

Так, в ковалентных кристаллах нельзя выделить атомы или ионы; значит, часть электронной плотности располагается между ионными остовами, образуя связи. Ионные кристаллы можно без заметной потери точности представить как состоящие из хорошо определенных ионов, однако поляризация этих кристаллов в статич. и НЧ полях связана не только с появлением дипольных моментов у ионов, но и со смещением ионов как целого. Формально это учитывают, вводя понятие ионной (связанной со смещением ионов) поляризуемости.

В области оптич. частот (видимого и УФ-диапазона) смещениями ионов можно пренебречь, поляризуемость α чисто электронная и К.—М. ф. переходит в *Лоренца-Лоренца формулу*. Однако и в этом случае расчёт может заметно отличаться от эксперимента. Это связано с тем, что поляризуемость иона в среде отличается от его поляризуемости в свободном виде; поэтому К.—М. ф. носит приближённый характер для любой конденсированной среды. Степень её приближённости существенно различна для разных сред. Для жидкостей, состоящих из неполярных молекул, К.—М. ф. выполняется с высокой точностью, поскольку поляризация неполярной молекулы происходит за счёт относительного перемещения составляющих её частиц и другие, даже близко расположенные молекулы не влияют на процесс поляризации. Для полярных диэлектриков, поляризация к-рых связана с ориентацией молекулярных диполей, наличие соседей существенно. Поэтому в случае полярных диэлектриков К.—М. ф. верна лишь для газов и сильно разбавленных растворов полярных жидкостей в неполярных растворителях. Поляризуемость при этом имеет характерную темп-рную зависимость, а К.—М. ф. переходит в *Ланжевена — Дебая формулу*. Ограничение применимости К.—М. ф., связанное с использованием (2), не является принципиальным, поскольку внутр. поля в разных точках элементарной ячейки и для разных структур можно рассчитать с достаточно хорошей точностью.

Лит. см. при ст. *Диэлектрики*. А. П. Леванюк. **КЛЕБША — ГОРДАНА КОЭФФИЦИЕНТЫ** — возникают в квантовой механике при решении задачи сложения моментов (орбитальных, спиновых или полных) независимых частиц (или систем), а также при сложении *изотопических спинов* и вообще любых аналогичных величин, связанных с группами $SU(2)$ и $SO(3)$. Названы по имени А. Клебша (А. Klebsch) и П. Гордана (Р. Gordan). В литературе встречается также название: коэффициенты векторного сложения, коэффициенты Вигнера. К.—Г.к. используются в атомной и молекулярной физике, теории твёрдого тела, физике ядра и элементарных частиц и в др. приложениях квантовой механики.

Задача сложения двух моментов состоит в нахождении собств. ф-ций Ψ_{jm} и собств. значений операторов \hat{j}^2 и \hat{j}_z (где $\hat{j} = \hat{j}_1 + \hat{j}_2$ — суммарный момент системы), выраженных через собств. ф-ции $\Psi_{j_1 m_1}$, $\Psi_{j_2 m_2}$ операторов двух складываемых моментов и их проекций [1, 2]:

$$\Psi_{jm} = \sum_{m_1+m_2=m} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{jm} \Psi_{j_1 m_1} \Psi_{j_2 m_2} \quad (1)$$

Табл. 2. — Коэффициенты $C_{j_1 m_1; 1 m_2}^{jm}$

j \ m_2	1	0	-1
$j_1 + 1$	$\left[\frac{(j_1 + m_1)(j_1 + m_1 + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{j_1 - m_1 + 1}{(2j_1 + 1)(j_1 + 1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 - m_1)(j_1 - m_1 + 1)}{(2j_1 + 1)(2j_1 + 2)} \right]^{1/2}$
j_1	$-\left[\frac{(j_1 + m_1)(j_1 - m_1 + 1)}{2j_1(j_1 + 1)} \right]^{1/2}$	$m_1 [j_1(j_1 + 1)]^{-1/2}$	$\left[\frac{(j_1 - m_1)(j_1 + m_1 + 1)}{2j_1(j_1 + 1)} \right]^{1/2}$
$j_1 - 1$	$\left[\frac{(j_1 - m_1)(j_1 - m_1 + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)} \right]^{1/2}$	$-\left[\frac{(j_1 - m_1)(j_1 + m_1)}{j_1(2j_1 + 1)} \right]^{1/2}$	$\left[\frac{(j_1 + m_1)(j_1 + m_1 + 1)}{2j_1(2j_1 + 1)} \right]^{1/2}$

Здесь коэффициенты $C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{jm}$ — К.—Г. к., $j^2 = \hbar^2 j(j+1)$, $j_z = \hbar m$, причём j и m могут принимать значения:

$$j = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, \dots, |j_1 - j_2|, -j \leq m \leq j \quad (2)$$

($j_1, m_1; j_2, m_2$ — квантовые числа моментов и их проекций отд. частиц; см. *Квантовое сложение моментов*).

Используется много разл. обозначений для К.—Г. к. [кроме обозначения в ф-ле (1)] и связанных с ними коэффициентов.

Общие ф-лы для К.—Г. к. при произвольных j_1, j_2 и j были получены Ю. Вигнером (E. Wigner) и Г. Рака (H. Raca) с помощью методов теории групп, однако они слишком громоздки для большинства физ. приложений. В практич. расчётах пользуются либо алгебраич. ф-лами в случае, когда один из моментов мал

Табл. 1. — Коэффициенты $C_{j_1 m_1; 1/2 m_2}^{jm}$

m_2	$1/2$	$-1/2$
$j_1 + 1/2$	$\left(\frac{j_1 + m_1 + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1 - m_1 + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$
$j_1 - 1/2$	$-\left(\frac{j_1 - m_1 + 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$	$\left(\frac{j_1 + m_1 - 1/2}{2j_1 + 1} \right)^{1/2}$

(табл. 1, $j_2 = 1/2$; табл. 2, $j_2 = 1$), либо числ. таблицами К.—Г. к. для конкретных значений j_1, j_2 и j (см., напр., [3]). Ниже перечислены осн. свойства и приложения К.—Г. к., используемые в квантовомеханич. расчётах.

1) Соотношения ортогональности:

$$\sum_{m_1 m_2} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{jm} C_{j_1 m_1'; j_2 m_2'}^{j'm'} = \delta_{jj'} \delta_{mm'}, \quad (3)$$

$$\sum_{j m} C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{jm} C_{j_1 m_1'; j_2 m_2'}^{j'm'} = \delta_{m_1 m_1'} \delta_{m_2 m_2'}$$

($\delta_{kk'}$ — *Кronecker символ*). Эти свойства вытекают из того, что К.—Г. к. имеют смысл ф-ций унитарного преобразования при переходе от представления, где в качестве переменных используются j_1, m_1, j_2, m_2 , к представлению, заданному переменными j, m, j_1, j_2, m_1, m_2 , отвечающими суммарному моменту (см. *Представлений теория*). При этом К.—Г. к. всегда вещественны.

2) Соотношения симметрии:

$$C_{j_1 m_1; j_2 m_2}^{jm} = (-1)^{j_1 + j_2 - j} C_{j_2 m_2; j_1 m_1}^{jm} = (-1)^{j_1 + j_2 - j} C_{j_1, -m_1; j_2, -m_2}^{j, -m} = (-1)^{j_2 + m_2} \sqrt{\frac{2j+1}{2j_1+1}} C_{j_1, -m_1; j_2 m_2}^{j, -m} \quad (4)$$

и т. д. Эти соотношения полезны для приведения К.—Г. к. к табличным значениям. Всего имеется 72 соотношения симметрии, к-рые образуют группу, найденную Т. Редже (T. Regge) в 1958 (см. [6]).