

## ОТСУТСТВИЕ ВАКУУМНОГО РОЖДЕНИЯ ПАР В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ СО СПИНОРАМИ В ФЕРМИОННЫХ УРАВНЕНИЯХ

В. П. Незнамов

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрены варианты квантовой электродинамики (КЭД) со спинорами в фермионных уравнениях. В новых вариантах теории отсутствует необходимость в концепции поляризации вакуума и, как следствие, отсутствуют процессы вакуумного рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар.

Новое содержание фермионного вакуума (без моря Дирака) в рассмотренных вариантах КЭД приводит к новым физическим следствиям, часть из которых в перспективе может быть проверена экспериментально.

*Ключевые слова:* квантовая электродинамика, биспинорные и спинорные функции, фермионный вакуум, поляризация вакуума, вакуумное рождение пар.

### 1. Введение

В стандартной квантовой электродинамике (КЭД) для описания фермионных состояний используется уравнение Дирака с биспинорной волновой функцией [1]. Уравнение Дирака имеет решения с положительной и отрицательной энергиями. При включении взаимодействия возникает связь между этими решениями. Физический вакуум уравнения Дирака, как правило, описывается на языке полностью заполненных состояний с отрицательной энергией (море Дирака).

В дираковском вакууме допускается виртуальное рождение и аннигиляция электрон-позитронных пар.

В результате считается, что любой электрический заряд окружен облаком виртуальных электрон-позитронных пар, что приводит к уменьшению его первоначального значения, к уменьшению эффективного кулоновского потенциала и влиянию на наблюдаемые физические эффекты. Это явление называется поляризацией вакуума.

При рассеянии электрона во внешнем электромагнитном поле проявлением поляризации вакуума в низжайшем порядке теории возмущений считается следующая диаграмма Фейнмана.

Учет диаграммы рис. 1 вносит вклад в лэмбовский сдвиг атомных уровней. Для атома водорода этот вклад в смещение уровней  $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$  равен  $-27$  МГц.

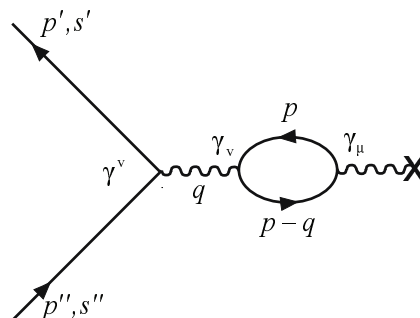


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для поляризации вакуума в стандартной КЭД

Движение фермионов в квантовой теории можно также описывать уравнениями со спинорными функциями. Мы рассмотрим две возможности: представление Фолди–Ваутхайзена (FW) [2] и представление с уравнением для фермионов типа Клейна–Гордона (KG) [3]. Для этих представлений можно развить формализмы квантовой электродинамики (КЭД)<sub>FW</sub>, (КЭД)<sub>KG</sub> и рассчитать физические эффекты [4–7].

В нижайшем порядке теории возмущений в [4–7] вычислены сечения кулоновского рассеяния электрона, рассеяния электрона на протоне, комптон-эффекта, аннигиляции электрон-позитронной пары. Вычислены собственная энергия электрона, аномальный магнитный момент электрона, лэмбовский сдвиг атомных энергетических уровней. Конечные результаты полностью совпадают с соответствующими результатами в стандартной КЭД с уравнением Дирака.

Новым в (КЭД)<sub>FW</sub> и (КЭД)<sub>KG</sub> является следующее:

1. Уравнение для электронов не связано с уравнением для позитронов. Эти уравнения отличаются друг от друга знаком перед массовыми членами.

2. В каждом из уравнений отсутствует связь между решениями с положительной и отрицательной энергиями.

3. Изменяется содержание физического фермионного вакуума.

Представляется излишним существование моря решений с отрицательной энергией (моря Дирака), процессов виртуального рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар, концепции поляризации вакуума.

Новое содержание физического вакуума может приводить к новым физическим эффектам.

В разделе 2 проводится краткий обзор содержания (КЭД)<sub>FW</sub> и (КЭД)<sub>KG</sub>. В разделах 3, 4 обсуждается физический вакуум (КЭД)<sub>FW</sub>, (КЭД)<sub>KG</sub> и возможные новые физические эффекты. В заключении формулируются основные выводы статьи.

Ниже используется система единиц  $\hbar = c = 1$  и сигнатура пространства Минковского

$$g_{\alpha\beta} = \text{diag}\{1, -1, -1, -1\}.$$

## 2. Формализм квантовой электродинамики со спинорными уравнениями для фермионов

Уравнение Дирака для электрона с массой  $m$ , взаимодействующего с электромагнитным полем, можно записать в виде

$$p^0 \psi_D = H_D \psi_D = (\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) + \beta m + eA^0) \psi_D, \quad (1)$$

где  $H_D$  – дираковский гамильтониан;  $p^0 = i(\partial/\partial t)$ ,  $\mathbf{p} = -i\vec{\nabla}$ ;  $A^0(\mathbf{r}, t)$ ,  $\mathbf{A}^i(\mathbf{r}, t)$  – электромагнитные потенциалы;  $\alpha^k, \beta$  – четырехмерные матрицы Дирака;  $k = 1, 2, 3$ .

Биспинор

$$\Psi_D = \begin{pmatrix} \varphi(\mathbf{x}, t) U_S \\ \chi(\mathbf{x}, t) U_S \end{pmatrix}, \quad (2)$$

$U_S$  – нормированные спиноры Паули.

Если в уравнении (1) провести операцию комплексного сопряжения, то получим следующее уравнение:

$$p^0 \psi_D^C = (\boldsymbol{\alpha}(\mathbf{p} + e\mathbf{A}) - \beta m - eA^0) \psi_D^C, \quad (3)$$

где  $\psi_D^C = \psi_D^*$ .

Уравнение (3) можно использовать для описания движения позитронов. Оно отличается от уравнения (1) знаками заряда и массы.

В свободном случае (без взаимодействия) уравнения Дирака (1), (3) имеют следующие нормированные решения с положительной и отрицательной энергиями:

$$\begin{aligned} \psi_D^{(+)}(\mathbf{x}, t; +m) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} U_S \\ \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E+m} U_S \end{pmatrix} e^{-iEt+i\mathbf{p}\mathbf{x}}, \\ \psi_D^{(-)}(\mathbf{x}, t; +m) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E+m}{2E}} \begin{pmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E+m} U_S \\ U_S \end{pmatrix} e^{iEt-i\mathbf{p}\mathbf{x}}. \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} \psi_D^{C(+)}(\mathbf{x}, t; -m) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E-m}{2E}} \begin{pmatrix} U_S \\ \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E-m} U_S \end{pmatrix} e^{-iEt+i\mathbf{p}\mathbf{x}}, \\ \psi_D^{C(-)}(\mathbf{x}, t; -m) &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sqrt{\frac{E-m}{2E}} \begin{pmatrix} \frac{\boldsymbol{\sigma}\mathbf{p}}{E-m} U_S \\ U_S \end{pmatrix} e^{iEt-i\mathbf{p}\mathbf{x}}. \end{aligned} \quad (5)$$

В уравнениях (4), (5)  $E = \sqrt{m^2 + \mathbf{p}^2}$ ;  $\sigma^k$  – двумерные матрицы Паули;  $U_S$  – спинорные функции Паули.

Решения (4), (5) получены с использованием матриц  $\alpha^k, \beta$  в представлении Дирака–Паули. Аналогичные решения можно получить с матрицами Дирака в спинорном представлении, широко используемыми в Стандартной модели. Квантовая электродинамика со спинорными уравнениями для фермионов и со спинорным представлением матриц Дирака представлена в [8] – (КЭД)<sub>FW</sub> и в [9] – (КЭД)<sub>KG</sub>. Конечные физические результаты в [8, 9] совпадают с результатами в стандартной КЭД и с результатами в [4–7], полученными с использованием матриц  $\alpha^k, \beta$  в представлении Дирака–Паули.

## 2.1. Квантовая электродинамика в представлении Фолди–Ваутхайзена (КЭД)<sub>FW</sub>

Уравнение Дирака в FW-представлении можно получить в виде ряда по степеням электромагнитной константы связи, применяя к уравнениям (1), (3) серию унитарных преобразований  $U_{FW} = (1 + \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 + \dots)U_0$  [4].

В результате получаем уравнения

$$p^0 \psi_{FW} = H_{FW} \psi_{FW} = \left( \beta E + eK_1 \left( +m, A^\mu \right) + e^2 K_2 \left( +m, A^\mu, A^\nu \right) + e^3 K_3 \left( +m, A^\mu, A^\nu, A^\gamma \right) + \dots \right) \psi_{FW}. \quad (6)$$

$$p^0 \psi_{FW}^C = H_{FW}^C \psi_{FW}^C = \left( \beta E - eK_1 \left( -m, A^\mu \right) + e^2 K_2 \left( -m, A^\mu, A^\nu \right) - e^3 K_3 \left( -m, A^\mu, A^\nu, A^\gamma \right) + \dots \right) \psi_{FW}^C. \quad (7)$$

В свободном случае

$$p_0 \psi_{FW}^0 = \beta E \psi_{FW}^0, \quad (8)$$

где для положительной энергии  $p_0 = E$

$$\psi_{FW}^{0(+)}(\mathbf{x}, t) = \psi_{FW}^{C0(+)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix} U_S \\ 0 \end{pmatrix} e^{-iEt + i\mathbf{p}\mathbf{x}}, \quad (9)$$

для отрицательной энергии  $p_0 = -E$

$$\psi_{FW}^{0(-)}(\mathbf{x}, t) = \psi_{FW}^{C0(-)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \begin{pmatrix} 0 \\ U_S \end{pmatrix} e^{iEt - i\mathbf{p}\mathbf{x}}. \quad (10)$$

Уравнения (6), (7) имеют нековариантный вид, а гамильтонианы  $H_{FW}$  и  $H_{FW}^C$  являются нелокальными. В этом случае при переходе к квантовой электродинамике трудно использовать стандартные методы вторичного квантования. Однако при рассмотрении процессов рассеяния можно воспользоваться методом функции распространения Фейнмана [10–12]. В этом методе процессы рассеяния описываются интегральными уравнениями.

Уравнения (6), (7) можно записать в виде

$$\psi_{FW}(x) = \psi_{FW}^{0(\pm)}(x) + \int d^4 y S_{FW}(x-y) K(y) \psi_{FW}(y), \quad (11)$$

$$\psi_{FW}^C(x) = \psi_{FW}^{0(\pm)}(x) + \int d^4 y S_{FW}^C(x-y) K^C(y) \psi_{FW}^C(y), \quad (12)$$

где  $K(y), K^C(y)$  – гамильтонианы взаимодействия в уравнениях (6) и (7),  $S_{FW}(x-y)$  – фейнмановский электрон-позитронный пропагатор в представлении Фолди–Ваутхайзена

$$S_{FW}(x-y) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4 p e^{-ip(x-y)} \frac{p^0 + \beta E}{p^2 - m^2 + i\epsilon}. \quad (13)$$

Элементы  $S$ -матрицы можно записать в виде

$$S_{fi} = \delta_{fi} - i \int d^4 y \bar{\psi}_{FW}^0_f(\pm)(y) K(y) \psi_{FW}^0_i(y), \quad (14)$$

$$S_{fi} = \delta_{fi} + i \int d^4 y \bar{\psi}_{FW}^0_f(\pm)(y) K^C(y) \psi_{FW}^C_i(y). \quad (15)$$

Далее отметим два важных обстоятельства:

1. При наличии взаимодействия гамильтонианы  $H_{FW}, H_{FW}^C$  в (6), (7) и  $K(y), K^C(y)$  в (11), (12) являются диагональными относительно смешивания верхних и нижних компонент биспиноров  $\psi_{FW}, \psi_{FW}^C$ . Каждое из уравнений (6), (7) и (11), (12) фактически включает в себя два независимых уравнения со спинорными волновыми функциями  $\sim U_S$ .

В этом случае матричные элементы в (14), (15) можно вычислять, учитывая лишь состояния с положительной энергией. Состояния с отрицательной энергией не используются при расчетах физических процессов рассеяния. Они необходимы лишь для математической полноты в разложениях операторов и волновых функций. Пропагатор (13) становится чисто запаздывающим с единственным полюсом  $p^0 = E$ .

2. В стандартной КЭД с уравнением Дирака позитроны описываются незаполненными состояниями с отрицательной энергией. В представлении Фолди–Ваутхайзена ситуация изменяется. Если мы в (14) с использованием теории возмущений слева будем использовать  $\bar{\psi}_{FW}^0_f(+)$ , а с правой стороны  $\psi_{FW}^0_i(-)$ , то из-за структуры биспиноров (9), (10) во всех порядках теории возмущений получим нулевые значения для соответствующих элементов  $S$ -матрицы. Таким образом, позитроны в FW-представлении не могут описываться незаполненными состояниями с отрицательными энергиями уравнений (6), (11). Для описания позитронов должны использоваться уравнения (7), (12). Для восстановления взаимодействия реальных электронов и позитронов необходимо установление связи между уравнениями для электрона (6), (11) с положительным знаком перед массовыми членами и уравнениями для позитрона (7), (12) с отрицательным знаком перед массовыми членами [4].

Технически это достигается заменой, например, в (14) в  $n$ -м порядке теории возмущений  $\bar{\psi}_{FW}^0_i(+)$  на  $\bar{\psi}_{FW}^{C0}{}_i(+)$  и заменой  $m$  на  $-m$  в части

<sup>1</sup> Данная замена чисто символическая, поскольку обе функции эквивалентны друг другу (см. (9)).

оператора  $K_n$ , прилегающей в (14) к функции  $\Psi_{FW}^{C0}$ . Пример для оператора  $K_2$  приведен в Приложении 1 (см. также [4]).

В работе [4] с использованием уравнений (6) – (10) развит формализм квантовой электродинамики (КЭД)<sub>FW</sub> и рассчитан ряд физических эффектов. Конечные результаты расчетов совпадают с результатами в стандартной КЭД.

Новым является содержание физического вакуума и, как следствие, отсутствие необходимости в концепции поляризации вакуума. Подробнее об этом см. в разделе 3.

## 2.2. Квантовая электродинамика со спинорным уравнением для фермионов типа Клейна–Гордона (КЭД)<sub>KG</sub>

Самосопряженные уравнения для электронов и позитронов со спинорными волновыми функциями получены в работах [3, 5–7]. Эти уравнения имеют вид

$$\left[ (p^0 - eA^0)^2 - m^2 - (p^0 - eA^0 + m)^{1/2} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) \times \frac{1}{p^0 - eA^0 + m} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{p} - e\mathbf{A}) (p^0 - eA^0 + m)^{1/2} \right] \Phi = 0, \quad (16)$$

$$\left[ (p^0 + eA^0)^2 - m^2 - (p^0 + eA^0 - m)^{1/2} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{p} + e\mathbf{A}) \times \frac{1}{p^0 + eA^0 - m} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{p} + e\mathbf{A}) (p^0 + eA^0 - m)^{1/2} \right] \Phi^C = 0. \quad (17)$$

В уравнениях (16), (17) можно провести разложение по степеням заряда  $e$

$$\left[ p_0^2 - \mathbf{p}^2 - m^2 \mp eV_1(\pm m, A^\mu) - e^2V_2(\pm m, A^\mu, A^\nu) \mp e^3V_3(\pm m, A^\mu, A^\nu, A^\gamma) - \dots \right] \Phi(\pm m, \mathbf{x}, t) = 0. \quad (18)$$

В (18) верхние знаки перед зарядом и массой соответствуют уравнению (16) для электрона, нижние знаки соответствуют уравнению (17) для позитрона. В уравнениях (16), (18)  $\Phi(+m, \mathbf{x}, t) = \Phi$ , в уравнениях (17), (18)  $\Phi(-m, \mathbf{x}, t) = \Phi^C$ .

Алгоритм для определения оператора взаимодействия  $V = eV_1 + e^2V_2 + e^3V_3 + \dots$  приведен в [5–7].

В свободном случае уравнения (16), (17) становятся уравнениями Клейна–Гордона со спинорными волновыми функциями

$$(p_0^2 - \mathbf{p}^2 - m^2) \Phi_0(\mathbf{x}, t) = 0. \quad (19)$$

Ортонормированные решения  $\Phi_0^{(\pm)}$  с положительными и отрицательными энергиями имеют вид

$$\Phi_0^{(\pm)}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{\sqrt{2E}} e^{\mp iEt \pm i\mathbf{p}\mathbf{x}} U_S. \quad (20)$$

В работах [5–7] по аналогии с (КЭД)<sub>FW</sub> с использованием уравнений (16) – (20) развит формализм квантовой электродинамики (КЭД)<sub>KG</sub> и рассчитан ряд физических эффектов. Как и в представлении (FW), конечные результаты расчетов совпадают с результатами в стандартной КЭД.

В данном варианте КЭД фермионные уравнения с разными знаками перед массами частиц не связаны друг с другом.

Решения с положительной и отрицательной энергиями фермионов в уравнениях (18) также не связаны друг с другом. В уравнениях массы частиц и античастиц имеют разные знаки. В (КЭД)<sub>KG</sub> по сравнению со стандартной КЭД изменяется содержание физического вакуума и отсутствует необходимость концепции поляризации вакуума.

## 3. Физический вакуум для фермионов. Отсутствие поляризации вакуума в квантовой электродинамике со спинорными уравнениями для фермионов

В стандартной КЭД с биспинорным уравнением Дирака фермионный вакуум представляет собой совокупность полностью заполненных состояний с отрицательными энергиями (море Дирака, см. рис. 2)

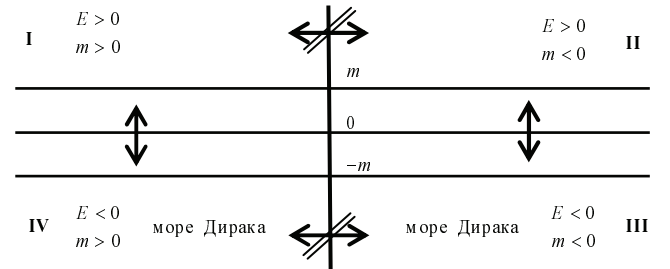


Рис. 2. Физический вакуум уравнения Дирака

В стандартной КЭД существует взаимодействие состояний с положительной и отрицательной энергиями фермионов. Решения с разными знаками перед массами частиц не взаимодействуют друг с другом. Если мы используем I и IV квадрант рис. 2 с  $m > 0$ , то решения с  $m < 0$  во II и III квадрантах не несут новой физической информации.

Дырки в IV квадранте рис. 2 с  $E < 0$  представляют в стандартной КЭД состояния античастиц. В теории в вакууме допускается возможность спонтанного рождения и аннигиляции виртуальных пар частица-античастица. В результате возникает концепция поляризации вакуума. Считается, что любой заряд окружен облаком виртуальных пар «частица-античастица». Это приводит к эффективному уменьшению величины «голого» электрического заряда, что проявляется в вычислениях лэмбовского сдвига атомных энергетических уровней.

Обратимся теперь к физическому вакууму фермионных уравнений со спинорными функциями (см. рис. 3).

В отличие от стандартной КЭД в вариантах  $(КЭД)_{FW}$  и  $(КЭД)_{KG}$  отсутствует взаимодействие состояний с положительной и отрицательной энергиями. В связи с этим отсутствует необходимость введения «моря» Дирака.

Физический фермионный вакуум в  $(КЭД)_{FW}$  и  $(КЭД)_{KG}$  при использовании квадрантов I, II представляет собой полностью незаполненные состояния частиц с  $E > 0, m > 0$  и полностью незаполненные состояния античастиц с  $E < 0, m < 0$ .

Всегда в уравнениях массы частиц и античастиц должны иметь разные знаки.

При использовании для частиц квадранта I с  $E > 0, m > 0$  вычисления конкретных физических эффектов в  $(КЭД)_{FW}$  и  $(КЭД)_{KG}$  производятся только при участии промежуточных (виртуальных) состояний с положительной энергией. Для античастиц квадранта II с  $E > 0, m < 0$  также в вычислениях задействуются только виртуальные состояния с положительной энергией. В рассматриваемых теориях отсутствует необходимость учета процессов рождения и уничтожения виртуальных пар «частица-античастица». В  $(КЭД)_{FW}$  и  $(КЭД)_{KG}$  при использовании уравнений (6), (7), (16), (17) учитываются лишь процессы с реальными частицами и античастицами с противоположными знаками перед их массами. Только в этом случае возможно взаимодействие частиц из квадранта I с античастицами из квадранта II.

На рис. 4, 5 в случае рассеяния электрона во внешнем электромагнитном поле приведены диаграммы Фейнмана в  $(КЭД)_{FW}$ ,  $(КЭД)_{KG}$ , связанные с собственно-энергетической функцией фотона и эквивалентные диаграмме рис. 1 в стандартной КЭД.

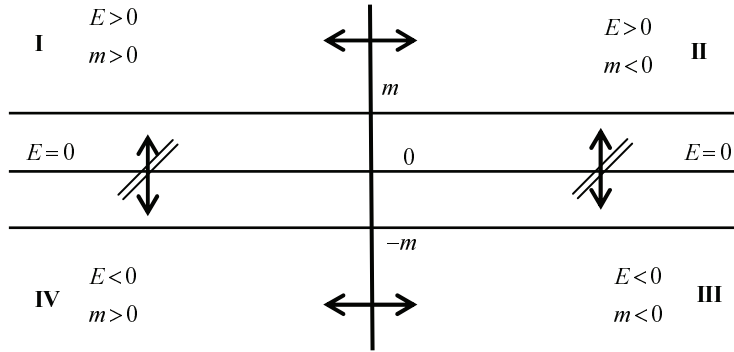


Рис. 3. Физический вакуум фермионных уравнений со спинорными функциями

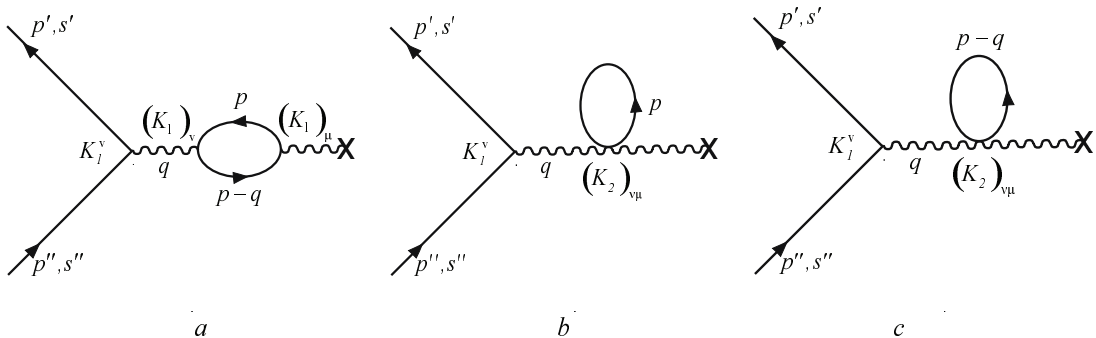
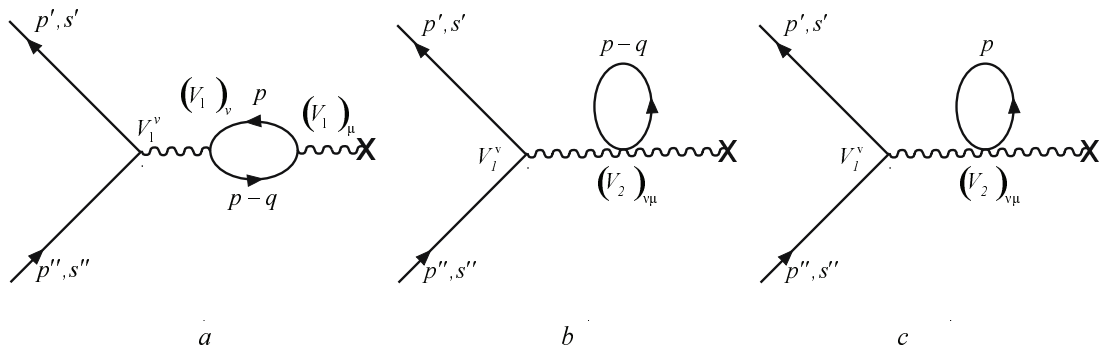


Рис. 4. Диаграммы Фейнмана в  $(КЭД)_{FW}$


 Рис. 5. Диаграммы Фейнмана в (КЭД)<sub>КГ</sub>

Конечные результаты расчетов диаграммы рис. 1 в стандартной КЭД совпадают с результатами расчетов диаграмм рис. 4 в (КЭД)<sub>ФВ</sub> и с результатами расчетов диаграмм рис. 5 в (КЭД)<sub>КГ</sub>.

Однако если диаграммы 4,а, 5,а можно описать на языке рождения и аннигиляции виртуальных электрон-позитронных пар, то диаграммы 4,б,с и 5,б,с не поддаются такой интерпретации. Еще раз отметим, что все физически наблюдаемые эффекты для частиц при использовании квадранта I рис. 3 описываются с использованием только промежуточных состояний с положительной энергией.

Из вышеизложенного следует, что в (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> отсутствуют процессы рождения и аннигиляции виртуальных фермионных пар «частица-античастица». В этих теориях отсутствует необходимость концепции поляризации вакуума.

#### 4. Дискуссия

Новое состояние фермионного вакуума в (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> приводит к новым физическим следствиям. Некоторые из них в перспективе могут быть проверены экспериментально. Перечислим эти следствия.

1. В (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> отсутствует «дрожание» (Zitterbevegung) координат фермионов. Этот факт, связанный с отсутствием виртуального взаимодействия между состояниями фермионов с положительной и отрицательной энергиями, был отмечен еще в первой статье Фолди–Ваутхайзена [2].

2. По тем же причинам в (КЭД)<sub>ФВ</sub>, (КЭД)<sub>КГ</sub> отсутствует парадокс Клейна [13] (см. Приложение 2, а также [14]).

3. В (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> отсутствует эффект вакуумного рождения фермионных пар «частица-античастица» в сильных электромагнитных полях. Отсутствует также эффект Швингера – вакуумное

рождение пар в сильном однородном электрическом поле [15].

4. Из-за отсутствия моря Дирака в (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> отсутствует эффект вакуумного рождения двух электрон-позитронных пар при достижении для  $1S_{1/2}$ -состояния водородоподобного атома величины заряда ядра  $Z = Z_{cr} \approx 170$  [16]. В рассматриваемых теориях уже при  $Z_{1S_{1/2}} \approx 145$  для  $1S_{1/2}$  состояния будет достигнуто минимально возможное значение энергии  $E = 0$  [16]. При дальнейшем увеличении  $Z$  уровень  $1S_{1/2}$  исчезает. Следующий уровень  $2P_{1/2}$  исчезает при  $Z_{2P_{1/2}} \approx 170$ . Величины  $Z_{1S_{1/2}}$ ,  $Z_{2P_{1/2}}$  и т. д. зависят от модели конечного размера атомного ядра [17].

5. Из-за отсутствия вакуумного рождения пар в квантовых гравитационных теориях, аналогичных (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub>, будут отсутствовать эффекты квантового испарения черных дыр [18].

6. В (КЭД)<sub>ФВ</sub> и (КЭД)<sub>КГ</sub> в уравнениях массы частиц и античастиц имеют разные знаки [4–7]. Впервые автор показал это в 1989 г. (см. [19]). Позднее к такому же выводу пришли и другие исследователи (см., например, [20, 21]). В данной работе мы не обсуждаем использование разных знаков перед массами частиц и античастиц в гравитационных теориях.

7. Анализ уравнений со спинорными волновыми функциями в кулоновском поле отталкивания в (КЭД)<sub>КГ</sub> показал наличие в эффективном потенциале непроницаемого потенциального барьера с радиусом, пропорциональным классическому радиусу фермиона и обратно пропорциональным энергии фермиона (при  $E \gg mc^2$ ) [3]. Существование непроницаемого барьера не противоречит результатам экспериментов по зондированию внутренней структуры электрона и не

влияет в низшем порядке теории возмущений на сечение кулоновского рассеяния электронов.

## 5. Заключение

В вариантах квантовой электродинамики со спинорами в фермионных уравнениях отсутствует необходимость концепции поляризации вакуума.

Новое содержание фермионного вакуума (без моря Дирака) в рассмотренных вариантах КЭД приводит к новым физическим следствиям, часть из которых в перспективе может быть проверена экспериментально.

Автор благодарит А. Л. Новоселову за существенную техническую помощь в подготовке статьи.

## Список литературы

1. M. Dirac P. A. *The Principles of Quantum Mechanics*. Oxford University Press, 1930.
2. Foldy L. L., Wouthuysen S. A. // *Phys. Rev.* **78**, 29 (1950).
3. Незнамов В. П., Сафронов И. И. // *ЖЭТФ*, **155**, 792 (2019), arxiv: 1907.03579.
4. Незнамов В. П. // *ЭЧАЯ*, **37**, 152 (2006), arxiv: hep-th/0411050.
5. Незнамов В. П. // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 2019. Вып. 3. С. 15.
6. Незнамов В. П., Шемарулин В. Е. // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 2019. Вып. 4. С. 29.
7. Erratum. Незнамов В. П. I. Квантовая электродинамика с уравнениями со спинорными волновыми функциями для фермионных полей // *См. настоящий вып.* С. 38.

8. Незнамов В. П. // *ЭЧАЯ*, **43**, 33 (2012); arxiv: 1107.0693.
9. Holster L. S. // *J. Math. Phys.* **26**, 1348 (1985).
10. Feynman R. P. // *Phys. Rev.* **76**, 749 (1949).
11. Feynman R. P. // *Phys. Rev.* **76**, 769 (1949).
12. Bjorken J. D. and Drell S. D. *Relativistic Quantum Mechanics* (McGraw-Hill, New York, 1964).
13. Klein O. // *Z. Phys.* **53**, 157 (1929).
14. Kononets Y. V. // *Found. Phys.* **40**: 545-572 (2010).
15. Schwinger J. // *Phys. Rev.* **82**, 664 (1951).
16. Pieper W., Greiner W. // *Z. Phys.* **218**, 327 (1969).
17. Незнамов В. П., Сафронов И. И. // *УФН*, **184**, 200 (2014), arxiv: 1307.0209.
18. Hawking S. W. // *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 – 220 (1975).
19. Незнамов В. П. // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 1989. Вып. 1. С. 3; Незнамов В. П. // *ВАНТ. Сер. Теоретическая и прикладная физика*. 2004. Вып. 1–2. С. 41–53.
20. Ni G-J. // *Rel. Grav. Cosmol.* **1** (2004) 123-136, arxiv: 0308038v1; G-J. Ni, S. Chen, S. Lou and J. Xu, arxiv: 1007.3051v1.
21. Debergh N., Petit J-P. and D’Agostini G., arxiv: 1809.05046v2.

Приложение 1

## Оператор $K_2$ в FW-представлении

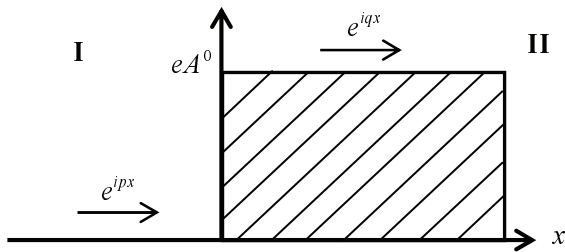
Вид оператора  $K_2$  во втором порядке теории возмущений при взаимодействии электрона (левая сторона  $S$ -матричного элемента (14)) с позитроном (правая сторона  $S$ -матричного элемента (14))

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{p}' | K_2 | \mathbf{p}'' \rangle = & e^2 \sum_{\nu_2 = \pm 1} \int d\mathbf{p}''' \left\{ \frac{1}{E'' - E''' + \nu_2 k_2^0} \left\langle \mathbf{p}' \right| R_+ \left( A_0 + \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} A_0 \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \right) R_+ - \right. \\
 & - R_+ \left( \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} + \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \right) R_+ \left| \mathbf{p}''' \right\rangle \left\langle \mathbf{p}''' \right| R_+ \left( A_0 + \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} A_0 \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E - m} \right) R_- - \\
 & - R_+ \left( \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} + \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E - m} \right) R_- \left| \mathbf{p}'' \right\rangle + \frac{1}{E'' - E''' - \nu_2 k_2^0} \times \\
 & \times \left\langle \mathbf{p}' \right| -R_+ \left( \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} A_0 - A_0 \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \right) R_+ + R_+ \left( \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} - \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \right) R_+ \left| \mathbf{p}''' \right\rangle \times \\
 & \times \left\langle \mathbf{p}''' \right| R_+ \left( \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} A_0 - A_0 \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E - m} \right) R_- - R_+ \left( \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} - \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E + m} \boldsymbol{\alpha} \mathbf{A} \frac{\boldsymbol{\alpha} \mathbf{p}}{E - m} \right) R_- \left| \mathbf{p}'' \right\rangle \left. \right\}, \tag{21}
 \end{aligned}$$

где  $R_{\pm} = \sqrt{(E \pm m)/2E}$ .

Приложение 2

**Представление Фолди–Ваутхайзена.  
Рассеяние на ступенчатом потенциале**



В области I  $E = \beta\sqrt{m^2 + p^2}$ .

В области II  $E - eA^0 = \beta\sqrt{m^2 + q^2}$ .

Для FW-представления отсутствует связь решений уравнения Фолди–Ваутхайзена с разными знаками  $\beta$ . В соответствии с рисунком в области I  $\beta = 1, E > 0$ . Значит и в области II  $\beta = 1, E - eA^0 \geq 0$ .

Для мнимых  $q$  должно выполняться  $|q|^2 \leq m^2$ .

Парадокс Клейна отсутствует. Аналогичное рассмотрение может быть проведено и для (КЭД)<sub>KG</sub>.

Статья поступила в редакцию 20.10.2020