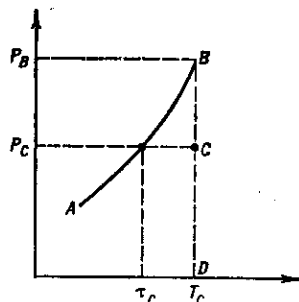


ется отношением давления водяного пара к давлению пара, насыщающего воздух при той же темп-ре). При $r < 1$ Р. т. всегда ниже фактич. темп-ры воздуха. Так,



Положение точки росы на диаграмме зависимости давления Р насыщения водяного пара от температуры Т: АВ — кривая насыщения водяного пара; $r = CD/BD = P_C/P_B$ — относительная влажность воздуха; t_c — точка росы для водяного пара, находящегося в состоянии С (при температуре T_c и давлении P_C).

при темп-ре воздуха 15 °С и относит. влажности (%) 100, 80, 60, 40 Р. т. оказывается равной 15,0; 11,6; 7,3; 1,5 °С.

РОТАТОР [от лат. *rotato* — вращаю(сь)] — механич. система, состоящая из материальной точки массы μ , удерживаемой с помощью невесомого жёсткого стержня на пост. расстоянии r от неподвижной в пространстве точки O — центра Р., или система таких точек, вращающихся вокруг общей оси с одинаковой частотой. В классич. механике возможное движение для Р. — вращение вокруг точки O . Энергия Р. $\mathcal{E} = M^2/2I$, где M — его момент кол-ва движения, I — момент инерции.

В квантовой механике состояния Р. характеризуются определёнными дискретными значениями квадрата орбитального момента кол-ва движения $M_l^2 = \hbar^2 l(l+1)$ и его проекции $M_{lz} = m\hbar$ на ось квантования z ($l=0, 1, 2, \dots$ — орбитальное квантовое число, $m = l, l-1, \dots, -l$ — магнитное квантовое число). Возможные значения энергии Р. $\mathcal{E} = \hbar^2 l(l+1)/2I$. Р. используется как идеализиров. модель при описании вращат. движения молекул и ядер. Так, вращат. уровни энергии молекулы как целого описываются ф-лой для энергии квантового Р.

РОТАЦИОННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР — см. *Вращательное движение ядра*.

РОТОН — квазичастица, соответствующая элементарному возбуждению в жидком ^4He в области больших импульсов p , где кривая энергетич. спектра возбуждений этой жидкости имеет минимум (см. рис. 3 в ст. *Гелий жидкий*). Вблизи минимума закон дисперсии Р. $\mathcal{E}(p)$ имеет вид

$$\mathcal{E}(p) \approx \Delta + (p-p_0)^2/2m.$$

Согласно данным по неупругому рассеянию нейтронов, «ротонная щель» $\Delta/k = 8,7$ К, соответствующий минимуму импульс $p_0 = 1,9 \cdot 10^8$ см $^{-1}\hbar$, а эфф. масса $m = 0,93 \cdot 10^{-24}$ г.

Р. с достаточной точностью подчиняются *Больцмана статистике*. Благодаря наличию «щели» вклад Р. в термодинамич. ф-ции ^4He экспоненциально падает при понижении темп-ры. Напр., число Р. в единице объёма N , ротонный вклад в теплоёмкость c и плотность нормальной компоненты ρ_n равны

$$N = \frac{2(mT)^{3/2}}{(2\pi)^{3/2}} \rho_0^2 \exp(-\Delta/T); c = n(3/4 + \Delta/T + \Delta^2 T^2),$$

$$\rho_n = (\rho_0/3T)n.$$

При темп-рах $T > 0,8 - 1$ К вклад Р. в термодинамич. ф-ции превышает вклад *фононов*. Два Р. с противоположно направленными импульсами образуют связанное состояние — *биротон* (орбитальный момент $L = 2$, энергия связи $\mathcal{E}_b/k \approx 0,25$ К), обнаруженное в экспериментах по *комбинационному рассеянию света*. Нагретые тела, помещённые в жидкий ^4He , испускают

Р. и фононы, что позволяет создавать направленные пучки Р. и исследовать рассеяние Р. друг на друге. Лит. см. при ст. *Сверхтекучесть*. Л. П. Питаевский.

РОТОР (от лат. *rotato* — вращаю) (вихрь) — одна из операций *векторного анализа*, сопоставляющая векторному полю $a(r)$ др. векторное поле $\text{rot } a$ (используются также обозначения $[\nabla a]$, $\text{curl } a$). Если точка r задана своими декартовыми координатами, $r = \{x_1, x_2, x_3\}$, а вектор a — своими компонентами, $a = \{a_1, a_2, a_3\}$, то $\text{rot } a$ имеет компоненты

$$\text{rot } a = \left\{ \frac{\partial a_3}{\partial x_2} - \frac{\partial a_2}{\partial x_3}, \frac{\partial a_1}{\partial x_3} - \frac{\partial a_3}{\partial x_1}, \frac{\partial a_2}{\partial x_1} - \frac{\partial a_1}{\partial x_2} \right\}.$$

Согласно *Стокса формуле*, Р. векторного поля определяет его циркуляцию $\oint \text{rot } a \cdot dr$ вдоль произвольной замкнутой кривой. Если a — распределение скоростей в движущейся жидкости, то значение вектора $\text{rot } a$ в каждой точке совпадает с вектором угл. скорости вращения бесконечно малого элемента жидкости, включающего эту точку. Операция Р. обладает след. свойствами:

$$\begin{aligned} \text{rot}(a+b) &= \text{rot } a + \text{rot } b, \quad \text{rot}(\varphi a) = \varphi \text{rot } a - [a \text{ grad } \varphi], \\ \text{rot grad } \varphi &= 0, \quad \text{div rot } a = 0. \end{aligned}$$

Если $\text{rot } a \equiv 0$, то векторное поле a наз. *безвихревым* или *потенциальным*. В этом случае существует скалярное поле φ (потенциал поля a), такое, что $a = -\text{grad } \varphi$, его можно выразить через объёмный интеграл $\varphi = \int dV \text{div } a / 4\pi r$, где r — расстояние от элемента объёма dV до точки, в к-рой рассматривается значение поля φ . М. Б. Менский.

РОУЛАНДА ОПЫТ — доказал, что *конвекционный ток* свободных зарядов на движущемся проводнике по своему магн. действию тождествен с током проводимости в покоящемся проводнике. Этот опыт, поставленный Г. Роуляндом (H. Rowland) в 1878, сыграл важную роль в подтверждении ур-ний Максвелла для движущихся сред (см. *Электродинамика движущихся сред*) и справедливости частной (специальной) *относительности теории* (ОТ) применительно к эл.-магн. явлениям.

Согласно частной ОТ, при переходе от одной инерциальной системы отсчёта к другой плотности заряда (ρ, ρ') и тока (j, j') преобразуются след. образом:

$$j_{||} = \gamma (j'_{||} + \rho' u); j_{\perp} = j'_{\perp}; \rho = \gamma (\rho' + u j'_{\perp} / c^2), \quad (1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\beta = u/c$; нештрихованные величины j и ρ относятся к лаб. системе координат, штрихованные (j', ρ') — к системе, движущейся относительно лабораторной с пост. скоростью $u = \beta c$; индексами $||$ и \perp обозначены компоненты векторов, направленные соответственно по u и перпендикулярно ей. При малых u , $u \ll c$ ($\gamma = 1$) соотношения (1) принимают вид

$$j \approx j' + \rho' u \approx j' + \rho u; \rho = \rho' + u j' / c^2 \approx \rho' + u j / c^2. \quad (2)$$

Первое равенство показывает, что если в системе покоя заряда ρ' в проводнике имеется ток проводимости, т. е. $j' = j_{\text{пров}}$, то при движении такого заряд. проводника в лаб. системе дополнительно к этому току появляется конвекц. ток $j_{\text{своб}} = \rho u$ свободных зарядов с плотностью $\rho = \rho_{\text{своб}}$. Этот конвекц. ток наблюдался и измерялся в Р. о. Полный ток был равен

$$j_{\text{полн}} = j_{\text{пров}} + j_{\text{своб}}, \quad j_{\text{своб}} = \rho_{\text{своб}} u. \quad (3)$$

Из второго равенства в (2) следует, что перемещение с пост. скоростью u незаряженного ($\rho' = 0$) проводника с током ($j' = j_{\text{пров}}$) приводит к появлению на нём в лаб. системе заряда с плотностью $\rho \approx u j_{\text{пров}} / c^2$. Это ещё одно важное следствие теории относительности.

Схема Р. о. состояла в следующем. Диэлектрич. диск (из эбонита или стекла) с поволоченными боковыми по-