следует Л. у.:

$$\frac{\partial f}{\partial t}=\sum_i\left(\frac{\partial H}{\partial q_i}\frac{\partial f}{\partial p_i}-\frac{\partial H}{\partial p_i}\frac{\partial f}{\partial q_i}\right)=\{H,\ f\},\qquad(1)$$

где (H, f) — *Пуассона скобка*, H — ф-ция Гамильтона.

Из постоянства ф-ции распределения f вдоль фазовых траекторий можно сделать важный для статистич. физики вывод, что f в случае статистич. равновесия зависит лишь от интегралов движения системы.

В квантовой статистич. механике система описывается статистич. оператором (матрицей плотности) ρ, к-рый удовлетворяет квантовому Л. у.:

$$i\hbar\frac{\partial\rho}{\partial t}=[H,\ \rho],\qquad(2)$$

где квадратная скобка обозначает коммутатор операторов H и ρ, т. е. $[H, \rho]=H\rho-\rho H$, H — оператор Гамильтона, $[H, \rho]/i\hbar$ — квантовая скобка Пуассона, $\hbar$ — постоянная Планка. Ур-ние (2) является квантовым аналогом классич. Л. у. (1). Стационарным равновесным решением Л. у. является произвольная ф-ция от H, вид к-рой определяется типом *статистического ансамбля* Гиббса. Неравновесные ф-ции распределения статистич. систем находятся как решения Л. у., зависящие от параметров, к-рые описывают неравновесное состояние.

Лит. см. при ст. *Статистическая физика*. *Д. Н. Зубарев.*

ЛИ́ФШИЦА — О́НСАГЕРА КВАНТОВА́НИЕ — обобщение правила орбитального квантования электронов в магн. поле (см. *Ландау уровни*) для случая произвольного закона дисперсии носителей заряда в металлах. В металле для электронов, находящихся вблизи *ферми-поверхности*, значения энергии уровней Ландау $\mathcal{E}_n\sim\mathcal{E}_F$ ($\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми) намного превосходят характерное расстояние между ними $\hbar\omega_c$ ($\omega_c=eH/m^*c$ — *циклотронная частота*, e и m^* — заряд и эфф. масса носителей). Обычно в металлах в поле $H\sim10^4$ Э отношение $\mathcal{E}_F/\hbar\omega_c\sim10^4$. Поэтому в металлах орбитальное квантование описывается квазиклассически, а уровни Ландау характеризуются высокими квантовыми числами ($n\sim10^4$). При этом разность соседних разрешённых уровней Ландау $\Delta\mathcal{E}_n=\mathcal{E}_n-\mathcal{E}_{n-1}$ для носителей с фиксированной проекцией k_H волнового вектора k на направление $\boldsymbol{H}$ определяется периодом T_n движения по соответствующей (замкнутой) орбите (в импульсном пространстве) на поверхности Ферми: $\Delta\mathcal{E}_n(k_H)=2\pi\hbar/T(\mathcal{E})$. Очевидно, что период движения по орбите с фиксированной энергией $T(\mathcal{E})$ на поверхности Ферми определяется площадью сечения $S(\mathcal{E})$ поверхности Ферми данной орбитой $T(\mathcal{E})=(c/eH)(\partial S/\partial\mathcal{E})$. Т. к. движение частицы квазиклассично $\Delta\mathcal{E}\ll\mathcal{E}_n$, то $\partial S_n/\partial\mathcal{E}_n=(S_{n+1}-S_n)/(\mathcal{E}_{n+1}-\mathcal{E}_n)$ и условие орбитального квантования для электронов в металле фактически задаёт изменение площади, охватываемой орбитой в импульсном пространстве, при переходе с одной орбиты на другую: $\Delta S=S_{n+1}-S_n=2\pi e\hbar H/c$. Это условие означает, что Л.—О. к. является фактически квантованием площадей $S_n=(2\pi e\hbar H/c)(n+\gamma)$, где безразмерная величина $\gamma(k_H)$ в простейших случаях близка к $^1/_2$.

Л.—О. к. лежит в основе нек-рых эксперим. методик определения формы и структуры *ферми-поверхностей*. С помощью Л.—О. к. объясняются разл. осцилляционные эффекты в металлах в магнитном поле, напр. *де Хааза—ван Альфена эффект* (см. *Квантовые осцилляции* в магнитном поле). Теория Л.—О. к. построена независимо И. М. Лифшицем и Л. Онсагером (L. Onsager) в 1952.

Лит.: Киттель Ч., Квантовая теория твердых тел, пер. с англ., М., 1967; Лифшиц И. М., Азбель М. Я., Каганов М. И., Электронная теория металлов, М., 1971; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твердого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Абрикосов А. А., Основы теории металлов, М., 1987. *А. Э. Мейерович.*

ЛИ́ХТЕНБЕ́РГА ФИГУ́РЫ — картины распределения искровых каналов, стелющихся по поверхности твёрдого диэлектрика при т. н. *скользящем разряде*. Впервые наблюдались Г. К. Лихтенбергом (G. Ch. Lichtenberg) в 1777.

ЛИ — Я́НГА ТЕОРЕ́МА — теорема о распределении нулей большой статистич. суммы для ферромагн. *Изинга модели* $Z(w)=\sum_{n=0}^{N}w^nZ_n$, где $w=\exp(-2\mu H/kT)$, H — напряжённость магн. поля, μ — магн. момент, Z_n — статистич. сумма с заданным полным магн. моментом $M=\mu n$. Согласно Л.—Я. т., все нули полинома $Z(w)$ расположены на единичной окружности $|w|=1$ в комплексной плоскости w. Доказана Ли (Lee Tsung Dao) и Янгом (Yang Chen Ning) в 1952 для модели Изинга произвольной размерности, а также для эквивалентной ей модели решёточного газа. В термодинамич. пределе ($N\to\infty$) нули $Z(w)$ непрерывно заполняют окружность $|w|=1$, за исключением (при темп-ре T выше темп-ры T_c фазового перехода) нек-рой окрестности (лакуны) вокруг точки $w=1$. При $T\to T_c$ лакуна сужается, и при $T\leqslant T_c$ нули заполняют всю единичную окружность, что означает появление сингулярности свободной энергии $F=-kT\ln Z$ как ф-ции H при $H=0$. Вблизи края лакуны плотность распределения нулей $\rho(w)$ имеет степенну́ю сингулярность. Соответствующие показатели при $T\to T_c$ связаны с *критическими показателями* (индексами) для фазового перехода в модели Изинга. Для точно решаемой двумерной модели Изинга плотность нулей $\rho(w)$ удаётся вычислить.

Впоследствии Л.—Я. т. была доказана также для др. статистич. моделей, в частности для сферич. ферромагнетика.

Лит.: Lee T. D., Yang C. N., Statistical theory of equations of state and phase transitions I—II, «Phys. Rev.», 1952, v. 87, p. 404, 410; Хуанг К., Статистическая механика, пер. с англ., М., 1966. *М. В. Фейгельман.*

ЛОБОВО́Е СОПРОТИВЛЕ́НИЕ — то же, что *аэродинамическое сопротивление*.

ЛОГИ́ЧЕСКИЕ СХЕ́МЫ — физ. устройства, реализующие функции матем. логики. Л. с. подразделяют на 2 класса: комбинационные схемы (Л. с. без памяти) и последовательностные схемы (Л. с. с памятью). Л. с. являются основой любых систем (различных назначений и физ. природы) обработки дискретной информации. Л. с. может быть представлена в виде многополюсника (рис. 1), на к-рый поступает n входных сигналов и с к-рого снимается m выходных сигналов. При этом как независимые (логические) переменные $X_1, \ldots, X_n$, так и ф-ции $Y_1, \ldots, Y_n$, также наз. логическими, могут принимать к.-л. значения только из одного и того же конечного множества значений.

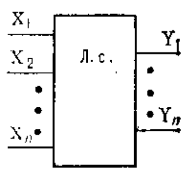

Рис. 1.

Наиб. распространены т. н. двоичные Л. с., для к-рых всё множество сигналов ограничено двумя значениями, отмечаемыми символами 1 и 0 и подчиняющимися условию: $a=1$, если $a\neq0$, и $a=0$, если $a\neq1$. Для представления чисел с помощью двоичных переменных 0 и 1 чаще всего применяют т. н. позиционный двоичный код, в к-ром разряды двоичного числа расставлены по степеням числа 2:

$$X_n\cdot2^n+\ldots+X_2\cdot2^2+X_1\cdot2^1+X_0\cdot2^0.$$

Напр., двоичное число $1101_2=1\cdot8+1\cdot4+0\cdot2+1\cdot1=13$. Поэтому при описании работы Л. с. необходимо различать, выступает данный сигнал в качестве числа или в качестве логич. переменной.

Для описания работы Л. с. используют табличный или аналитич. способы. В первом случае строят т. н. таблицу истинности, в к-рой приводятся все возможные сочетания входных сигналов (аргументов) и соответствующие им значения выходных сигналов (логич. ф-ций). В двоичной логике число разл. сочетаний из n аргументов равно 2^n, а число логиче-