

этой гармоник. Как правило, энергия связи пар и, соответственно, темп-ра сверхпроводящего перехода быстро убывают с ростом орбитального момента. Поэтому спаривание осуществляется с наименьшим допустимым значением момента. Суммарный спин пары равен нулю при чётном орбитальном моменте и единице при нечётном (т. е. пары являются бозонами). В большинстве известных сверхпроводников куперовские пары обладают нулевым орбитальным моментом (о существовании т. н. *d*-волновой сверхпроводимости см. *Органические сверхпроводники*). Интересным примером ферми-жидкости, в к-рой орбитальный момент пары равен единице, является сверхтекучий <sup>3</sup>He. Обычно в осн. состоянии сверхтекучей системы импульс пары равен нулю, т. е. пары образуются из квазичастиц с противоположно направленными и равными между собой по абс. величине импульсами. Однако возможны и системы с ненулевым суммарным импульсом пары, что означало бы пространственную неоднородность сверхтекучей системы в осн. состоянии (см. *Гелий жидкий*).

Лит. см. в ст. *Бардина — Купера — Шриффера модель*.  
А. Э. Мейерович.

**КУРЧАТОВИЙ** (Kurchatovium), Ku, — радиоакт. хим. элемент IV группы периодич. системы элементов, получен искусственно, ат. номер 104. Относится к трансурановым элементам, из трансактиноидных элементов (расположен в периодич. системе первым после семейства *актиноидов*). Все известные изотопы К. (массовые числа 253—261) очень неустойчивы, наиб. долгоживущ <sup>261</sup>Ku (*T*<sub>1/2</sub> = 65 с). Первый радионуклид К. <sup>260</sup>Ku (*T*<sub>1/2</sub> = 0,1 с) получен Г. Н. Флёровым с сотрудниками в 1964 при облучении <sup>242</sup>Pu ядрами <sup>22</sup>Ne, затем ими же [и одноврем. Г. Сиборгом (G. Seaborg) с сотрудниками] получено несколько др. более устойчивых изотопов. Свойства К. исследованы слабо, т. к. он получен в ничтожно малых количествах. Возможная электронная конфигурация внешних оболочек атома К. 5s<sup>2</sup>p<sup>6</sup>d<sup>10</sup>f<sup>14</sup>g<sup>2</sup>h<sup>2</sup>i<sup>2</sup>. Энергия ионизации атома К. 5,1 эВ. По хим. свойствам К. отличается от актиноидов и является близким аналогом *гафния*, проявляет степень окисления +4. Назв. «К.» предложено сов. учёными (ИЮПАК не утверждено), в США этот элемент наз. резерфордием (символ Rf).

С. С. Бердоносов.

**КЭЛИ** — **КЛЕЙНА ПАРАМЕТРЫ** — комплексные величины, с помощью к-рых можно определить положение твёрдого тела, имеющего неподвижную точку. К. — К. п. *a*, *b* связаны с углами Эйлера φ, ψ, θ зависимостями

$$a = \cos \frac{\theta}{2} e^{i(\varphi + \psi)/2}, \quad b = i \sin \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi - \psi)/2},$$

$$-b^* = i \sin \frac{\theta}{2} e^{i(\varphi - \psi)/2}, \quad a^* = \cos \frac{\theta}{2} e^{-i(\varphi + \psi)/2}$$

(\* означает комплексное сопряжение), при этом |*a*|<sup>2</sup> + |*b*|<sup>2</sup> = 1. В свою очередь, зная *a* и *b*, можно определить углы φ, ψ, θ из равенства

$$\cos \theta = aa^* - bb^*, \quad \cos 2\varphi = \operatorname{Re}(-ab^*/ba^*),$$

$$\cos 2\psi = \operatorname{Re}(-ab/a^*b^*),$$

где Re — действит. часть комплексной величины. К. — К. п. задают координаты в группе вращений трёхмерного пространства SO(3). Их введение основано на связи между группой SO(3) и группой SU(2) унитарных матриц 2-го порядка с единичным определителем. Всякий действит. вектор *x* (*x*<sub>1</sub>, *x*<sub>2</sub>, *x*<sub>3</sub>) можно представить эрмитовой матрицей

$$H \begin{pmatrix} x_3 & x_1 + ix_2 \\ x_1 - ix_2 & -x_3 \end{pmatrix} = x_1\sigma_1 + x_2\sigma_2 + x_3\sigma_3, \quad (1)$$

где σ<sub>*i*</sub> — Паули матрицы. Для каждого вращения *x'* = = *Ax*, описываемого углами Эйлера φ, ψ, θ, вектор *x'* представляется матрицей

$$U' = \tau(U)H = UHU^+ = UHU^{-1},$$

где

$$U(\varphi, \psi, \theta) = \begin{pmatrix} a & b \\ -b^* & a^* \end{pmatrix}, \quad (2)$$

значок «+» означает эрмитово сопряжение. При этом, в отличие от описания с помощью углов Эйлера, преобразования с использованием К. — К. п. можно переименовать, т. е. τ(*U*<sub>1</sub>*U*<sub>2</sub>) = τ(*U*<sub>1</sub>)τ(*U*<sub>2</sub>).

К. — К. п. *a*, *b* однозначно определяют вращение *A*, но *a*, *b* и  $-a, -b$  описывают одно и то же вращение, что соответствует двухзначным (спинорным) представлениям группы вращений (см. *Вращения группы, Спинор*). Определение К. — К. п. в форме (1), (2) есть по существу представление элементов группы вращений *R*<sup>3</sup> через кватернионы с единичной нормой. Неявно такая связь прослеживается в работах А. Кэли (A. Cayley) в 1847, а точные соотношения появились в работах Ф. Клейна (F. Klein) в 1897.

К. — К. п. применяются при решении ряда кинематич. задач о движении тела с неподвижной точкой, в частности задачи о сложении последовательных конечных поворотов, для записи ур-ний, определяющих закон движения тела вокруг неподвижной точки, в более компактном виде и др.

Лит.: Голдштейн Г., Классическая механика, пер. с англ., 2 изд., М., 1975; Лурье А. И., Аналитическая механика, М., 1961; Синг Дж. Л., Классическая динамика, пер. с англ., М., 1963.

М. И. Моностырский.

**КЮРИ** (Ки, Ci) — внесистемная единица активности нуклида в радиоакт. источнике (активности изотопа), равная активности изотопа, в к-ром за 1 с происходит 3,700 · 10<sup>10</sup> (точно) актов распада; назв. в честь Пьера Кюри (P. Curie) и Марии Склодовской-Кюри (M. Skłodowska-Curie):

$$1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк (беккерелей)}.$$

**КЮРИ ЗАКОН** — температурная зависимость магнитной восприимчивости χ парамагнетиков вида

$$\chi = C/T, \quad (1)$$

где *C* — постоянная Кюри, *T* — темп-ра.

К. з. подчиняются только те парамагнетики, в к-рых существуют ионы или молекулы, обладающие отличным от нуля магнитным моментом. Закон открыт П. Кюри (P. Curie, 1895) при исследовании температурной зависимости уд. магн. восприимчивости газообразного кислорода и ряда др. парамагн. веществ. К. з. следуют: парамагн. газы (O<sub>2</sub> и NO); пары щелочных металлов; разбавленные растворы парамагн. солей; кристаллич. парамагн. соединения, в к-рых между магн. ионами расположены достаточно большие группы немагн. ионов или атомов (их присутствие делает взаимодействие между магн. ионами пренебрежимо малым), в этих веществах, кроме того, симметрия *внутрикристаллического поля* должна быть достаточно высокой, чтобы оказались исключёнными эффекты, связанные с «замораживанием» орбитального момента.

Теоретически ф-ла (1) была получена П. Ланжевеном (P. Langevin, 1905), рассмотревшим задачу о намагничивании 1 моля газа из *N* атомов (или молекул), обладающих магн. моментом μ<sub>0</sub>. При наложении магн. поля *H* последнее стремится ориентировать моменты μ<sub>*i*</sub> параллельно *H*. Этому состоянию соответствует минимум потенц. энергии атомного магн. момента во внеш. поле *U*<sub>*i*</sub> = −μ<sub>*i*</sub>*H* = μ<sub>0</sub>*H* cos θ<sub>*i*</sub>, где θ<sub>*i*</sub> — угол между векторами μ<sub>*i*</sub> и *H*. Тепловое движение препятствует ориентации моментов. В соответствии с Больцмана распределением ср. значение проекции магн. момента на направление поля *H*

$$\langle \mu_H \rangle = (\mu_0/N) \sum_{i=1}^N \cos \theta_i \exp(U_i/kT). \quad (2)$$

Замена в (2) суммирования интегрированием даёт для намагниченности *M* газа значение

$$M = N \langle \mu_H \rangle = N\mu_0 L(x), \quad (3)$$

где Ланжевена функция *L*(*x*) = cth*x* − 1/*x*, *x* = μ<sub>0</sub>*H*/к*T*. При не очень низких темп-рах и в не очень сильных магн. полях (μ<sub>0</sub>*H* ≪ к*T*) значение *L*(*x*) ≈ *x*/3 и (3) переходит в *M* = (*C*/*T*)*H*, что совпадает с ф-лой (1) при значении *C* = *N*μ<sub>0</sub><sup>2</sup>/3*k*.