

определ. *чтностью*. Конкретный вид киральных преобразований может быть разным, в частности он зависит от спин-тензорной и изотопич. структуры поля.

Классич. примером киральных преобразований могут служить вращения дираковского спинора (см. *Дирака поле*) с фазой, пропорциональной  $\gamma_5$ , где  $\gamma_5$  — *Дирака матрица* (см. ниже). Четырёхкомпонентное поле Дирака  $\psi$  можно представить в виде композиции двух двухкомпонентных, или вейлевских, спиноров  $\varphi^\alpha$  ( $\alpha = 1, 2$ ):

$$\psi = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix},$$

где индексы  $L$  и  $R$  означают левый и правый вейлевский спинор. Соответственно поля

$$\varphi_L = \begin{pmatrix} \varphi_L^\alpha \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \varphi_R = \begin{pmatrix} 0 \\ \varphi_R^\alpha \end{pmatrix}$$

называют левым и правым полями или полями левой и правой частицы. Эта терминология отражает тот факт, что при нулевой массе частицы поля  $\varphi_L$  или  $\varphi_R$  имеют определённую (левую или правую) *спиральность*.

Левый вейлевский спинор определён законом преобразования при лоренцовых вращениях системы отсчёта  $x$  в систему отсчёта  $x'$ :

$$\varphi_L^\alpha \rightarrow \exp \left\{ \frac{i\sigma}{2} (\omega + i\nu) \right\} \varphi_L^\alpha. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma$  — *Паули матрицы*,  $\omega, \nu$  — векторы, параметризующие преобразования Лоренца:  $\nu$  — вектор в направлении скорости пространственной системы координат  $x'$  относительно системы координат  $x$ ,  $\omega$  — вектор вращения системы  $x'$  относительно  $x$ . При отражении пространственных координат  $\nu \rightarrow -\nu$ ,  $\omega \rightarrow \omega$ , поэтому левый спинор переходит в правый, к-рый задан своим законом преобразования, отличающимся от (1) знаком перед вектором  $\nu$ :

$$\varphi_R^\alpha \rightarrow \exp \left\{ \frac{i\sigma}{2} (\omega - i\nu) \right\} \varphi_R^\alpha. \quad (2)$$

Действие матрицы  $\gamma_5$  на правый и левый спиноры отличается знаком:

$$\gamma_5 = \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & -I \end{pmatrix}; \quad \gamma_5 \begin{pmatrix} \varphi_L \\ \varphi_R \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varphi_L \\ -\varphi_R \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $I$  — единичная матрица  $2 \times 2$ . Киральным преобразованием дираковского спинора  $\psi$  служит операция

$$\psi \rightarrow \exp(i\beta\gamma_5)\psi, \quad (4)$$

где  $\beta$  — параметр преобразований. Поля  $\varphi_L$  и  $\varphi_R$  являются при этом К. п. и преобразуются по закону:

$$\varphi_L \rightarrow \exp(i\beta)\varphi_L, \quad \varphi_R \rightarrow \exp(-i\beta)\varphi_R. \quad (5)$$

Если имеется неск. дираковских полей, отвечающих, напр., разн. *кваркам*, то киральные преобразования могут включать и изменение сорта (аромата) кварка, напр. изотопич. вращения (см. *Изотопическая инвариантность*).

Киральные преобразования можно определять и для бозонных полей. Если есть, напр., скалярное поле  $\sigma$  и псевдоскалярное поле  $\pi$ , то киральным является преобразование вида

$$\delta\sigma = \varepsilon\pi, \quad \delta\pi = -\varepsilon\sigma,$$

где  $\varepsilon$  — параметр преобразования. При наличии неск. подобных полей (напр., полей  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ) киральные преобразования также могут включать изменение сорта частиц.

Киральные преобразования особенно интересны в тех случаях, когда соответствующий лагранжиан инвариантен относительно таких преобразований.

Лит.: Р а м о н П., Теория поля, пер. с англ., М., 1984. В. И. Захаров.

**КИРХГОФА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ** — один из осн. законов *теплового излучения*, устанавливающий зависимость между испусканием и поглощением эл.-магн. излучения телом определ. темп-ры  $T$ . Открыт Г. Р. Кирхгофом (G. R. Kirchhoff) в 1859, положил начало развитию теории равновесного теплового излучения.

Согласно К. з. и., отношение *испускательной способности* тела (поверхности непрозрачного тела) к его *поглощательной способности* одинаково для всех тел и является универсальной ф-цией частоты  $\nu$  (или длины волны  $\lambda$ ) излучения и абс. темп-ры  $T$ ; эта ф-ция определяется *Планка законом излучения*. К. з. и. справедлив для теплового излучения любой частоты, как испускаемого элементом поверхности тела в нек-ром направлении, так и испускаемого во всех направлениях (т. е. в пределах телесного угла  $2\pi$ ).

Испускат. способность в заданном направлении  $B_{\nu, T}$  (энергетич. яркость поверхности) определяется потоком энергии излучения, испускаемым с единицы поверхности за единицу времени в этом направлении (в расчёте на единицу телесного угла), а поглощат. способность  $A_{\nu, T}$  — отношением поглощённой энергии к энергии падающего излучения. К. з. и. для этого случая имеет вид

$$\frac{B_{\nu, T}}{A_{\nu, T}} = B_{\nu, T}^{(0)} = I_{\nu, T},$$

где  $B_{\nu, T}^{(0)}$  — испускат. способность *абсолютно чёрного тела* (для него  $A_{\nu, T} = 1$ ) в заданном направлении, одинаковая во всех направлениях и совпадающая с интенсивностью  $I_{\nu, T}$  равновесного излучения при темп-ре  $T$  (см. *Излучение равновесное*).

Испускат. способность во всех направлениях в пределах телесного угла  $2\pi$  получается интегрированием потока энергии излучения  $B_{\nu, T} \cos \theta d\Omega$ , испускаемого в телесном угле  $d\Omega = \sin \theta d\theta d\varphi$  ( $\theta$  — угол между определ. направлением и нормалью к поверхности тела,  $\varphi$  — азимут), по  $\theta$  от 0 до  $\pi/2$  и по  $\varphi$  от 0 до  $2\pi$ , т. е.

$$\varepsilon_{\nu, T} = \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} B_{\nu, T} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi = \varepsilon_{\nu, T}^{(0)} a_{\nu, T},$$

где

$$a_{\nu, T} = \frac{1}{\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} A_{\nu, T} \cos \theta \sin \theta d\theta d\varphi -$$

поглощат. способность тела по отношению к падающему на него равновесному излучению,  $\varepsilon_{\nu, T}^{(0)} = \pi I_{\nu, T}$  — испускат. способность абсолютно чёрного тела, совпадающая с потоком энергии равновесного излучения за единицу времени через единичную площадку в одну сторону. К. з. и. принимает вид

$$\frac{\varepsilon_{\nu, T}}{a_{\nu, T}} = \varepsilon_{\nu, T}^{(0)}$$

К. з. и. выводится из предположения о полном термодинамич. равновесии излучения с веществом и строго справедлив лишь для равновесного теплового излучения, в частности для излучения, заполняющего замкнутую полость при темп-ре  $T$ . Однако он с хорошей точностью применим к тепловому излучению, испускаемому с поверхности тела, нагретого до высокой темп-ры, в окружающую более холодную среду, собственное излучение к-рой мало по сравнению с излучением данного тела, так что можно рассматривать эту среду как вакуум (разумеется, что для поддержания стационарного состояния необходимо подводить к излучающему в вакуум телу энергию).

При рассмотрении равновесия излучения с заполняющим объём разреженным веществом (газом, плазмой), в частности локального термодинамич. равновесия, К. з. и. устанавливает связь коэф. испускания  $J_{\nu, T}$  (объёмной *испускательной способности*) — потока энер-