мюоний (связанные системы $e^-\mu^+$ и $e^+\mu^-$) и *нейтрино — антинейтрино*. В обоих случаях необходимым является взаимодействие, нарушающее сохранение *лептонного числа*. В 1962 З. Маки (Z. Maki), М. Накагава (M. Nakagawa) и С. Саката (Sh. Sakata) теоретически рассмотрели случай О. нейтрино разных типов: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$. В 1985 в протон-антипротонных соударениях коллаборацией UA1 в ЦЕРНе были обнаружены события, свидетельствующие об О. нейтральных B_s-мезонов: $B_s^0 \leftrightarrow \tilde{B}_s^0$ (аналогах $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$ для мезонов с $b(\tilde{b})$- и $\tilde{s}(s)$-кварками). В 1987 в экспериментах на накопительном кольце e^+e^- в ДЕЗИ (детектор АРГУС) наблюдались эффекты О. мезонов, состоящих из b- и d-кварков, $B_d^0 \leftrightarrow \tilde{B}_d^0$. Должны существовать также О. $D^0 \leftrightarrow \tilde{D}^0$, но ожидаемые эффекты очень малы (далеко за пределами чувствительности существующих экспериментов). Ведутся поиски О. нейтрон—антинейтрон, предсказываемых в теориях с нарушением сохранения *барионного числа*. Обсуждаются экзотич. каналы, такие, как фотон — *аксион* и др.

Осцилляции и смешивание частиц. О. $A \leftrightarrow B$ есть следствие смешивания частиц A и B. В вакууме это смешивание выражается в том, что состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ являются когерентными комбинациями двух состояний $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ с определёнными, но различающимися массами m_1 и m_2 (сами A и B определённых масс не имеют):

$$|A\rangle = \cos\theta|f_1\rangle + \sin\theta|f_2\rangle,$$
$$|B\rangle = \cos\theta|f_2\rangle - \sin\theta|f_1\rangle. \qquad (1)$$

Коэф. (1) выбраны из условия ортонормированности, угол θ наз. **углом смешивания в вакууме** (рис. 1). Согласно (1), смешивающиеся A и B состоят

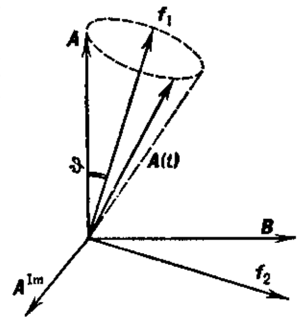

Рис. 1. Графическое представление смешивания и осцилляций. Состояниям с определёнными массами и взаимодействиями сопоставляются два ортонормированных базиса в действительных плоскостях $\{f_1, f_2\}$ и $\{A, B\}$. Смешивание выражается в повороте базисов друг относительно друга на угол θ. Эволюция состояния $|A(t)\rangle$ описывается вращением единичного вектора $A(t)$ по поверхности конуса с углом раствора θ. Период вращения $T = T_{\text{осц}}$. Проекция $A(t)$ на плоскость $\{A, A^{\text{Im}}\}$ равна амплитуде вероятности обнаружить частицу A в момент t [A^{Im} соответствует мнимой части состояния $|A(t)\rangle$].

из одних и тех же компонент f_1 и f_2, но различаются величинами их примесей, а также разностью фаз $\Delta\varphi$ между их состояниями. В $|A\rangle$ составляющие $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ находятся в фазе $\Delta\varphi = 0$, в $|B\rangle$ — в противофазе $\Delta\varphi = \pi$. **Максимальным смешиванием** наз. случай, когда $\theta = 45°$; при этом $|A\rangle$ и $|B\rangle$ различаются только разностью фаз, примеси состояний $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ в них равны.

О. возникают в процессе эволюции сложного состояния, рождённого как состояние $|A\rangle$ или $|B\rangle$, т. е. необходимым условием возникновения О. является рождение частиц A или B — «приготовление» одной из когерентных комбинаций (1). Частицы A и B рождаются и поглощаются в определ. взаимодействиях. Они характеризуются определ. различающимися квантовыми числами (*ароматами* F_A, F_B), к-рые в этих взаимодействиях сохраняются. Поэтому в данной конкретной реакции рождается либо частица A, либо частица B. В этой связи состояния $|A\rangle$ и $|B\rangle$ наз. **собственными состояниями взаимодействий** или состояниями с определ. ароматами. Напр., в случае $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$ — это *сильное взаимодействие*, сохраняющее *странность*: $F = S$, причём $S(K^0) = +1$, $S(\tilde{K}^0) = -1$. В случае О. $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ нейтрино ν_e или ν_μ рождаются в *слабом взаимодействии*, обусловленном *заряженными токами*, а ароматами являются электронное (L_e) или мюонное (L_μ) лептонные числа: $L_e(\nu_e) = 1$, $L_e(\nu_\mu) = 0$, $L_\mu(\nu_e) = 0$, $L_\mu(\nu_\mu) = 1$.

Смешивание A и B (1) обусловлено дополнит. взаимодействием типа $v\cdot\hat{A}^+\cdot\hat{B}$ + э. с., переводящим A в B и наоборот (здесь v — параметр размерности массы в случае фермионов и квадрата массы в случае бозонов; $\hat{A}$, $\hat{B}$ — операторы полей соответствующих частиц; э. с. — эрмитово-сопряжённый член). Это взаимодействие имеет вид недиагонального массового члена в гамильтониане, и массовая матрица частиц A и B оказывается недиагональной. Следовательно, A и B действительно не имеют определ. масс; таковыми обладают новые состояния $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ — комбинации $|A\rangle$ и $|B\rangle$, к-рые диагонализуют массовую матрицу [эти комбинации можно получить, разрешая систему (1) относительно $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$]. В результате диагонализации фиксируются массы частиц f_1 и f_2, а также угол смешивания: $\operatorname{tg}(2\theta) \sim v$. Состояния $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ часто наз. **собственными состояниями массовой матрицы**. Вакуумное смешивание означает, т. о., несовпадение собств. состояний взаимодействий и собств. состояний массовой матрицы.

Дополнит. взаимодействие, приводящее к смешиванию, явно нарушает аромат (квантовые числа) частиц A, B, и, как следствие этого, в процессе О. аромат не сохраняется. Для $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$ $|\Delta S| = 2$, для $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$ $|\Delta L_e| = 1$, $|\Delta L_\mu| = 1$ и т. д.

Основные параметры осцилляций. О. возникают в процессе эволюции в пространстве-времени смешивающихся состояний (1). Говорят об О. аромата (странности, *красоты*, чисел L_e, L_μ и др.) в данном смешанном состоянии.

Распространение частицы, рождённой, напр., как A, описывается суперпозицией двух *волновых пакетов*, соответствующих состояниям $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$. Именно $|f_i\rangle$, являясь собств. состояниями гамильтониана в вакууме, обладают определёнными энергиями и фазовыми скоростями, они эволюционируют независимо, и доли их примесей сохраняются. Из-за различия в массах пакеты $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ имеют разные фазовые скорости: $v_i^{\Phi} = \mathscr{E}_i/p_i$, где $\mathscr{E}_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$, p_i и m_i — соответственно полная энергия, импульс и масса частицы f_i (принята система единиц, в к-рой $c = 1$). Поэтому в процессе распространения разность фаз между $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ будет изменяться. Если пакеты достаточно короткие, то разность фаз в любой точке пакетов примерно одинакова и равна разности фаз соответствующих плоских волн: $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, где $\varphi_i = \mathscr{E}_i t - p_i x$. Состояние, рождённое как $|A\rangle$, в произвольный момент времени t имеет вид

$$|A(t)\rangle = \cos\theta|f_1\rangle + \sin\theta|f_2\rangle e^{i\Delta\varphi(t)}. \qquad (2)$$

Разности фазовых скоростей и фаз можно оценить, полагая, напр., что импульсы частиц f_1 и f_2 одинаковы:

$$\Delta\varphi(t) = \Delta v^{\Phi} p t = (\mathscr{E}_1 - \mathscr{E}_2)t = \begin{cases} \Delta m\cdot t \ \text{при}\ p \ll m, \\ \dfrac{\Delta m^2}{2p}t \ \text{при}\ p \gg m, \end{cases} \qquad (3)$$

где $\Delta m = m_1 - m_2$, $\Delta m^2 = m_1^2 - m_2^2$. Монотонный рост со временем разности фаз $\Delta\varphi$ и приводит к О. Действительно, в нач. момент $|A(0)\rangle = |A\rangle$, но при $t \neq 0$ $|A(t)\rangle \neq |A\rangle$ и $\langle B|A(t)\rangle \neq 0$, т. е. в $|A(t)\rangle$ появляется примесь $|B\rangle$. Этот процесс периодический: к моменту $t = T_{\text{осц}}$, определяемому условием $\Delta\varphi(T_{\text{осц}}) = 2\pi$, система (осциллирующие частицы) окажется в исходном состоянии $|A\rangle$. Согласно (3), период О. равен

$$T_{\text{осц}} = \begin{cases} \dfrac{2\pi}{\Delta m} \ \text{при}\ p \ll m, \\ \dfrac{4\pi p}{\Delta m^2} \ \text{при}\ p \gg m. \end{cases} \qquad (4)$$