Расстояние, на к-ром система возвращается к исходному состоянию, наз. д л и н о й о с ц и л л я ц и й $l_{\text{осц}}$. В обоих случаях (нерелятивистском и релятивистском)

$$l_{\text{осц}} = v^{\Gamma} T_{\text{осц}} = \frac{4\pi p}{\Delta m^2}, \tag{5}$$

где v^{Γ} — групповая скорость пакетов.

Макс. отличие состояния $|A\rangle$ от исходного наблюдается в моменты времени t_n, когда $\Delta\varphi(t_n) = \pi + 2\pi n$ ($n = 0, 1, 2\ldots$), при этом вероятность обнаружить частицу B определяет г л у б и н у о с ц и л л я ц и й:

$$a = |\langle B|A(t_n)\rangle|^2 = \sin^2(2\theta). \tag{6}$$

Вероятность обнаружить частицу A в произвольный момент t равна:

$$P_{A\to A}(t) = \overline{P} + \frac{1}{2} a \cos\frac{2\pi t}{T_{\text{осц}}}, \tag{7}$$

где

$$\overline{P} \equiv \frac{1}{2}(P^{\text{макс}} + P^{\text{мин}}) = \frac{1}{2}[1 + (1 - a)] = \\ = 1 - \frac{1}{2}\sin^2(2\theta) - \tag{8}$$

ср. значение, или вероятность, усреднённая по периоду (рис. 2). Выражение (7) может быть переписано в наиб. часто используемом виде

$$P_{A\to A}(t) = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\frac{\pi t}{T_{\text{осц}}} = 1 - \sin^2(2\theta)\sin^2\frac{\pi x}{l_{\text{осц}}} \tag{9}$$

(x — расстояние от точки рождения частицы A до точки наблюдения). Вероятность перехода $A \to B$ равна $P_{A\to B} = 1 - P_{A\to A}$.

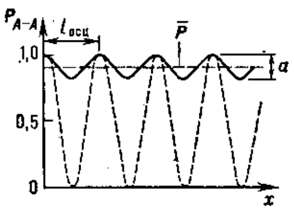

Рис. 2. Пространственная картина осцилляций. Зависимость от расстояния x вероятности обнаружить частицу исходного типа: сплошная линия—малое смешивание; пунктир — максимальное смешивание.

Глубина О. a и ср. вероятность $\overline{p}$ определяются только углом θ, причём в случае макс. смешивания глубина наибольшая: $a = 1$, $\overline{p} = 1/2$.

О. являются по существу интерференц. эффектом. Компоненты $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, составляющие $|A\rangle$, могут быть разложены в соответствии с (1) по состояниям $|A\rangle$, $|B\rangle$ с определ. ароматами. Т. о. возникают две волны $|\overset{A}{f_1}\rangle$ и $|\overset{A}{f_2}\rangle$ от $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, имеющие одинаковый аромат, но разные фазовые скорости. Эти волны интерферируют, и результат интерференции определяет амплитуду вероятности обнаружить частицу A в состоянии $|A(t)\rangle$. Из-за различия в фазовых скоростях волн характер интерференции изменяется от максимально конструктивной в моменты $t = n \cdot T_{\text{осц}}$ до максимально деструктивной при $t = (1/2 + n)\cdot T_{\text{осц}}$, $n = 0, 1, 2\ldots$ Аналогично описывается О. F_B-аромата.

Если область генерации частиц или размеры детектора превышают $l_{\text{осц}}$ или если энергетич. разрешение установки невелико: $\Delta\mathscr{E}/\mathscr{E} > l_{\text{осц}}/r$, где r — расстояние от источника до детектора, то происходит усреднение О. и измерения дадут $P = \overline{P}$. Это усреднение имеет квантовомеханич. природу и соответствует потере когерентности между $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$, к-рая может быть связана либо с большими размерами волновых пакетов, либо с тем, что разность фаз $\Delta\varphi$ оказывается случайной величиной. (В первом случае в разных точках пакетов $\Delta\varphi$ принимает значения от 0 до $\Delta\varphi_m \gg 2\pi$.) Интерференция волн $|\overset{A}{f_1}\rangle$ и $|\overset{A}{f_2}\rangle$ при этом исчезает.

Обобщения. Аналоги осцилляций. Выделяют два типа осцилляций: О. частица — античастица ($A \leftrightarrow \tilde{A}$) с изменением аромата на двойку, т. е. $|\Delta F| = 2$; О. частиц с разными ароматами, когда $|\Delta F_A| = |\Delta F_B| = 1$. Для $A \leftrightarrow \tilde{A}$ реализуется случай макс. смешивания. Это связано с тем, что в силу *теоремы CPT* диагональные элементы массовой матрицы, т. е. амплитуды переходов $A \to A$ и $\tilde{A} \to \tilde{A}$, одинаковы. К указанному типу относят О. $K^0 \leftrightarrow \tilde{K}^0$, $B^0 \leftrightarrow \tilde{B}^0$, $n \leftrightarrow \tilde{n}$, мюоний — антимюоний и др. Взаимодействие осциллирующей системы с веществом и внеш. полями устраняет равенство диагональных элементов, и смешивание становится не максимальным.

Для О. второго типа, по-видимому, типично малое смешивание, как это имеет место для кварков, а следовательно, и малая глубина О. Такая ситуация может реализоваться для нейтрино: $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\tau$.

О. имеют ряд аналогов в др. областях физики, прежде всего в механике. По существу это биения в системе слабосвязанных осцилляторов, напр. маятников. Колебания одного маятника соответствуют распространению частицы A, колебания другого — распространению частицы B. Связь между осцилляторами эквивалентна взаимодействию, переводящему A в B. Периодич. передача колебаний от одного маятника другому и есть аналог О. Осцилляции аналогичны таким явлениям, как вращение плоскости поляризации света в оптически активных средах, прецессия спина частиц в магн. поле и др.

В случае смешивания трёх и более частиц (напр., трёх нейтрино ν_e, ν_μ, ν_τ) осцилляц. вероятности оказываются суперпозициями трёх и более периодич. ф-ций (9). С практич. точки зрения важной характеристикой является наиб. возможное подавление потока исходных частиц в результате усреднения О. Минимизация вероятности $\overline{P}_{A\to A}$ по углам смешивания даёт для системы N частиц:

$$\overline{P}^{\text{мин}}_{A\to A} = \frac{1}{N}.$$

Если при смешивании *CP-чётность* сохраняется, то вероятности осцилляц. переходов для частиц и античастиц совпадают: $\Delta P = P_{A\to B} - P_{\tilde{A}\to\tilde{B}} = 0$. Нарушение CP-инвариантности связано с появлением комплексной фазы $e^{i\delta}$ в матрице смешивания. При этом разность вероятностей $\Delta P \sim \sin 2\varphi$ отлична от нуля.

Осцилляционные эксперименты. О. непосредственно проявляются в том, что в пучке частиц, состоящем первоначально из частиц A, в процессе его распространения периодически появляется и исчезает примесь частиц B. Детекторы, расположенные на разных расстояниях от источника A, будут регистрировать разные примеси B и соответственно разное подавление исходного A-потока (рис. 2). При фиксиров. расстоянии источник — детектор и непрерывном энергетич. спектре частиц О. приводят к появлению квазипериодич. структуры на спектре частиц A вследствие зависимости длины О. от энергии [см. (5)].

Картина О. искажается, если одна или обе частицы f_1 и f_2 распадаются, как это имеет место, напр., для K^0-, B^0-мезонов. Распад в осциллирующем состоянии (2) описывается дополнит. факторами $\exp(-\Gamma_i t/2)$ перед $|f_i\rangle$, где Γ_i — ширина распада частицы f_i. Это приводит к экспоненц. затуханию О.: $\overline{p}$ и a уменьшаются.

Др. фактор, влияющий на О.,— расхождение волновых пакетов $|f_1\rangle$ и $|f_2\rangle$ из-за различия их групповых скоростей. В процессе движения пакеты смещаются друг относительно друга и, т. к. они имеют конечные размеры, их перекрытие уменьшается, соответственно уменьшается глубина О. При полном расхождении пакетов О. исчезают.

Параметры О.— глубина, ср. вероятность и длина — зависят от $\Delta m(\Delta m^2)$ и θ [см. (3), (4), (6)]. Поэтому исследование осцилляц. эффектов является методом измерения разностей масс (квадратов масс) и углов смешивания. Отрицат. результат поиска О. в предельных случаях может означать, что либо мало́ смешивание и глу-