

ходят в измерит. аппаратуре, гетеродина локац. приёмников и т. д., где их мощность колеблется от 0,01 до неск. Вт. Диапазон генерируемых частот 1—60 ГГц. Крутизна электроннои настройки достигает 10 МГц/В. Лит.: Хайков А. З., Климистонные усилители, М., 1974; Милованов О. С., Собенин Н. П., Техника сверхвысоких частот, М., 1980. В. Н. Курдюмов. **КЛИФФОРДА АЛГЕБРА** (спинорная алгебра) — ассоциативная алгебра K_n с n образующими k_1, \dots, k_n , т. е. совокупность линейных комбинаций из произведений k_i , причём выполняются соотношения:

$$k_i k_j + k_j k_i = \{k_i, k_j\} = 0 \text{ при } i \neq j, k_i^2 = 1. \quad (1)$$

K_n а. названа по имени У. Клиффорда (W. Clifford), к-рый ввёл её в 1876.

K_3 а. K_3 содержит в виде подалгебры алгебру *кватернионов*; K_4 а. изоморфна алгебре четырёхрядных Дирака матриц. Алгебра K_n имеет конечную размерность 2^n и связана с представлением спинорной группы $Spin(n)$ — двулистной накрывающей ортогональной группы $SO(n)$. Представление группы $Spin(n)$ в алгебре K_n степени 2^v , где $v=n/2$, наз. спинорным представлением. При $n=3$ получаем двумерное спинорное представление частицы со спином $1/2$.

В физике K_n а. появились в работах П. Дирака (Р. А. М. Dirac) в 1927. При выводе релятивистских инвариантного уравнения для частиц с полудельным спином (Дирака уравнения) возникает проблема извлечения квадратного корня из гамма-матрицы H . Если представить квадратичную форму $H = \sum x_i^2$ в виде квадрата линейной ф-ции $P(x) = \sum k_i x_i$, то коэф. k_i должны удовлетворять соотношениям (1), т. е. образовывать K_n а.

K_n а. тесно связана с Грассмана алгеброй. По каждой алгебре Грассмана можно построить K_n а. с удвоенным числом образующих с помощью умножения на Грассмана образующую \hat{x}_i и оператора дифференцирования $d/\partial \hat{x}_i$.

Рассматривают также обобщённые K_n а. \tilde{K}_n , образующие к-рых \tilde{k}_i удовлетворяют соотношениям:

$$\tilde{k}_i \tilde{k}_j + \tilde{k}_j \tilde{k}_i = f(\tilde{k}_i, \tilde{k}_j), \quad \tilde{k}_i^2 = f(\tilde{k}_i, \tilde{k}_i), \quad (1')$$

здесь f — произвольная квадратичная форма; напр., при $f = \delta_{ij}$ получается обычная K_n а.

Лит.: Березин Ф. А., Метод вторичного квантования, 2 изд., М., 1986; Желобенко Д. П., Компактные группы Ли и их представления, М., 1970; Казанова Г., Векторная алгебра, пер. с франц., М., 1979.

М. И. Монастырский.

К-МЕЗОНЫ (каоны) — семейство из двух электрически заряженных (K^+ , K^-) и двух нейтральных (K^0 , \bar{K}^0) мезонов (адронов) с массами ок. половины массы нуклона, обладающих нулевым спином, отрицательной внутренней чётностью и отличной от нуля странностью: у K^+ и K^0 странность $S=+1$, у K^- и \bar{K}^0 (являющихся античастицами K^+ , K^0) $S=-1$. K^+ и K^0 объединяются в изотопич. дублет (см. *Изотопическая инвариантность*). Аналогичный дублет составляют \bar{K}^0 , K^- . Согласно кварковой модели адронов, K^+ и K^0 состоят соответственно из кварков ($u\bar{s}$) и ($d\bar{s}$), а K^- и \bar{K}^0 — из ($\bar{u}s$) и ($\bar{d}s$). Нейтральные K^0 - и \bar{K}^0 -мезоны, различаясь значением странности, по-разному ведут себя в процессах сильного взаимодействия. Вместе с π -мезонами и η -мезоном К-м. входят в октет псевдоскалярных мезонов.

К-м. представляют собой ниже по массе состояния с отличной от нуля странностью. Поэтому их распады происходят по слабому взаимодействию с изменением странности на 1, $|\Delta S|=1$, а времена жизни на 13—14 порядков превышают характерное время сильного взаимодействия (в связи с этим К-м. условно относят к стабильным частицам). Заряж. K^\pm -мезоны с массой $m(K^\pm)=493,669(15)$ МэВ имеют время жизни $\tau(K^\pm)=1,2371(26) \times 10^{-8}$ с. Для нейтральных же К-м.

в вакууме определёнными массами и временами жизни обладают нек-рые суперпозиции состояний K^0 и \bar{K}^0 — т. н. короткоживущий K_S^0 - и долгоживущий K_L^0 -мезоны (см. ниже). Разность масс K_L^0 и K_S^0 очень мала ($\Delta m_{LS} = m(K_L^0) - m(K_S^0) = 3,521(14) \times 10^{-12}$ МэВ) и известна со значительно лучшей точностью, чем сами массы K_L^0 -, K_S^0 -мезонов: $m(K_L^0) \approx m(K_S^0)$, $m(K_L^0) = 497,67(13)$ МэВ. Времена жизни K_S^0 и K_L^0 равны соответственно $\tau(K_S^0) = 0,8923(22) \times 10^{-10}$ с и $\tau(K_L^0) = 5,183(40) \cdot 10^{-8}$ с. Согласно теореме *CPT*, массы и времена жизни K^+ - и K^- -мезонов должны совпадать. Это экспериментально проверено с относит. точностью $10^{-4} - 10^{-3}$:

$$\frac{m(K^+) - m(K^-)}{m(K^+)} = -0,6(1,8) \cdot 10^{-4};$$

$$\frac{\tau(K^+) - \tau(K^-)}{\tau(K^+)} = 1,1(0,9) \cdot 10^{-3}.$$

Верх. предел на разность масс K^0 - и \bar{K}^0 -мезонов установлен значительно точнее:

$$\frac{m(\bar{K}^0) - m(K^0)}{m(K^0)} < 6 \cdot 10^{-10}.$$

Открытие К-м. и его значение для физики элементарных частиц. Впервые К-м. были обнаружены в космических лучах. Первое их наблюдение относится, по-видимому, к 1944 [Л. Лепренс-Ренге (L. Leprince-Ringuet) и М. Леритье (M. Lheritier)], а первое убедит. доказательство существования *странных частиц* (в т. ч. К-м.) получено в 1947, когда были обнаружены [Дж. Д. Рочестер (G. D. Rochester), К. Ч. Батлер (C. Ch. Butler)] т. н. «вилки», отвечающие распаду нейтральной частицы на две заряженные (напр., $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $A \rightarrow \pi^+ \pi^-$) и распаду заряж. частицы на заряженную и нейтральную ($K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$). Последующие исследования (1949—54), проводимые физиками разл. стран в космич. лучах на больших высотах, позволили обнаружить разные моды распада К-м., а также приближённо измерить их массы и времена жизни. В частности, были открыты распады $K \rightarrow 3\pi$ (к-рые назывались τ -распадами: $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^\pm \pi^\mp$), распады $K \rightarrow 2\pi$ (их называли θ -распадами: $\theta^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ и $\theta^\pm \rightarrow \pi^\pm \pi^0$), а также распады $K_{\mu 2}$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ и $K_{\mu 3}$, $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu \pi^0$. Однако эксперименты в космич. лучах не позволили решить вопрос, являются ли наблюдаемые распады разл. модами распада одной и той же заряж. (или нейтральной) частицы или представляют собой распады разных частиц с приблизительно одинаковыми массами. Существ. прогресс в изучении К-м. произошёл после того, как их стали получать на ускорителях высокой энергии (1954). Эксперименты на ускорителях подтвердили гипотезу ассоциативного рождения странных частиц (в т. ч. К-м. и гиперонов) и, т. о., доказали существование нового квантового числа — странности, сохраняющегося в процессах сильного взаимодействия. Уточнение масс и времён жизни, а также эксперим. доказательство того, что относит. вероятность θ - и τ -распадов не зависит от их энергии и вторичных взаимодействий, показали, что они являются разными модами распада одной частицы — К-м. Существование K_L^0 -мезона [предсказанного М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) и А. Пайсом (A. Pais) в 1955] было экспериментально установлено в 1956 [К. Ланде (K. Lande), Ю. Т. Бут (E. Th. Booth), Дж. Импедаля (J. Impeduglia), Л. М. Ледерман (L. M. Lederman), У. Чиповский (W. Chinowsky)]. Эксперим. исследования К-м. привели к установлению важнейших закономерностей в физике элементарных частиц — открытию несохранения в слабом взаимодействии пространств. чётности и нарушения *CP*-чётности (последнее до сих пор экспериментально наблюдается только в распадах K_L^0). Отсутствие в распадах К-м. *нейтральных токов* с изменением