направленного движения равна нулю (разомкнутая внеш. цепь), представляет собой коэф. теплопроводности. Отсутствие электрич. тока при наличии градиента темп-ры обеспечивается возникновением электрич. поля, пропорц. градиенту темп-ры (*Зеебека эффект*). Это поле создаёт электрич. ток, компенсирующий ток, создаваемый потоком «горячих» электронов. Таким образом, Д. т. м. качественно объясняет электронную *теплопроводность* и нек-рые *термоэлектрические явления* в металлах.

Наиб. впечатляющим, хотя и ошибочным, результатом Д. т. м. явилось объяснение *Видемана — Франца закона*. Оно было связано с взаимной компенсацией двух ошибок при вычислении электронной теплоёмкости (в Д. т. м. она получается примерно в 100 раз больше истинной) и ср. квадрата скорости электрона (к-рый оказывается во столько же раз меньше истинного; кроме того, Друде ошибся в 2 раза при вычислении электропроводности).

Д. т. м., будучи классич. теорией, принципиально не могла объяснить ряд эксперим. фактов: 1) отсутствие электронного вклада в *теплоёмкость*, равного $3nk/2$; 2) величину длины свободного пробега l электронов, превосходящую в сотни раз расстояние между ионами; 3) знак постоянной Холла, к-рый может быть как отрицательным, так и положительным; 4) зависимость сопротивления многих металлов от внеш. магн. поля (см. *Магнетосопротивление*); 5) наблюдаемые значения *термоэдс*, к-рые примерно на 2 порядка меньше, чем следует из Д. т. м.

Развитие квантовой статистики и квантовой механики привело к появлению квантовостатистич. теории электронного газа в металлах (см. *Зоммерфельда теория металлов*) и *зонной теории* твёрдого тела, к-рые объяснили упомянутые выше (а также др.) факты, необъяснимые в рамках Д. т. м. Несмотря на это, Д. т. м. благодаря простоте и наглядности можно использовать для качеств. оценок кинетич. явлений в металлах, и особенно в *полупроводниках*, где носители заряда подчиняются классич. статистике.

Лит.: Drude P., Zur Elektronentheorie der Metalle, «Ann. Phys.», 1900, Bd 1, S. 566; Ашкрофт Н., Мермин Н., Физика твёрдого тела, пер. с англ., т. 1, М., 1979; Гроссе П., Свободные электроны в твёрдых телах, пер. с нем., М., 1982. *Э. М. Эпштейн.*

ДРУ́ДЕ ФО́РМУЛА — формула, описывающая высокочастотную проводимость σ металлов на основе представления об электронах как о свободных частицах, движущихся через кристалл с трением (см. *Друде теория металлов*). Д. ф. даёт частотную зависимость $\sigma=\sigma(\omega)$ образца, находящегося в электрич. поле частоты ω:

$$\sigma(\omega)=\sigma_0\frac{1+i\omega\tau}{1+\omega^2\tau^2}, \qquad (1)$$

где σ_0 — статич. проводимость, определяемая ф-лой:

$$\sigma_0=\frac{ne^2\tau}{m}. \qquad (2)$$

Здесь n — концентрация свободных электронов, m, e, τ — масса, заряд и время свободного пробега электрона. Соотношение (2) также часто называют Д. ф.

Исходным пунктом для вывода Д. ф. служит стационарное решение ур-ния движения электрона:

$$m\frac{dv}{dt}+\frac{m}{\tau}\boldsymbol{v}=e\boldsymbol{E}. \qquad (3)$$

Здесь $\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_0e^{i\omega t}$ — напряжённость электрич. поля частоты ω, m/τ — коэф. трения. Согласно теории Друде, трение возникает в результате рассеяния свободных электронов (гл. обр. на ионах). Если принять, что при каждом столкновении электрон полностью теряет связь с движением до столкновения, то τ совпадает со временем свободного движения между столкновениями. Объединив получающееся из (3) выражение для скорости $\boldsymbol{v}$ с определением плотности тока $\boldsymbol{j}=ne\boldsymbol{v}$, получим Д. ф. (1) для проводимости.

Д. ф. используют для описания оптич. свойств металла, вводя его диэлектрич. проницаемость ε (см. *Диэлектрики*):

$$\varepsilon(\omega)=\varepsilon_0+\frac{4\pi i\sigma(\omega)}{\omega}. \qquad (4)$$

Здесь ε_0 — диэлектрич. проницаемость ионного остова. Из (4) видно, что $\mathrm{Im}\,\sigma$ связана с $\mathrm{Re}\,\varepsilon$, а $\mathrm{Re}\,\sigma$ связана с $\mathrm{Im}\,\varepsilon$ и определяет поглощение эл.-магн. энергии металлом. Д. ф. объясняет отражат. способность металла (металлич. блеск) и возникновение прозрачности в УФ-диапазоне при $\omega\gg\omega_{пл}=\sqrt{4\pi ne^2/\varepsilon_0 m}$ и $\omega\tau\gg1$ (см. *Металлооптика*).

Д. ф. и её обобщения находят применение для описания высокочастотных и магнитооптич. свойств металлов и полупроводников. Это связано с тем, что Д. ф. может быть выведена и на основании совр. представлений о движении электронов в кристаллах (см. *Блоховские электроны*). При этом ряд величин, входящих в выражения (1) и (2), приобретают смысл, отличающийся от того, к-рый им придавал Друде, m заменяется *эффективной массой* электрона m^*, а время свободного пробега τ определяется столкновениями не с периодически расположенными ионами кристаллич. решётки, а с нерегулярностями, присущими каждому кристаллу (с *дефектами* решётки, с *фононами* и т. п.).

Лит. см. при статье *Металлы*. *В. М. Винокур.*

ДУАЛИ́ЗМ КОРПУСКУЛЯ́РНО-ВОЛНОВО́Й — см. *Корпускулярно-волновой дуализм*.

ДУА́ЛЬНОЕ ПРЕОБРАЗОВА́НИЕ (от лат. dualis — двойственный) — преобразование от переменных *параметра порядка* (ПП) к переменным параметра беспорядка (ПБ) в решёточной модели статистич. физики (см., напр., *Двумерные решёточные модели*). Флуктуации ПП малы при низких темп-рах, а флуктуации ПБ малы при высоких темп-рах. Д. п. существует для моделей с локальным взаимодействием, инвариантным относительно абелевой группы симметрии. Введено Х. Крамерсом (H. Kramers) и Г. Ванье (G. Wannier) в 1941.

Переменные ПП (условно наз. спинами) — двумерные единичные векторы $\boldsymbol{S}(\boldsymbol{r})=\{\cos\theta(\boldsymbol{r}), \sin\theta(\boldsymbol{r})\}$, заданные в узлах решётки $\boldsymbol{r}$. Для простоты рассматривается квадратная решётка при $d=2$ и кубическая при $d=3$ (d — размерность пространства). Углы $\theta(\boldsymbol{r})$ принимают непрерывный ряд значений $0\leqslant\theta(\boldsymbol{r})\leqslant2\pi$ в $U(1)$-модели и дискретные значения $\theta(\boldsymbol{r})=2\pi p(\boldsymbol{r})/q$, $p=0, 1, \ldots, q-1$ в Z_q-модели. Взаимодействуют спины, находящиеся в соседних узлах. Энергия парного взаимодействия спинов в узлах $\boldsymbol{r}$ и $\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\mu}$ ($\boldsymbol{\mu}$ — базисный вектор решётки) зависит от разности углов в этих узлах (решёточного градиента) $\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})=\theta(\boldsymbol{r}+\boldsymbol{\mu})-\theta(\boldsymbol{r})$ с точностью до слагаемого, кратного 2π. Система полностью характеризуется набором парных статистич. весов (ПСВ) $w[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]=\exp\{-\varepsilon[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]/T\}$, где $\varepsilon[\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})]$ — энергия парного взаимодействия, T — темп-ра в энергетич. единицах.

ПСВ не меняются при одинаковом повороте всех спинов на произвольный угол θ для группы $U(1)$ и угол θ, кратный $2\pi/q$, для группы Z_q. ПСВ как периодич. функцию рёберной переменной $\theta_\mu(\boldsymbol{r})\equiv\partial_\mu\theta(\boldsymbol{r})$ можно разложить в ряд Фурье на группе $U(1)$:

$$w(\theta_\mu)=\sum_{n_\mu=-\infty}^{\infty}\tilde{w}(n_\mu)\exp(in_\mu\theta_\mu). \qquad (1)$$

Ряд Фурье на группе Z_q конечен:

$$w(p_\mu)=\sum_{n_\mu=0}^{q-1}\tilde{w}(n_\mu)\exp(in_\mu\theta_\mu), \qquad (2)$$

где $\theta_\mu=2\pi p_\mu/q$.

Переход в статистич. сумме к целочисл. рёберным переменным $n_\mu(\boldsymbol{r})$ приводит к условию равенства нулю их дивергенции в каждом узле решётки. Этому условию удовлетворяет след. представление: $n_\mu(\boldsymbol{r})=\varepsilon_{\mu\nu}\partial_\nu m(\boldsymbol{R})$, $d=2$; $n_\mu(\boldsymbol{r})=\varepsilon_{\mu\nu\lambda}\partial_\nu m_\lambda(\boldsymbol{R})$, $d=3$, где ε —