alpha}{3\pi} q^2 \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s) ds}{s(s - q^2 - i0)} \right]. \quad /6/$$

Ввиду быстрой сходимости интеграла /6/ ясно, что основной вклад в адронную поляризацию вакуума дает область вблизи порога, т.е. двухпионное промежуточное состояние. Наша задача - найти параметризацию величины  $R$ , исходя из улучшенного описания экспериментальных данных в области рождения двух пионов /3/ и учитывая новые структуры /4/ в сечении  $\sigma_h(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$ .

Сечение  $\sigma_h(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})$  можно представить как сумму нескольких вкладов:

$$\sigma_h = \sigma_{\text{фон}} + \sigma_{\text{резонанс}} + \sigma_{\text{тяж. лентон}} \quad /7/$$

\*Правила сумм для  $\Pi(q^2)$  в теории с асимптотической свободой рассматривались в /21/.

Первый член -  $\sigma_{\text{фон}}$  определяется фитированием экспериментальных /3-5/ точек после вычитания резонансного вклада. Второй член -  $\sigma_{\text{резонанс}}$  выражается, по обобщенной модели векторной доминантности /6/, следующим представлением Брейта-Вигнера:

$$\sigma_{\text{резонанс}} = \frac{12\pi}{s} \sum_i \frac{m_i^2 \Gamma_i \Gamma_i^\ell}{(s - m_i^2) + m_i^2 \Gamma_i^2}, \quad /8/$$

где  $i$  означает как старые ( $\rho, \omega, \phi$ ), так и "новые" ( $J/\psi, \psi', \psi'', \dots$ ) векторные мезоны, имеющие квантовые числа фотона;  $m_i, \Gamma_i, \Gamma_i^\ell$  - соответственно масса, полная и лептонная ширина векторных мезонов. Третий член  $\sigma_{\text{ТЯЖ.ЛЕПТ.}}$  - вклад в полное сечение от распадов в адроны обнаруженного недавно /7/ тяжелого лептона  $\tau$  с массой  $m = 1,8 \text{ ГэВ}$ , который при  $s \gg m_\tau^2$  имеет вид

$$\sigma_{\tau\tau} \approx \sigma_{\mu\mu} = \frac{4\pi}{3} \frac{\alpha^2}{s}, \quad /9/$$

и, соответственно,

$$R = \frac{\sigma_{\tau\tau}}{\sigma_{\mu\mu}} \approx 1. \quad /10/$$

На пороге рождения тяжелого лептона для  $R_\tau$  получено /7/ следующее значение

$$R_\tau = 0,89 \pm 0,29 \pm 0,27, \quad /11/$$

где первая ошибка - статистическая, а вторая - систематическая. Поскольку основной вклад в интеграл /6/ дает  $\rho$ -мезон и двухпионное состояние, то естественно использовать в этой области более точное выражение для  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$ ; чем формула /8/:

Сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-)$  выражается посредством пионного электромагнитного формфактора  $F_\pi(s)$  /3,8/

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-) = \frac{8\pi}{3} \frac{\alpha^2 q^3}{s^{5/2}} |F_\pi(s)|^2, \quad /12/$$

где

$$q = \left( \frac{s}{4} - m_\pi^2 \right)^{1/2}.$$

Имеются различные параметризации /9,10/ для формфактора  $F_\pi(s)$ . При вычислениях мы использовали параметризацию Дубнички-Мешерякова /10а/, описывающую экспериментальные данные в широкой области энергий -  $2 \text{ ГэВ}^2 \leq s \leq 4,4 \text{ ГэВ}^2$  и обладающую асимптотическим поведением  $1/s$ , что согласуется с результатами правил кваркового счета /11/. В указанной параметризации формфактор  $F_\pi(s)$  имеет следующий вид:

$$F_\pi(s) = P_1(s) \frac{(q - q_1)}{(q + q_2)(q + q_3)(q + q_4)} \frac{(i + q_2)(i + q_3)(i + q_4)}{(i - q_1)}, \quad /14/$$

где \*

$$P_1 = 1 + A \cdot s,$$

$$A = 0,0027 \pm 0,0003,$$

$$q_1 = -i0,90504,$$

$$q_2 = -2,565913 + i0,289811,$$

$$q_3 = i1,048006,$$

$$q_4 = 2,565913 + i0,289811.$$

Интерференцию  $\rho$  и  $\omega$  до порога рождения  $\omega\pi$  -  $0,92 \text{ ГэВ}$  мы учитывали /3/ добавлением к  $F_\pi(s)$  выражения

$$F_\pi^\omega = \frac{i0,014}{1 - \frac{s}{m_\omega^2} - i \frac{1}{m_\omega}}, \quad /15/$$

\* Численные значения параметров  $A, q_i$  соответствуют единичной массе пиона ( $m_\pi = 1$ ).

Для остальных резонансов использовалось представление Брейта-Вигнера /8/. Для определения вклада  $\sigma_{\text{фон}}$  в величину  $R$ , мы учли то обстоятельство, что экспериментальное значение  $R$  до  $\sqrt{s} = 3,0$  ГэВ падает, а в области  $3,0 \leq \sqrt{s} \leq 5,0$  ГэВ растет за счет рождения очарованных частиц и с  $\sqrt{s} = 5,0$  ГэВ становится примерно постоянным и равным 4,5 - 5,5. Обработка экспериментальных данных /3-5/ по формуле  $R=A \cdot s^n$  методом наименьших квадратов дает

$$R = (5,4 \pm 1,0) \cdot s^{-(0,5 \pm 0,1)},$$

в области  $1,2 \leq \sqrt{s} \leq 3,0$  ГэВ,  $R = (0,4 \pm 0,1) \cdot s^{(0,8 \pm 0,1)}$ ,

в области  $3,0 \leq \sqrt{s} \leq 5,0$  ГэВ и  $R = 5,3 \pm 0,5$  в области  $5,0 \leq \sqrt{s} \leq 7,4$  ГэВ. Для асимптотики  $\sqrt{s} > 7,4$  ГэВ можно воспользоваться формулой, вытекающей из предположения асимптотической свободы /12/

$$R_{\infty} = (3 \sum_i Q_i^2) \left( 1 + \frac{\delta}{\ln\left(\frac{s}{\Lambda^2}\right)} \right), \quad /16/$$

где  $Q_i$  - заряд кварков,  $\delta = \frac{12}{25}$  для модели с четырьмя цветными кварками,

$$\Lambda = (5,4 \pm 0,6) \text{ ГэВ}.$$

Теперь перейдем к конкретным приложениям, в которых сказывается поправка на АПВ к фотонному пропагатору.

### 3. ВКЛАД АПВ В АНОМАЛЬНЫЙ МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ МЮОНА

Последние измерения аномального магнитного момента мюона  $a_{\mu}$  дают результат /13/

$$a_{\mu} (\text{эксп.}) = (1165922 \pm 9) \cdot 10^{-9} \quad (8 \text{ ppm}).$$

Теоретическое значение  $a_{\mu}$ , включающее вычисления до восьмого порядка по  $\alpha$  /13,14/ равно

$$a_{\mu} (\text{КЭД}) = (1165851,8 \pm 2,4) \cdot 10^{-9}.$$

Отличие теоретического значения  $a_{\mu} (\text{КЭД})$  от экспериментального

$$a_{\mu} (\text{эксп.}) - a_{\mu} (\text{КЭД}) = (70,2 \pm 11,4) \cdot 10^{-9} \quad /17/$$

можно объяснить наличием эффектов АПВ.

Адронный вклад в  $a_{\mu}$ , проявляющийся поправкой на АПВ к фотонному пропагатору /6/, выражается через известный интеграл /14,15/ /рис. 3/

$$a_{\mu} (\text{адр.}) = \left( \frac{m_{\mu} \alpha}{3\pi} \right)^2 \int_{4m_{\pi}^2}^{\infty} \frac{R(s)K(s)}{s^2} ds, \quad /18/$$

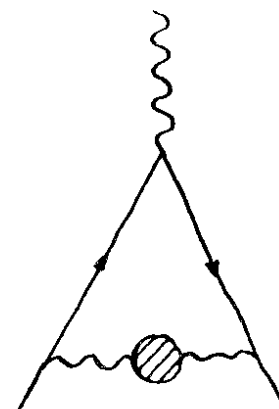


Рис. 3

где  $m_{\mu}$  - масса  $\mu$ -мезона. Ядро  $K(s)$  имеет вид /15/

$$K(s) = \frac{3s}{m_{\mu}^2} \left\{ \frac{1}{2} x^2 (2-x^2) + \frac{(1+x^2)(1+x)^2}{x^2} \left[ \ln(1+x) - x + \frac{x^2}{2} \right] + \left( \frac{1+x}{1-x} \right) x^2 \ln x \right\},$$

где

$$x = \frac{s}{4m_\mu^2} \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{4m_\mu^2}{s}} \right)^2.$$

Заметим, что

$$K(s \rightarrow \infty) = 1 \quad \text{и} \quad K(s \approx m_\rho^2) \approx 0,877.$$

Вычисление интеграла /17/ с помощью параметризации R, приведенной в разделе 2, дает результат

$$a_\mu(\text{адр.}) = (72,15 \pm 5,96) \cdot 10^{-9}, \quad /19/$$

который находится в хорошем согласии с ранее проведенными расчетами /14,16/ и экспериментом /табл. 1/

Таблица 1

Вклады в $a_\mu(\text{адрон})$	$\times 10^{-9}$
$\rho, \omega \rightarrow 2\pi, \sqrt{s} < 0,92$	$47,80 \pm 0,70$
$\omega \rightarrow 3\pi$	$5,10 \pm 1,16$
$\varphi$	$4,10 \pm 0,32$
$\frac{3}{4}\psi(3,095), \psi'(3,684), \psi''(3,772), \psi'''(4,4)$	$0,76 \pm 0,18$
фон $1,2 \leq \sqrt{s} \leq 3,0$	$12,40 \pm 3,10$
фон $3,0 < \sqrt{s} \leq 5,0$ ( $a_\mu(s) = 0,22 \pm 0,07$ )	$0,74 \pm 0,32$
фон $5,0 < \sqrt{s} \leq 7,4$ ( $a_\mu(s) = 0,13 \pm 0,04$ )	$0,7 \pm 0,07$
Асимптотика $\sqrt{s} > 7,4$ ( $a_\mu(s) = 0,13$ ) (асимптотическая свобода)	$0,55 \pm 0,05$
Суммарно	$72,15 \pm 5,96$

Заметим, что вклад в  $a_\mu$  пионного формфактора для параметризации Дубнички-Мещерякова несколько выше, чем для параметризаций Гуннариса-Сакураи /9,16/, который равен  $46,5 \times 10^{-9}$ . Вклад от  $\sigma_{\text{фон}}$  в области

$1,2 < \sqrt{s} < 3,0$  ГэВ тоже несколько больше, чем у других авторов, но разница находится в пределах ошибок. Вообще говоря, больше половины ошибки в значении  $a_\mu$  исходит из ошибок экспериментальных данных до  $\sqrt{s} = 3,0$  ГэВ, поэтому было бы желательно провести тщательное измерение сечения  $\sigma_h$  до  $\sqrt{s} = 3,0$  ГэВ.

Вклад тяжелого лептона в  $a_\mu$  /адрон/ равен

$$a_\mu(\text{тяж. лент.}) = (0,47 \pm 0,11) \cdot 10^{-9}.$$

Как показано в работе /14/, вклад АПВ высших порядков по  $\alpha$  в  $a_\mu$  равен

$$(-3,5 \pm 1,4) \cdot 10^{-9}.$$

Добавляя этот вклад к выражению /19/, получим

$$a_\mu(\text{адрон}) = (68,65 \pm 7,36) \cdot 10^{-9},$$

которое находится в хорошем согласии со значением /17/.

#### 4. АДРОННЫЙ ВКЛАД В ЛЭМБОВСКИЙ СДВИГ МЮОННЫХ АТОМОВ

При малых значениях  $q^2 \ll 4m_\pi^2$  формулу /6/ можно переписать в виде

$$D(q^2) \approx \frac{1}{q^2} \left[ 1 - \frac{\alpha}{3\pi} \frac{q^2}{m_h^2} \right], \quad /20/$$

где  $m_h^2$  - квадрат эффективной адронной массы

$$m_h^{-2} = \int_{4m_\pi^2}^{\infty} \frac{R(s)}{s^2} ds. \quad /21/$$

Численные интегрирования в /21/ с помощью приведенной в разделе 2 параметризации R приводят к результатам, собранным в табл. 2.

Таблица 2

Вклад в  $m_h^{-2}$  (в массах пиона)

	$\times 10^{-2}$
$\rho, \omega \rightarrow 2\pi, \sqrt{s'} < 0.92$	$16.50 \pm 0.30$
$\omega \rightarrow 3\pi$	$1.70 \pm 0.40$
$\rho$	$1.40 \pm 0.10$
$\frac{1}{2}\psi(3.095), \psi'(3.684), \psi''(3.772), \psi'''(4.4)$	$0.23 \pm 0.05$
фон $1.2 \leq \sqrt{s'} \leq 3.0$	$4.70 \pm 1.05$
фон $3.0 < \sqrt{s'} \leq 5.0$ ( $m_\sigma^{-2} = 0.06 \pm 0.02$ )	$0.24 \pm 0.10$
фон $5.0 < \sqrt{s'} \leq 7.4$ ( $m_\tau^{-2} = 0.04 \pm 0.01$ )	$0.2 \pm 0.02$
Асимптотика $\sqrt{s'} > 7.4$ ( $m_\sigma^{-2} = 0.03$ ) (Асимптотическая свобода)	$0.15 \pm 0.01$
Суммарно	$25.12 \pm 2.03$

Таким образом:

$$m_h^{-2} = \frac{0.25 \pm 0.02}{m_\pi^2}, \quad /22/$$

или  $m_h^2 = 4m_\pi^2$ .С учетом этого значения  $m_h^{-2}$  вклад АПВ в фотонный пропагатор выражается формулой:

$$D(q^2) \cong \frac{1}{q^2} \left[ 1 - \frac{a}{3\pi} \frac{q^2}{4m_\pi^2} \right]. \quad /23/$$

Для сравнения отметим, что вклад только одной  $\pi$ -мезонной петли /рис. 4/ с точечными вершинами на порядок меньше и равен

$$D(q^2) \cong \frac{1}{q^2} \left[ 1 - \frac{a}{3\pi} \frac{q^2}{40m_\pi^2} \right], \quad /24/$$

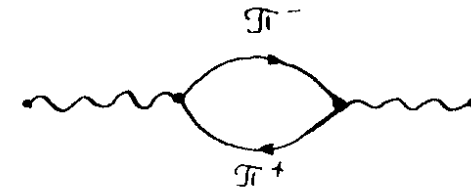
т.е.  $m_h^2 \cong 40m_\pi^2$ .

Рис. 4

Потенциал взаимодействия с поправкой на АПВ имеет вид

$$V(\vec{q}^2) = -Ze^2 \frac{d(q^2)}{\vec{q}}, \quad q^2 = -\vec{q}^2, \quad /25/$$

где  $Z$  - заряд ядра атома и  $d(q^2) = q^2 D(q^2)$ . Выделим чисто кулоновский потенциал и представим

$$V(\vec{q}^2) = V_C(\vec{q}^2) + \Delta V(\vec{q}^2), \quad /26/$$

где  $V_C(\vec{q}^2) = -\frac{Ze^2}{\vec{q}^2}$  - кулоновский потенциал,  $\Delta V(\vec{q}^2)$ 

поправка на АПВ к потенциалу. Таким образом, поправка на АПВ к потенциалу взаимодействия имеет вид

$$\Delta V(\vec{q}^2) = -\frac{Ze^2}{\vec{q}^2} [d(q^2) - 1] = -\frac{4a}{3} \frac{Za}{m_h^2}. \quad /27/$$

Соответствующий сдвиг  $S$ -уровня мюонного атома в первом порядке теории возмущений равен

$$\Delta E_n = \langle \Psi_C | \Delta V(\vec{r}) | \Psi_C \rangle = -\frac{4a(Za)}{3m_h^2} |\Psi_C(0)|^2. \quad /28/$$

Кулоновские волновые функции  $\Psi_C$  нормированы в начале координат следующим образом:

$$|\Psi_C(0)|^2 = \frac{(Za)^3 \mu^3}{\pi^3} \delta_{\ell 0}, \quad /29/$$



где  $n$  - главное квантовое число,  $\mu$  - приведенная масса.

Подставляя нормировку /29/ в выражение /28/, получим окончательную формулу для сдвига S-уровня мюонного атома:

$$\Delta E_n^h = - \frac{4\alpha(Z\alpha)^4 \mu^3}{3\pi n^3 m_h^2},$$

где  $m_h^2 \approx 4m_\pi^2$ .

Теперь найдем численные значения этих поправок для  $n=2$  /т.е. часть лэмбовского сдвига/ в конкретных случаях:

а/ Тяжелый мюонный атом ( $M \gg m_\mu$ ). Приведенная

масса  $\mu = \frac{Mm_\mu}{M+m_\mu} \approx m_\mu$ , сдвиг равен

$$\Delta E_n^h = -Z^4 \frac{\alpha^5 m_\mu^3}{6\pi(4m_\pi^2)} \approx -Z^4 \cdot 1.67 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \quad /31/$$

Полный лэмбовский сдвиг в мюонном водороде равен

$$\Delta E_\mu = (0.2108 \pm 0.0001) \text{ эВ}.$$

б/  $(\pi\mu)$ -атом.

В этом случае  $\mu = \frac{m_\pi m_\mu}{m_\pi + m_\mu}$ ,  $Z=1$  и

$$\Delta E_n^h = - \frac{\alpha^5 \mu^3}{6\pi(4m_\pi^2)} \approx -0.31 \cdot 10^{-5} \text{ эВ} \quad /32/$$

Для сравнения отметим, что полный лэмбовский сдвиг для  $(\pi\mu)$ -атома равен /17/

$$\Delta E_\mu = -0.0795 \text{ эВ}.$$

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Известно /18/, что вклад поляризации вакуума в лэмбовский сдвиг электронных атомов мал, и составляет ~1% от общего сдвига. В противоположность этому в мюонных атомах вклад поляризации вакуума доминирует и составляет ~95% от общего сдвига. В этой связи весьма важно увеличение точности соответствующих экспериментальных измерений, с тем чтобы выявить поправки на адронную поляризацию вакуума. Предполагаемые прецизионные эксперименты по измерению лэмбовского сдвига в мюонных атомах, в частности, в мюонном водороде и  $(\pi\mu)$ -атоме /19/, дали бы весьма ценные сведения о влиянии эффектов сильных взаимодействий на квантовую электродинамику при низких энергиях. Например, в  $(\pi\mu)$ -атоме вклад размеров пиона в общий сдвиг ~1%, и измерение лэмбовского сдвига с точностью  $10^{-3}$  привели бы к уточнению значения пионного радиуса.

Вклад адронной поляризации вакуума уже обнаружен в аномальном магнитном моменте электрона и в сечении аннигиляции /20/  $e^+e^-$  в  $\mu^+\mu^-$ . Повышение точности измерений и теоретических расчетов спектра энергии мюонных атомов должно также привести к проявлению эффекта адронной поляризации вакуума.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Н.Боголюбову, С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову, В.А.Мещерякову, Р.М.Мурадян, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе за полезные обсуждения. Один из авторов /А.К./ выражает благодарность У.Г.Гулямову, Л.Ш.Ходжаеву за поддержку и постоянный интерес к работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей. "Наука", М., 1976.
2. Фаустов Р.Н. Лекция в Школе ОИЯИ-ЦЕРН. ОИЯИ, Е2-8786, Дубна, 1975.

- Brodsky S. Proc. of SLAC Summer Inst. on Particle Phys., Stanford, 1973, SLAC- 167, v. 2, p.141.*
3. *Ауслендер В.Л. и др. ЯФ, 1969, 9, с.114.*  
*Benaksas D. e.a. Phys.Lett., 1969, 39B, p.289.*
  4. *Siegrist J. e.a. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p.700.*  
*Burmester J. e.a. Phys.Lett., 1977, 66B, p.395.*
  5. *Bernardini M. e.a. Phys.Lett., 1974, 51B, p.200.*  
*Perl M. SLAC-PUB-1614 (1975).*  
*Schwitters R. SLAC-PUB-1998 (1977). Reviews of Particle Properties. Rev.Mod.Phys., 1976, v.48, no.2.*
  6. *Герасимов С.Б. Труды семинара по векторным мезонам и электромагнитным взаимодействиям. Дубна, 1969. ОИЯИ, P2-4816, с.367.*  
*Sakurai J.J.Phys. Lett., 1973, 46B, p.207.*  
*Greco M. Preprint LNF-74/59 (1974), Frascati.*
  7. *Perl M. e.a. SLAC-PUB-1997 (1977).*
  8. *Renard F.M. Phys.Rep., 1977, v.31C, no. 1.*  
*Wiik B.H., Wolf G. DESY, 77/01 (1977).*
  9. *Gounaris G.J., Sakurai J.J. Phys.Rev.Lett., 1968, 21, p.244.*
  10. *Dubnička S., Meshcheryakov V.A. A) Nucl.Phys., 1974, B83, p.311; JINR, E2-7508, Dubna, 1973.*  
*b) Preprint IC/76/102, Trieste, 1976.*
  11. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett. Nuovo Cim., 1973, 7, p.719;*  
*Brodsky S., Farrar G. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.1153.*
  12. *Appelquist T., Georgi H. Phys.Rev., 1973, D8, p.4000.*  
*Zee A. Phys. Rev., 1973, D8, p.4038.*
  13. *Bailey J. e.a. Phys.Lett., 1977, 68B, p.190.*
  14. *Calmet J. e.a. Rev.Mod.Phys., 1976, v.49, no. 2.*
  15. *Gourdin M., de Rafael E. Nucl.Phys., 1969, B10, p.667.*
  16. *Barger V. e.a. Phys.Lett., 1975, 60B, p.89.*  
*Старцев С.А. Труды ФИАН, т.95, "Наука", М., 1977.*
  17. *Bar-Gadga U., Cho C.F. Phys.Lett., 1973, 46B, p.95.*
  18. *Фаустов Р.Н. ЭЧАЯ, Атомиздат, М., 1972, т.3, вып.1.*
  19. *Schwartz M. XVIII International Conference on High Energy Physics, Tbilisi, 1976. JINR, D1,2-10400, Dubna, 1977.*  
*Scheck F. Acta Physica Austriaca Suppl., 1977, XVIII, p.629-675.*
  20. *Berends F.A., Komen G.J. Phys.Lett., 1976, 63B, p.432.*
  21. *Chetyrkin K.G., Krasnikov N.V. Nucl.Phys., 1977, B119, p.174.*

*Рукопись поступила в издательский отдел  
8 февраля 1978 года.*