сятся сверхпроводники 1-го рода при темп-рах, не очень близких к критич. темп-ре. К лондоновским относятся сверхпроводники 2-го рода (как правило, сплавы), а также сверхпроводники при темп-ре, близкой к критической. В последнем случае ур-ние (1) является следствием феноменологич. теории сверхпроводимости Гинзбурга — Ландау (В. Л. Гинзбург, Л. Д. Ландау, 1950) и может быть выведено на основании микроскопич. теории (Л. П. Горьков, 1959).

Лит.: Де Жен П., Сверхпроводимость металлов и сплавов, пер. с англ., М., 1968. *Н. Б. Копнин.*

ЛОРА́НА РЯД — ряд, представляющий *аналитическую функцию* в окрестности её изолиров. особой точки. Получил своё назв. по имени П. Лорана (P. Laurent). Если z_0 — изолиров. особая точка аналитич. ф-ции $f(z)$, то в окрестности z_0 ф-ция $f(z)$ представляется в виде суммы сходящегося ряда

$$f(z)=\sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(z-z_0)^n,$$

коэф. к-рого определяются контурными интегралами:

$$c_n=\frac{1}{2\pi i}\int\limits_{\gamma}\frac{f(z)}{(z-z_0)^{n+1}},\quad n=0,\ \pm 1,\ \ldots,$$

где γ — контур, охватывающий точку z_0 и лежащий в области аналитичности ф-ции $f(z)$, причём интегрирование производится в направлении против часовой стрелки. Совокупность членов Л. р. с неотрицат. степенями $(z-z_0)$ наз. его п р а в и л ь н о й ч а с т ь ю, а совокупность членов с отрицат. степенями $(z-z_0)$ — г л а в н о й ч а с т ь ю.

Если бесконечное число членов гл. части Л. р. ф-ции $f(z)$ в точке z_0 отлично от нуля, то точка z_0 наз. с у щ е с т в е н н о о с о б о й т о ч к о й. Если лишь конечное число членов гл. части Л. р. отлично от нуля, то точка z_0 наз. п о л ю с о м, причём макс. число n, для к-рого $c_{-n}\neq 0$, наз. кратностью полюса, а коэф. c_{-1} — вычетом ф-ции $f(z)$ в точке z_0. Если гл. часть Л. р. ф-ции $f(z)$ тождественно равна нулю, то точка z_0 наз. у с т р а н и м о й о с о б о й т о ч к о й. В этом случае, после доопределения ф-ции $f(z)$ в точке z_0 с помощью ф-лы $f(z_0)=c_0$, $f(z)$ становится аналитич. ф-цией в окрестности точки z_0, а её Л. р. совпадает с *Тейлора рядом*.

Лит. см. при ст. *Аналитическая функция.* *Б. И. Завьялов.*

ЛО́РЕНЦА ГРУ́ППА — группа вещественных линейных однородных преобразований 4-векторов $x=x^{\mu}=\{x^0, x^1, x^2, x^3\}$ пространства Минковского M_4, сохраняющих (индефинитное) скалярное произведение

$$xy=x^0y^0-x^1y^1-x^2y^2-x^3y^3=g_{\mu\nu}x^{\mu}y^{\nu}=x^{\mu}y_{\mu},$$

где $g=g_{\mu\nu}$ — метрич. тензор в M_4 (подразумевается суммирование по повторяющимся индексам). Названа по имени Х. А. Лоренца (H. A. Lorentz). Являясь подгруппой *Пуанкаре группы* (группы симметрии пространства-времени в отсутствие гравитации), Л. г. играет фундам. роль в релятивистской теории. Инвариантность действия относительно преобразований Л. г. отражает изотропность пространства-времени и влечёт за собой сохранение 4-тензора момента (см. *Нётер теорема*).

Преобразование Λ из Л. г. задаётся веществ. четырёхрядной матрицей $\Lambda=\Lambda^{\mu}_{\nu}$, так что $x^{\mu}\to x'^{\mu}=\Lambda^{\mu}_{\nu}x_{\nu}=\Lambda x$. Равенство $\Lambda x\cdot\Lambda y=xy$ эквивалентно $\Lambda^{T}g\Lambda=g$ (Λ^{T} транспонирована к Λ) и даёт $\det\Lambda=\pm 1$, $|\Lambda^0_0|\geqslant 1$. Л. г. L разбивается на 4 компоненты, связанные между собой в соответствии со знаками $\det\Lambda$ и Λ^0_0:

$$L=L^{\uparrow}_{+}+L^{\downarrow}_{+}+L^{\uparrow}_{-}+L^{\downarrow}_{-}=L^{\uparrow}_{+}+PTL^{\uparrow}_{+}+PL^{\uparrow}_{+}+TL^{\uparrow}_{+}.$$

Здесь ниж. индекс — знак $\det\Lambda$, стрелка $\uparrow(\downarrow)$ отвечает знаку $+$ $(-)$ Λ^0_0; P — инверсия (отражение) пространства: $(Px)^0=x^0$, $(Px)^j=-x^j$; T — инверсия времени: $(Tx)^0=-x^0$, $(Tx)^j=x^j$, $j=1,\ 2,\ 3$. Преобразования с $\det\Lambda=1$ наз. с о б с т в е н н ы м и, с $\Lambda^0_0>0$ — о р т о х р о н н ы м и. Собственная ортохронная группа $L^{\uparrow}_{+}$ является подгруппой Л. г.

Л. г. — шестипараметрич. группа Ли; в $L^{\uparrow}_{+}$ имеются 3 независимых пространственных вращения $R_{ij}(\alpha)$ на угол α в плоскости (x^i, x^j):

$$x^{\mu}\longrightarrow x'^{\mu},\quad x'^0=x^0,\quad x'^i=x^i\cos\alpha+x^j\sin\alpha,$$
$$x'^j=x^j\cos\alpha-x^i\sin\alpha$$

и 3 независимых (частных) *Лоренца преобразования* — гиперболич. повороты (б у с т ы) $B_{0k}(\beta)$ на угол β в плоскости (x^0, x^k):

$$x^{\mu}\longrightarrow x'^{\mu},\quad x'^0=x^0\operatorname{ch}\beta+x^k\operatorname{sh}\beta,$$
$$x'^i=x^i,\quad x'^j=x^j,\quad x'^k=x^k\operatorname{ch}\beta+x^0\operatorname{sh}\beta$$

(здесь $i, j, k=1, 2, 3$ и их циклич. перестановки). Любой элемент Λ из $L^{\uparrow}_{+}$ можно однозначно представить в виде $\Lambda=RB$, где R — пространств. вращение вокруг нек-рой оси, а B — гиперболич. поворот в плоскости $(x^0, \boldsymbol{n})$, где $\boldsymbol{n}$ — нек-рое направление.

В приложениях важно соответствие между $L^{\uparrow}_{+}$ и группой $SL(2, \mathrm{C})$ комплексных матриц 2×2 с единичным определителем. Каждому x^{μ} из M_4 ставится в соответствие эрмитова матрица

$$X=x^{\mu}\sigma_{\mu}=\begin{pmatrix} x^0+x^3 & x^1-ix^2\\ x^1+ix^2 & x^0-x^3\end{pmatrix},$$

где σ_0 — единичная матрица 2×2, σ_j — *Паули матрицы*; при этом $x^{\mu}x_{\mu}=\det X$ и $x^{\mu}=(1/2)\operatorname{Tr}(\sigma^{\mu}X)$. Тогда каждому преобразованию $X\to X'=SXS^{+}$, где $S\in SL(2, \mathrm{C})$, отвечает преобразование $\Lambda(S)\in L^{\uparrow}_{+}$, причём $\Lambda^{\mu}_{\nu}=(^1/_2)\operatorname{Tr}(\sigma_{\mu}S\sigma_{\nu}S^{+})$. Это соответствие двузначно: $\Lambda(-S)=\Lambda(S)$; вращениям R отвечают унитарные матрицы $V=S(SS^{+})^{-1/2}$, бустам B — положительно (либо отрицательно) определённые эрмитовы матрицы $H=(SS^{+})^{1/2}$, а разложению $\Lambda=RB$ — разложение $S=VH$. Группа $SL(2, \mathrm{C})$ является универсальной накрывающей Л. г., являясь мин. односвязной группой, гомоморфной Л. г. (см. *Группа*).

Параметризации Л. г. с помощью углов поворотов отвечает матричное представление её генераторов $M_{ij}=iR'_{ij}(0)$, $M_{0k}=iB'_{0k}(0)$ (штрих означает здесь производную по углу). Их *Ли алгебра* характеризуется перестановочными соотношениями:

$$[M_{\mu\nu},\ M_{\rho\sigma}]=i(g_{\mu\rho}M_{\nu\sigma}+g_{\nu\sigma}M_{\mu\rho}-g_{\mu\sigma}M_{\nu\rho}-g_{\nu\rho}M_{\mu\sigma}). \quad (1)$$

В трёхмерных обозначениях удобно перейти к комбинациям

$$N_i=(I_i+iK_i)/2,\quad N^{+}_i=(I_i-iK_i)/2,$$
$$I_i=\varepsilon_{ijk}M^{jk}/2,\quad K_i=M_{0i},$$

где ε_{ijk} — символ Леви-Чивиты. Тогда алгебра (1) расщепляется в прямую сумму двух алгебр Ли *вращений группы* $O(3)$:

$$[N_i,\ N_j]=i\varepsilon_{ijk}N_k,\ \left[N^{+}_i,\ N^{+}_j\right]=i\varepsilon_{ijk}N^{+}_k,\ \left[N_i,\ N^{+}_j\right]=0. \quad (2)$$

О п е р а т о р ы К а з и м и р а, коммутирующие со всеми генераторами, имеют вид $C_1=N_iN_i$, $C_2=N^{+}_iN^{+}_i$.

Неприводимые представления Л. г. (точнее, её подгруппы $L^{\uparrow}_{+}$) полностью характеризуются собств. значениями j_1, j_2 операторов C_1, C_2. Для конечномерных представлений удобнее трёхмерная реализация (2) алгебры Ли. Вследствие её расщепления представление $D^{(j_1, j_2)}$ Л. г. строится как прямое произведение пред-