лучей в атмосфере Земли. Поляризация заряж. лептона в чисто лептонных распадах К-м. (так же, как и в распадах пионов) определяется в силу законов сохранения угл. момента и импульса поляризацией соответствующего нейтрино, т. е. является «вынужденной», и противоположна *спиральности*, с к-рой заряж. лептон входит в слабый ток. В связи с этим матричный элемент чисто лептонного распада пропорционален массе заряж. лептона, а отношение вероятностей распадов $K \to e\nu_e$ и $K \to \mu\nu_\mu$ составляет (без учёта *радиационных поправок*) величину

$$\frac{\Gamma(K \to e\nu_e)}{\Gamma(K \to \mu\nu_\mu)} = \left(\frac{m_e}{m_\mu}\right)^2 \frac{m_K^2 - m_e^2}{m_K^2 - m_\mu^2} \approx 2{,}5 \cdot 10^{-5},$$

согласующуюся с экспериментом.

В полулептонных трёхчастичных распадах К-м. законы сохранения позволяют заряж. лептонам иметь «естественную» спиральность и поэтому вероятности K_{e3}- и $K_{\mu3}$-распадов по порядку величины одинаковы. Амплитуда K_{l3}-распада имеет вид

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sin\vartheta_C \left\{ f_+(q^2)(p_K + p_\pi)_\alpha + f_-(q^2)(p_K - p_\pi)_\alpha \right\} l^\alpha,$$

где G_F — фермиевская константа слабого взаимодействия, p_K, p_π — 4-импульсы К-м. и пиона, $q = p_K - p_\pi$, l^α — заряж. лептонный ток (по индексу $\alpha = 0, 1, 2, 3$ подразумевается суммирование), а ф-ции $f_+(q^2)$ и $f_-(q^2)$ — *формфакторы*, зависящие от квадрата переданного импульса q^2. Для распадов нейтральных К-м. экстраполированное к $q^2 = 0$ значение первого формфактора вследствие $SU(3)$-симметрии равно единице: $f_+^0(0) = 1$, а для заряж. К-м. из-за правила $\Delta I = {}^1/_2$: $f_+^\pm(0) = 1/\sqrt{2}$. Поправки, связанные с нарушением $SU(3)$-симметрии, для формфакторов f_+ малы в силу теоремы Адемолло — Гатто. В пределе точной $SU(3)$-симметрии формфактор f_- при $q = 0$ должен отсутствовать: $f_-(0) = 0$. Однако для величины f_- теорема Адемолло — Гатто неприменима и эффекты нарушения $SU(3)$-симметрии могут приводить в принципе к $f_- \sim 1$. Используя *Дирака уравнение* для лептонов, входящих в лептонный ток, можно показать, что часть матричного элемента K_{l3}-распада, содержащая f_-, пропорциональна массе заряж. лептона. Поэтому от формфактора f_- зависит лишь вероятность $K_{\mu3}$-распада, в то время как вероятность K_{e3}-распада практически полностью определяется одним формфактором f_+. Существ. интерес представляет эксперим. определение величины $\xi = f_-/f_+$. Наличие у ξ мнимой части могло бы свидетельствовать о нарушении *CP-инвариантности* в распаде $K_{\mu3}$ [согласно эксперим. данным, в $K_{\mu3}^\pm$-распадах $\mathrm{Im}\,\xi = -0{,}017\,(23)$, а в $K_{\mu3}^0$-распаде $\mathrm{Im}\,\xi = -0{,}020\,(22)$].

Вероятность четырёхчастичных полулептонных распадов, $K \to 2\pi l\nu$, относительно мала из-за малости фазового объёма. Матричный элемент K_{l4}-распадов имеет вид

$$M = \frac{G}{\sqrt{2}} \sin\vartheta_C (V_\alpha + A_\alpha)\, l^\alpha,$$

$$A_\alpha = f_1(p_1 + p_2)_\alpha + f_2(p_1 - p_2)_\alpha + f_3(p - p_1 - p_2)_\alpha,$$

$$V_\alpha = f_4 m_K^{-2} \varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho} p_\mu p_{1\nu} p_{2\rho},$$

где V_α и A_α — матричные элементы векторной и аксиальной частей тока $(\bar{u}s)$, p_1, p_2, p — 4-импульсы π-мезонов и К-мезона, f_{1-4} — формфакторы, $\varepsilon_{\alpha\mu\nu\rho}$ — полностью антисимметричный тензор ($\varepsilon_{1234} = 1$). Вклад формфактора f_3 пропорционален массе лептона, как и вклад формфактора f_+ в случае K_{l3}-распада. Поскольку сумма $(p_1 + p_2)$ симметрична относительно перестановки π-мезонов, то член, пропорциональный f_1, описывает рождение π-мезонов в S-волне. В силу Бозе — Эйнштейна статистики для π-мезонов изотопич. часть соответствующей амплитуды также симметрична относительно перестановки π-мезонов и отвечает полному изоспину $I = 0$. Из-за перерассеяния π-мезонов в конечном состоянии формфактор f_1 представляет собой комплексную величину и его фаза δ_0 совпадает с фазой $\pi\pi$-рассеяния в S-волне и с полным изоспином $I = 0$. Аналогично формфактор f_2 описывает рождение π-мезонов в P-волне и его фаза совпадает с фазой δ_1 амплитуды рассеяния в состоянии с $I = 1$.

Изучение K_{l4}-распадов представляет значит. интерес по неск. причинам. Во-первых, оно позволяет получить независимую информацию о величине $(\delta_0 - \delta_1)$. Более того, величины f_1 могут быть определены в рамках гипотезы частичного сохранения аксиального тока:

$$f_1 = f_2 = f_\pi^{-1} f_+,$$

где f_π — константа распада $\pi \to \mu\nu$, $f_\pi \approx 0{,}93 m_\pi$, m_π — масса π-мезона. Далее, величина f_4 в пределе точной $SU(3)$-симметрии выражается в терминах амплитуды эл.-магн. распада η-мезона, $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, поскольку слабый адронный ток и эл.-магн. ток адронов принадлежат одному октету. Формфактор f_4 определяет (посредством интерференции с $f_{1,2}$) P-нечётные эффекты и может быть измерен на опыте, несмотря на то, что вклад его в полную вероятность распада пренебрежимо мал.

Изучение нелептонных распадов К-м., $K_{2\pi}$ и $K_{3\pi}$, сыграло важную роль в установлении правил отбора для нелептонных распадов и проверке гипотезы частичного сохранения аксиального тока.

Уже первые наблюдения двухчастичных нелептонных распадов К-м. обнаружили сильное подавление распадов K^+:

$$\frac{\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^0)}{\Gamma(K_S^0 \to \pi^+\pi^-)} \sim \frac{1}{500}.$$

Для объяснения этого феномена было предложено (М. Гелл-Ман — А. Пайс, 1955) правило отбора по изоспину $\Delta I = {}^1/_2$, где ΔI — изменение полного изоспина адронов в нелептонном слабом распаде. Действительно, π-мезоны в распадах $K \to 2\pi$ рождаются в S-волне и из-за бозе-статистики могут обладать полным изоспином $I = 0$ или $I = 2$. Поскольку пара $\pi^+\pi^0$ в распаде $K^+ \to \pi^+\pi^0$ имеет ненулевой заряд, для неё возможно только состояние с $I = 2$. Если имеет место правило отбора $\Delta I = {}^1/_2$, то К-м., изоспин к-рого $I = {}^1/_2$, не может распасться в состояние с $I = 2$, что и объясняет наблюдаемое подавление $K_{2\pi}^+$-распада.

Однако само правило отбора $\Delta I = {}^1/_2$ для нелептонных распадов, в отличие от лептонных, не имеет очевидного объяснения на кварковом языке, т. к. произведение токов $(\bar{u}s)$ $(\bar{d}u)$ содержит члены как с $I = {}^1/_2$, так и с $I = {}^3/_2$.

Правило отбора $\Delta I = {}^1/_2$ приводит к многочисл. предсказаниям для амплитуд $K \to 3\pi$-распадов. Предсказывается, в частности, что

$$\Gamma(K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-) : \Gamma(K_L^0 \to \pi^0\pi^0\pi^0) :$$
$$: \Gamma(K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0) : \Gamma(K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+) = 4:3:2:1.$$

Эти предсказания согласуются с опытом в пределах неск. %. Помимо полной вероятности в распадах $K \to 3\pi$ измеряется также спектр конечных π-мезонов. Экспериментально спектр хорошо аппроксимируется линейной ф-цией энергий π-мезонов:

$$M(K \to 3\pi) = a + b\frac{Q}{m_K} y,$$

где a, b — константы, Q — энерговыделение, $y = 2\mathscr{E}/\mathscr{E}_{\max} - 1$, $\mathscr{E}$ — кинетич. энергия т. н. непарного π-мезона (π^- в распаде $K^+ \to \pi^+\pi^+\pi^-$, π^0 в распаде $K_L^0 \to \pi^+\pi^-\pi^0$, π^+ в распаде $K^+ \to \pi^0\pi^0\pi^+$). Правило отбора $\Delta I = {}^1/_2$ связывает между собой величины a, b для разл. распадов.

Дальнейшие предсказания для величин a и b могут быть получены с помощью алгебры токов. Удаётся