

КВАНТОВАЯ ТЕОРИЯ ПОЛЯ ЗА РАМКАМИ ФОРМАЛИЗМА S-МАТРИЦЫ

И. П. Волобуев^{1, *}, *В. О. Егоров*^{1, 2}

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

² Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Обсуждается новый подход к описанию в рамках квантовой теории поля процессов, происходящих на конечных пространственных и временных интервалах. Он основан на диаграммной технике Фейнмана в координатном представлении, причем переход к импульсному представлению осуществляется по модифицированным правилам, которые отражают геометрию экспериментов по наблюдению осцилляций нейтральных мезонов и нейтрино. На примере процессов распада нестабильной скалярной частицы на макроскопическом расстоянии от источника, осцилляций нейтральных каонов и нейтрино показано, что в рассматриваемом подходе правильно воспроизводятся известные результаты.

In the framework of quantum field theory, a new approach to the description of processes passing at finite space and time intervals is discussed. It is based on the Feynman diagram technique in the coordinate representation, the transition to the momentum representation being carried out in accordance with modified rules, which reflect the geometry of the experiments on observation of neutral meson and neutrino oscillations. As examples of such processes, the decay of an unstable scalar particle at a macroscopic distance from the source and neutral kaon and neutrino oscillations are considered, and it is shown that the approach correctly reproduces the known results.

PACS: 03.70.+k; 11.10.-z

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время квантовая теория поля фактически сводится к пертурбативному формализму S-матрицы в рамках Стандартной модели или ее расширений. Этот формализм позволяет с высокой точностью описывать в рамках Стандартной модели огромное количество различных процессов взаимодействия элементарных частиц, и результаты такого теоретического описания

*E-mail: volobuev@theory.sinp.msu.ru

в подавляющем большинстве случаев замечательно подтверждаются экспериментальными данными. Однако есть несколько явлений, которые не могут быть описаны в рамках стандартной S-матричной теории возмущений. К ним, например, относятся явления осциллиющей нейтральных мезонов и нейтрино, которые происходят на конечных пространственных и временных интервалах. В частности, осцилляции нейтрино представляют собой хорошо известное и экспериментально подтвержденное явление, которое обычно понимается как переход из одного флейворного состояния нейтрино, т.е. состояния с определенным лептонным ароматом, но без определенной массы, в другое флейворное состояние в зависимости от пройденного расстояния [1, 2]. Однако стандартное теоретическое описание осциллиющей нейтрино представляется эклектическим, потому что рождение флейворных состояний нейтрино описывается в рамках квантовой теории поля, а их эволюция во времени — в рамках квантовой механики, хотя она является неотъемлемой частью квантовой теории поля. Кроме того, в приближении плоских волн, которое чаще всего используется в стандартном описании осциллиющей нейтрино, рождение флейворных состояний приводит к нарушению закона сохранения энергии-импульса. Хотя последняя проблема предположительно решается при описании осциллиющей с использованием волновых пакетов, вычисление амплитуд в таком подходе становится очень громоздким. Эти проблемы неоднократно обсуждались в литературе [3–5].

Альтернативный S-матричный подход к описанию осциллиющей нейтрино был предложен в работе [3]. В этом подходе рожденные нейтрино находятся вне массовой поверхности, и их распространение описывается фейнмановскими пропагаторами. Поэтому в подходе не возникает проблем с сохранением энергии-импульса. Кроме того, осцилляции нейтрино становятся обычным интерференционным процессом. Однако локализация начальных и конечных частиц и ядер описывается с помощью волновых пакетов, что опять очень сильно усложняет вычисление амплитуд процессов. Причина состоит в том, что стандартный пертурбативный S-матричный формализм неудобен для описания процессов, происходящих на конечных расстояниях и длящихся конечное время.

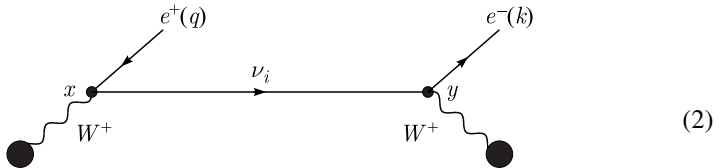
1. МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ПЕРТУРБАТИВНЫЙ ФОРМАЛИЗМ

Чтобы объяснить идеи, лежащие в основе нового формализма, рассмотрим в качестве примера процесс, в котором нейтрино рождается и детектируется на определенном расстоянии от источника через взаимодействие слабого заряженного тока с ядрами. Мы будем описывать этот процесс в рамках минимального расширения Стандартной модели правыми синглетами нейтрино. Лагранжиан взаимодействия лептонов через слабый заряженный

ток имеет вид

$$L_{cc} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} \left(\sum_{i,k=1}^3 \bar{l}_i \gamma^\mu (1 - \gamma^5) U_{ik} \nu_k W_\mu^- + \text{h. c.} \right), \quad (1)$$

где l_i и ν_k обозначают соответственно поле заряженного лептона i -го поколения и поле собственного состояния нейтрино с определенной массой, а U_{ik} есть матрица смешивания Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакааты (PMNS-матрица). В низшем порядке теории возмущений любой описываемый этим лагранжианом процесс, включающий рождение нейтрино в точке x и его регистрацию в точке y , может быть представлен диаграммой



Амплитуда процесса, отвечающего этой диаграмме, должна быть просуммирована по всем трем массовым состояниям нейтрино ν_i , $i = 1, 2, 3$, потому что все три виртуальные нейтрино могут распространяться из точки x в точку y . Виртуальные W -бозоны рождаются и поглощаются во взаимодействиях с ядрами, т. е. черные кружки на диаграмме обозначают матричные элементы слабого заряженного адронного тока, которые мы не будем конкретизировать.

Амплитуда процесса (2) может быть легко записана в координатном представлении по обычным правилам Фейнмана [6, 7]. Для перехода в импульсное представление мы в соответствии с предписаниями стандартного пертурбативного S-матричного формализма [7, § 24] должны были бы проинтегрировать ее по координатам точек взаимодействия x и y по всему пространству Минковского. Это значит, что при стандартном S-матричном описании в действительности рассматривается процесс, который происходит во всем пространстве-времени.

Однако при этом мы теряем информацию о расстоянии между точками рождения и регистрации, которое определяется геометрией эксперимента. А именно, в экспериментах по наблюдению осцилляций нейтрино расстояние между источником и детектором в направлении распространения нейтрино является фиксированным. Чтобы описать такие процессы, происходящие на конечных расстояниях, мы будем использовать так называемое одномерное приближение [1], справедливое, когда расстояние между источником и детектором много больше их размеров, и введем под знак интеграла дельта-функцию $\delta(\mathbf{n}(y - x) - L)$, где единичный вектор \mathbf{n} направлен от источника

нейтрино к детектору, т. е. определяется их взаимным расположением, а L — расстояние между последними. Таким образом, мы сначала фиксируем расстояние между событиями рождения и регистрации нейтрино и только потом интегрируем амплитуду по координатам x и y по пространству-времени Минковского. Поэтому так же, как и в стандартном S-матричном формализме, мы рассматриваем процесс, происходящий во всем пространстве-времени, но расстояние между точками рождения и регистрации в направлении импульса пучка нейтрино теперь фиксировано дельта-функцией.

Введение дополнительной дельта-функции формально означает замену стандартного фейнмановского пропагатора состояния нейтрино с определенной массой ν_i в координатном представлении $S_i^c(y - x)$ на $S_i^c(y - x) \times \delta(\mathbf{n}(y - \mathbf{x}) - L)$. Фурье-преобразование этого выражения называется зависящим от расстояния пропагатором массового состояния нейтрино в импульсном представлении [8]. Однако оказывается, что более фундаментальным и более удобным для вычислений является зависящий от времени пропагатор, который получается введением под знак интеграла дельта-функции $\delta(y^0 - x^0 - T)$, которая фиксирует промежуток времени между событиями рождения и детектирования. Это связано с тем, что для монохроматического пучка частиц интервал времени T можно выразить в терминах расстояния L , пройденного частицами, и их скорости $|\mathbf{p}|/p^0$ как $T = Lp^0/|\mathbf{p}|$. Такое обобщение фейнмановского пространственно-временного описания процессов взаимодействия элементарных частиц можно сформулировать в лоренц-ковариантной форме, если ввести 4-скорость наблюдателя $\lambda = (\lambda^0, \boldsymbol{\lambda})$, $(\lambda)^2 = 1$, $\lambda^0 > 0$, и зафиксировать промежуток времени между событиями рождения и регистрации нейтрино путем введения под знак интеграла дельта-функции $\delta(\lambda(y - x) - T)$.

Зависящий от времени фермионный пропагатор в импульсном представлении определяется как

$$S_i^c(p, T) = \int d^4x e^{ipx} S_i^c(x) \delta(x^0 - T). \quad (3)$$

Этот интеграл может быть вычислен точно [8]:

$$S_i^c(p, T) = i \frac{\hat{p} - \gamma_0 \left(p^0 - \sqrt{(p^0)^2 + m_i^2 - p^2} \right) + m_i}{2\sqrt{(p^0)^2 + m_i^2 - p^2} - i\epsilon} \times \\ \times \exp \left[i \left(p^0 - \sqrt{(p^0)^2 + m_i^2 - p^2} \right) T \right], \quad (4)$$

где используется стандартное обозначение $\hat{p} = p_\mu \gamma^\mu$, а m_i обозначает массу состояния нейтрино ν_i . Обратное преобразование Фурье этого зависящего от

времени пропагатора хорошо определено, что позволяет сохранить стандартную диаграммную технику Фейнмана в импульсном представлении, просто заменив фейнмановский пропагатор этим зависящим от времени пропагатором.

В работе [4] была строго доказана теорема, что описываемые пропагаторами виртуальные частицы, распространяющиеся на макроскопически большие расстояния (или в течение макроскопического времени), находятся почти на массовой поверхности. Это означает, что для таких частиц выполняется соотношение $|p^2 - m_i^2|/(p^0)^2 \ll 1$. Разлагая корень в формуле (4) до первого порядка по $(p^2 - m_i^2)/(p^0)^2$ и пренебрегая этой величиной всюду, кроме показателя экспоненты, где она умножается на макроскопически большую величину T , получим для зависящего от времени пропагатора в приближении виртуальных нейтрино, находящихся почти на массовой поверхности:

$$S_i^c(p, T) = i \frac{\hat{p} + m_i}{2p^0} \exp\left(-i \frac{m_i^2 - p^2}{2p^0} T\right). \quad (5)$$

Здесь необходимо подчеркнуть, что в развиваемом формализме пропагатор меняется только в импульсном представлении. Распространение виртуальных нейтрино по-прежнему описывается стандартным фейнмановским пропагатором в координатном представлении, а дополнительная дельта-функция $\delta(y^0 - x^0 - T)$, вводимая под знак интеграла, служит для учета геометрии экспериментов по наблюдению осцилляций, когда пространственно-временной интервал между событиями рождения и регистрации нейтрино фиксирован. Это позволяет сохранить привычные правила Фейнмана в импульсном представлении, просто заменив стандартный пропагатор на зависящий от времени.

2. РАСПАД π^+ -МЕЗОНА НА МАКРОСКОПИЧЕСКОМ РАССТОЯНИИ ОТ ИСТОЧНИКА

Чтобы наглядно показать, как работает новый пертурбативный формализм, сначала на примере π^+ -мезона рассмотрим мысленный эксперимент по наблюдению распада нестабильной скалярной частицы на определенном расстоянии от источника (напомним, что заряженные мезоны могут улететь на 8 м от точки рождения).

Поскольку улетающие на макроскопическое расстояние от точки рождения π^+ -мезоны находятся почти на массовой поверхности, для их описания хорошим приближением будет пропагатор

$$D(x) = \frac{1}{(2\pi)^4} \int d^4k \frac{e^{-ikx}}{m_\pi^2 - k^2 - im_\pi\Gamma}, \quad (6)$$

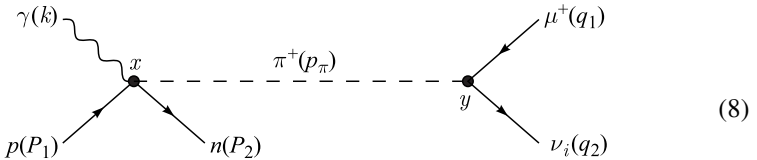
где m_π и Γ обозначают массу и ширину π^+ -мезона. Подставляя это выражение в формулу (3) вместо фермионного пропагатора, получим зависящий

от времени пропагатор π^+ -мезона в импульсном представлении. Для частиц вблизи массовой поверхности он принимает простой вид

$$D(p, T) = \frac{i}{2p^0} \exp\left(-i \frac{m_\pi^2 - p^2 - im_\pi \Gamma}{2p^0} T\right), \quad (7)$$

при этом предполагается, что кроме соотношения $|p^2 - m_\pi^2|/(p^0)^2 \ll 1$ выполняется также соотношение $m_\pi \Gamma/(p^0)^2 \ll 1$, т. е. фактически мы считаем, что $|p^2 - m_\pi^2 - im_\pi \Gamma|/(p^0)^2 \ll 1$.

Рассмотрим процесс, где π^+ -мезон, появившийся в реакции фоторождения $p + \gamma \rightarrow n + \pi^+$, распространяется в течение фиксированного времени T и распадается на некотором расстоянии от источника на антимюон и состояние нейтрино ν_i с определенной массой. Этот процесс описывается следующей диаграммой:



Для нахождения вероятности рождения в конечном состоянии антимюона нужно просуммировать вероятности этого процесса с различными нейтрино в конечном состоянии по типу i нейтрино с определенной массой.

Будем обозначать 4-импульсы частиц так, как на диаграмме: импульс фотона есть k , импульс протона есть P_1 , импульс нейтрона — P_2 , импульс промежуточного виртуального пиона — p_π , импульс антимюона — q_1 , а импульс нейтрино — q_2 .

Амплитуда процесса (8) в импульсном представлении для фиксированного промежутка времени между точками x и y может быть записана по стандартным правилам Фейнмана с использованием зависящего от времени скалярного пропагатора (7):

$$M^{(i)} = i \frac{G_F}{2\sqrt{2}p_\pi^0} \cos \theta_c f_\pi m_{(\mu)} U_{2i}^* \exp\left(-i \frac{m_\pi^2 - p_\pi^2 - im_\pi \Gamma}{2p_\pi^0} T\right) \times \bar{v}_i(q_2) (1 - \gamma^5) v(q_1) M_P(k, P_1, p_\pi, P_2). \quad (9)$$

Здесь G_F есть константа Ферми, θ_c обозначает угол Кабиббо, f_π есть константа распада пиона размерности массы, $m_{(\mu)}$ — масса мюона, и мы уже учли закон сохранения 4-импульса в вершине распада пиона. Амплитуда реакции фоторождения π -мезона обозначена через $M_P(k, P_1, p_\pi, P_2)$. Она зависит от четырех формфакторов, но ее явный вид для дальнейшего не важен, поэтому мы не будем его конкретизировать.

Теперь нам нужно найти квадрированную амплитуду процесса, усредненную по поляризациям начальных частиц и просуммированную по поляризациям конечных частиц. Вследствие простой структуры пропагатора скалярной частицы амплитуда (9) представляет собой произведение амплитуд подпроцессов, поэтому квадрат ее модуля тоже факторизуется:

$$\langle |M^{(i)}|^2 \rangle = \langle |M_1|^2 \rangle \langle |M_2^{(i)}|^2 \rangle \frac{1}{4(p_\pi^0)^2} \exp\left(-\frac{m_\pi \Gamma}{p_\pi^0} T\right), \quad (10)$$

$$\langle |M_1|^2 \rangle = \frac{1}{4} |M_P(k, P_1, p_\pi, P_2)|^2, \quad (11)$$

$$\langle |M_2^{(i)}|^2 \rangle = 4G_F^2 \cos^2 \theta_c f_\pi^2 m_{(\mu)}^2 |U_{2i}|^2 (q_1 q_2). \quad (12)$$

Здесь $\langle |M_1|^2 \rangle$ обозначает квадрированную амплитуду процесса фоторождения π^+ -мезона, а $\langle |M_2^{(i)}|^2 \rangle$ есть квадрированная амплитуда распада π^+ -мезона на антимюон и i -е массовое состояние нейтрино в приближении нулевой массы последнего. Отметим, что осциллирующая часть пропагатора (7) не дает вклада в квадрированную амплитуду, потому что он входит в амплитуду (9) как множитель. В результате остается только описывающий распад подавляющий экспоненциальный фактор, у которого в экспоненте стоит ширина π^+ -мезона, умноженная на время в его системе покоя.

Чтобы вычислить вероятность рассматриваемого процесса при фиксированном $y^0 - x^0 = T$, в стандартном пертурбативном подходе нужно было бы умножить квадрат амплитуды (10) на дельта-функцию закона сохранения энергии-импульса $(2\pi)^4 \delta(k + P_1 - P_2 - q_1 - q_2)$ и проинтегрировать по импульсам конечных частиц. Однако, поскольку импульс p_π виртуальных пионов определяется лишь законом сохранения энергии-импульса в вершине рождения, $p_\pi = k + P_1 - P_2$, при таком интегрировании он будет меняться. Это противоречит геометрии рассматриваемого мысленного эксперимента, где виртуальные π -мезоны распространяются в фиксированном направлении от источника к детектору. Таким образом, нам нужно вычислить дифференциальную вероятность процесса при p_π , определяемом экспериментальной ситуацией.

Обозначим 4-импульс распадающихся пионов через p . Поскольку π -мезоны, распространяющиеся на макроскопическое расстояние, находятся почти на массовой поверхности, с большой точностью можно использовать приближение $p^2 = m_\pi^2$. Этот 4-импульс удовлетворяет закону сохранения энергии-импульса $k + P_1 - P_2 - p = 0$ в вершине рождения, причем импульс p направлен от источника к детектору. Искомая дифференциальная вероятность получается умножением квадрата амплитуды (10), кроме дельта-функции закона сохранения 4-импульса, еще и на дельта-функцию $2\pi\delta(p_\pi - p)$ или, что эквивалентно, заменой p_π на p всюду в (10) и умножением ее на дополнительную дельта-функцию $2\pi\delta(k + P_1 - P_2 - p)$. В используемом нами

одномерном приближении дополнительный фактор 2π перед дельта-функцией учитывает конечные размеры источника и детектора.

Определенная таким образом дифференциальная вероятность факторизуется вследствие факторизации квадрированной амплитуды. Теперь мы также можем выразить время T через пройденное пионом до распада расстояние L по формуле $T = Lp^0/|\mathbf{p}|$. Выполняя суммирование дифференциальных вероятностей по типу i конечного нейтрино, которое сводится к суммированию квадратов матричных элементов матрицы PMNS в выражении (12), дающему в результате единицу, находим

$$\begin{aligned} \frac{d^3W}{d^3p} &\equiv \frac{d^3W}{dp^1 dp^2 dp^3} = \frac{1}{2k^0 2P_1^0} \int \frac{d^3P_2}{(2\pi)^3 2P_2^0} \frac{d^3q_1}{(2\pi)^3 2q_1^0} \frac{d^3q_2}{(2\pi)^3 2q_2^0} \times \\ &\times \sum_{i=1}^3 \langle |M^{(i)}|^2 \rangle |_{p_\pi=p} (2\pi)^4 \delta(k + P_1 - P_2 - q_1 - q_2) 2\pi \delta(k + P_1 - P_2 - p) = \\ &= \frac{d^3W_1}{d^3p} W_2 \exp\left(-\frac{m_\pi \Gamma}{|\mathbf{p}|} L\right). \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \frac{d^3W_1}{d^3p} &= \frac{1}{2k^0 2P_1^0} \frac{1}{(2\pi)^3 2p^0} \int \frac{d^3P_2}{(2\pi)^3 2P_2^0} \times \\ &\times \langle |M_1|^2 \rangle |_{p_\pi=p} (2\pi)^4 \delta(k + P_1 - P_2 - p) \end{aligned} \quad (14)$$

есть дифференциальная вероятность процесса фоторождения π^+ -мезона с импульсом \mathbf{p} , а

$$W_2 = \frac{1}{2p^0} \int \frac{d^3q_1}{(2\pi)^3 2q_1^0} \frac{d^3q_2}{(2\pi)^3 2q_2^0} \sum_{i=1}^3 \langle |M_2^{(i)}|^2 \rangle (2\pi)^4 \delta(p - q_1 - q_2) \quad (15)$$

есть вероятность распада π^+ -мезона на антимюон и любое нейтрино с определенной массой, которая в пределе нулевых масс нейтрино совпадает со стандартной вероятностью распада π^+ -мезона на антимюон и безмассовое мюонное нейтрино.

Поскольку геометрия рассматриваемого мысленного эксперимента фиксирует направление импульса виртуальных пионов, но не его модуль, для нахождения дифференциальной вероятности обсуждаемого процесса вероятность (13) нужно проинтегрировать по $|\mathbf{p}|^2 d|\mathbf{p}|$. А так как пион рождается в процессе «два в два», модуль его импульса оказывается фиксированным законом сохранения энергии, что приводит к сингулярности величины d^3W_1/d^3p . Поэтому интегрирование по $d|\mathbf{p}|$ снимается «лишней» дельта-функцией, и

пределы интегрирования тут не важны. В результате окончательно получаем

$$\int \frac{d^3W}{d^3p} |\mathbf{p}|^2 d|\mathbf{p}| = \frac{dW_1}{d\Omega} W_2|_{|\mathbf{p}|=|\mathbf{p}|^*} \exp\left(-\frac{m_\pi \Gamma}{|\mathbf{p}|^*} L\right). \quad (16)$$

Здесь $dW_1/d\Omega$ есть дифференциальная вероятность рождения π^+ -мезона с импульсом, направленным от источника к детектору, а $|\mathbf{p}|^*$ есть корень уравнения $k^0 + P_1^0 - P_2^0|_{\mathbf{P}_2=\mathbf{k}+\mathbf{P}_1-\mathbf{p}} - p^0 = 0$ относительно $|\mathbf{p}|$.

Таким образом, вероятность полного процесса принимает вид произведения вероятности рождения пиона с импульсом в направлении детектора, вероятности его распада и затухающей с расстоянием экспоненты, описывающей вероятность того, что пион долетит до детектора. Этот результат в точности совпадает с ожидаемым из физических соображений.

Развитый формализм позволяет также описать осцилляции нейтральных каонов. Для этого нужно рассмотреть процесс, в котором K^0 -мезоны рождаются при облучении протонной мишени пучком π^- -мезонов, $\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0$, потом они распространяются в течение времени T , которое мы считаем фиксированным, после чего распадаются на $\pi^+\pi^-$ -пары. Амплитуда этого процесса есть сумма амплитуд с виртуальными K_S^0 и K_L^0 в промежуточном состоянии, описываемыми зависящими от времени пропагаторами вида (7). В результате при вычислении вероятности процесса по сформулированным выше правилам амплитуды с K_S^0 и K_L^0 в промежуточном состоянии интерферируют, вследствие чего возникают осцилляции вероятности рождения пары [9]. Так же, как и в рассмотренном примере, дифференциальная вероятность процесса факторизуется, и для нее получаются в точности те же формулы, что и в стандартном подходе [10].

Аналогичным образом можно рассмотреть процессы осцилляции нейтрино для случая их рождения и регистрации через взаимодействие с заряженным током ядер, которые описываются диаграммой (2). Полная амплитуда такого процесса представляется в виде суммы амплитуд с виртуальными нейтрино в промежуточном состоянии, которым сопоставляется зависящий от времени фермионный пропагатор (5). При вычислении по приведенным выше правилам дифференциальной вероятности процесса можно пренебречь массами нейтрино всюду, кроме экспонент пропагаторов. В результате дифференциальная вероятность процесса факторизуется на дифференциальную вероятность процесса рождения безмассового фермиона, который можно трактовать как электронное безмассовое нейтрино, вероятность взаимодействия этого безмассового фермиона с ядром-детектором и осциллирующий фактор, который возникает вследствие интерференции амплитуд с разными массовыми состояниями нейтрино и в стандартном подходе называется вероятностью выживания электронного нейтрино [8]. Таким образом, в рамках нового формализма опять правильно воспроизводятся результаты стандартного подхода.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрен новый квантовый теоретико-полевой пертурбативный формализм для описания процессов, происходящих на конечных пространственных и временных интервалах. В его рамках было подробно рассмотрено описание процесса распада π^+ -мезона на определенном расстоянии от источника, при этом полученный результат совпадает с ожидаемым из физических соображений. Также были кратко обсуждены осцилляции нейтральных каонов и нейтрино. В этих процессах осцилляции возникают вследствие интерференции амплитуд с различными частицами с определенной массой в промежуточном состоянии, при этом не используются состояния с определенной странностью и флейворные состояния. Описание ведется в терминах плоских волн, что существенно упрощает вычисления вероятностей процессов осцилляций частиц по сравнению с подходами, в которых используются волновые пакеты.

Благодарности. Авторы благодарны Э. Э. Боосу, А. В. Борисову, В. Ч. Жуковскому, А. Е. Лобанову и М. Н. Смолякову за интересные обсуждения работы. Работа В. О. Егорова была поддержана грантом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Giunti C., Kim C. W.* Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics. Oxford; UK: Univ. Press, 2007.
2. *Bilenky S.* Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos // Lect. Notes Phys. 2010. V. 817. P. 1–256.
3. *Giunti C., Kim C. W., Lee J. A., Lee U. W.* On the Treatment of Neutrino Oscillations without Resort to Weak Eigenstates // Phys. Rev. D. 1993. V. 48. P. 4310–4317.
4. *Grimus W., Stockinger P.* Real Oscillations of Virtual Neutrinos // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 3414–3419.
5. *Lobanov A. E.* Particle Quantum States with Indefinite Mass and Neutrino Oscillations // Ann. Phys. 2019. V. 403. P. 82–105.
6. *Feynman R. P.* Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics // Phys. Rev. 1949. V. 76. P. 769–789.
7. *Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В.* Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1984.
8. *Egorov V. O., Volobuev I. P.* Neutrino Oscillation Processes in a Quantum-Field-Theoretical Approach // Phys. Rev. D. 2018. V. 97, No. 9. P. 093002.
9. *Волобуев И. П., Егоров В. О.* Квантовое теоретико-полевое описание процессов, происходящих на конечных пространственных и временных интервалах // ТМФ. 2019. Т. 199, № 1. С. 104–122.
10. *Belušević R.* Neutral Kaons // Springer Tracts Mod. Phys. 1999. V. 153. P. 1–184.