

# ФИЗИЧЕСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

## 5

**СТРОБОСКОПИЧЕСКИЕ  
ПРИБОРЫ — ЯРКОСТЬ**

Главный редактор  
А. М. ПРОХОРОВ

Редакционная коллегия:

Д. М. АЛЕКСЕЕВ,  
А. М. БАЛДИН,  
А. М. БОНЧ-БРУЕВИЧ,  
А. С. БОРОВИК-РОМАНОВ,  
Б. К. ВАЙНШТЕЙН,  
С. В. ВОНСОВСКИЙ,  
А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ,  
С. С. ГЕРШТЕЙН,  
И. И. ГУРЕВИЧ,  
А. А. ГУСЕВ  
(зам. гл. редактора),  
М. А. ЕЛЪЯШЕВИЧ,  
М. Е. ЖАБОТИНСКИЙ,  
Д. Н. ЗУБАРЕВ,  
Б. Б. КАДОМЦЕВ,  
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ,  
Ю. Г. РУДОЙ  
(зам. гл. редактора),  
И. С. ШАПИРО,  
Д. В. ШИРКОВ

Москва  
Научное издательство  
«Большая Российская энциклопедия»  
1998

водительности  $T_a$  — темп-ры, достигаемой при полном сгорании топлива в воздух.

Наряду с природным органич. топливом в совр. технике (напр., в ракетах) широко применяют особые виды топлива, для к-рых значения  $Q_p^*$  существенно выше, чем для природных топлив.

Вид топлива	Состав по массе, %							$Q_p^*$ МДж/ кг	$T_a$ °C
	C <sup>p</sup>	H <sup>p</sup>	S <sup>p</sup>	N <sup>p</sup>	O <sup>p</sup>	W <sup>p</sup>	A <sup>p</sup>		
Торф	24,7	2,6	0,1	1,1	15,2	5,0	6,3	8,1	1600
Дрова	30,3	3,6	—	0,4	25,1	40	0,6	10,2	1600
Бурый уголь	43,7	3	0,2	0,6	13,5	33	6	15	1800
Каменный уголь	55,2	3,8	3,2	1,0	5,8	8	23	22	2050
Природный газ (метан)	74	25	—	1,0	—	—	—	35,6*	2000
Мазут	83	10,4	2,8	—	0,7	3	0,1	39,2	2100
Безин	85	14,9	0,05	—	0,05	—	—	44	2100

\* Теплота сгорания природного газа дана в МДж м<sup>3</sup>.

**ТЕПЛОТА ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА** — кол-во теплоты, к-рое необходимо сообщить веществу (или отвести от него) при равновесном изобарно-изотермич. переходе вещества из одной фазы в другую (фазовом переходе 1-го рода — кипении, плавлении, кристаллизации, полиморфном превращении и т. п.). Существование Т. ф. п. физическом обусловлено различием энергий связи вещества в соответств. фазах. Для фазовых переходов 2-го рода Т. ф. п. равна нулю. Равновесный фазовый переход при данном давлении происходит при пост. темп-ре — темп-ре фазового перехода. Т. ф. п. равна произведению темп-ры фазового перехода на разность энтропий в двух фазах, между к-рыми происходит переход. Различают уд. и молярную (молярную) Т. ф. п., отнесённые соответственно к 1 кг и 1 молью вещества (см. *Теплота испарения, Теплота плавления, Теплота полиморфного превращения*).

**ТЭРА...** (от греч. téras — чудовище) — приставка к наименованию единиц физ. величины для образования наименования кратной единицы, равной 10<sup>12</sup> исходной единицы. Кратное обозначение — Т. Пример: 1 ТН (терагьютон) = 10<sup>12</sup> Н.

**ТЁРБИЙ** (лат. Terbium), Tb, — хим. элемент III группы периодич. системы элементов Менделеева, ат. номер 65, ат. масса 158,925, относится к лантаноидам. В природе представлен одним стабильным нуклидом <sup>159</sup>Tb. Электронная конфигурация внеш. оболочек 4s<sup>2</sup>p<sup>6</sup>d<sup>10</sup>f<sup>8</sup>5s<sup>2</sup>p<sup>6</sup>d<sup>1</sup>6s<sup>2</sup>. Энергии последоват. ионизации 5,85, 11,5, 21,9, 39,8 эВ. Кристаллохим. радиус атома Т. 0,177 нм, радиус иона Tb<sup>3+</sup> 0,089 нм. Значение электроотрицательности 1,3. Работы выхода электронов 3,09 эВ.

В свободном виде — мягкий серебристо-белый металл. Существуют две полиморфные модификации: α-Tb и β-Tb. Темп-ра фазового перехода 1287 °C. α-Tb обладает гексагональной плотно упакованной кристаллич. решёткой с параметрами  $a=360,4$  нм,  $c=569,8$  нм. Плотность 8,272 кг/дм<sup>3</sup>,  $t_{пл}=1356$  °C,  $t_{кип}=3230$  °C, теплоёмкость  $c_p=28,88$  Дж/(моль·К), теплота плавления 10,78 кДж/моль, теплота испарения 330,6 кДж/моль. Темп-ра Дебая 158 К. Ферромагнитен, магн. восприимчивость α-Tb  $1210 \cdot 10^{-9}$  (при 20 °C). Точка Кюри 221 К. Уд. электрич. сопротивление 1,16 мкОм·м (при 298 К). Коэф. линейного теплового расширения  $1,03 \cdot 10^{-5} K^{-1}$  (298 К), теплопроводность 10,2 Вт/(м·К) (при 291 К). Тв. по Бринеллю 686,7 МПа, модуль нормальной упругости 63,2 ГПа, модуль сдвига 25,4 МПа. Степень окисления +3 и, реже, +4. Т. применяют в производстве спец. стёкол, магн. сплавов, кристаллофосфоров. Из искусств. радионуклидов практич. применение находит β-радиоактивный <sup>160</sup>Tb ( $T_{1/2}=72,3$  сут).

С. С. Бердосов.

**ТЕРМАЛИЗАЦИЯ НЕЙТРОНОВ** — замедление нейтронов при их распространении в среде до тепловых энергий; см. *Диффузия нейтронов, Замедление нейтронов*.

**ТЕРМИЧЕСКИЕ КОЭФИЦИЕНТЫ** — величины, характеризующие изменение к.-л. параметра, входящего в термич. уравнение состояния термодинамич. системы (объёма  $V$ , давления  $p$ ) в зависимости от др. параметра (давления  $p$ , темп-ры  $T$ ) в определ. термодинамич. процессе. Различают изотермич. коэф. сжатия (изотермич. сжимаемость)  $\beta_T = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_T$ ; адиабатный коэф. сжатия (адиабатич. сжимаемость)  $\beta_S = -V^{-1}(\partial V/\partial p)_S$ ; изохорный коэф. давления  $\gamma = p^{-1}(\partial p/\partial T)_V$  и изобарный коэф. расширения (коэф. объёмного расширения)  $\alpha = V^{-1}(\partial V/\partial T)_p$ .

**ТЕРМОАНЕМОМЕТР** — прибор для измерения скорости потока жидкости или газа от 0,1 м/с и выше, принцип действия к-рого основан на зависимости между скоростью потока и теплоотдачей проволоочки, помещённой в поток и нагретой электрич. током. Осн. часть Т. — мост измерительный (рис.), в одно плечо к-рого включён чувствит. элемент в виде нити из никеля, вольфрама или платины длиной 3—12 мм и диам. 0,005—0,15 мм, укреплённой на тонких электропроводных стержнях. Кол-во теплоты, передаваемой нагретой проволоочкой потоку жидкости (газа), зависит от физ. характеристик движущейся среды, геометрии и ориентации проволоочки. С увеличением темп-ры проволоочки чувствительность Т. увеличивается. Благодаря малой инерционности, высокой чувствительности, точности и компактности Т. широко применяются при изучении неустановившихся движений и течений в пограничном слое вблизи стенки, для определения направления скорости потока (двух- и трёхниточные Т.) и гл. обр. турбулентности возд. потоков. Т. пользуются для зондирования потоков как при обычных давлениях, так и при больших разрежениях.

Лит.: Попов С. Г., Измерение воздушных потоков, М., 1947; Горлин С. М., Слезингер И. И., Аэромеханические измерения, М., 1964.

**ТЕРМОГАЛЬВАНМАГНИТНЫЕ ЯВЛЕНИЯ** — явления переноса теплоты и зарядов в проводнике, происходящие при одноврем. воздействии электрич. и магн. полей, а также градиента темп-ры. Одновременно наличие этих трёх факторов приводит не только к изменению кинетич. коэф. характеризующих проводник: коэф. теплопроводности  $\chi$ , коэф. Холла  $R$  (см. *Холла эффект*), проводимости  $\sigma$ , коэф. термоэдс  $\alpha$ , но и к появлению «перекрёстных» явлений. К последним относятся поперечный и продольный *Нернста эффект*, *Эттингсхаузена эффект*, а также эффекты, обусловленные влиянием магн. поля на термоэлектрические явления и воздействием градиента темп-ры (или потока теплоты) и воздействием градиента темп-ры (или потока теплоты) на гальваномагнитные явления. Т. я. могут наблюдаться в полупроводниках, металлах, полуметаллах, плазме и др.

При феноменологич. описании Т. я. обычно используются системой ур-ний, в к-рой поток теплоты  $q$  и электрич. поле  $E$  выражены через плотность тока  $j$ , разность потенциалов  $\phi$  и градиент темп-ры  $\nabla_x T$ :

$$E_i = \sigma_{ik}^{-1} j_k + \alpha_{ik} \nabla_x^i T, \quad (1)$$

$$q - \phi j_i = \beta_{ik} j_k - \chi_{ik} \nabla_x^i T.$$

Тензоры  $\sigma_{ik}^{-1}$ ,  $\chi_{ik}$ ,  $\alpha_{ik}$ ,  $\beta_{ik}$ , согласно соотношению симметрии кинетич. коэф. в магн. поле (см. *Онсагера теорема*) удовлетворяют соотношениям

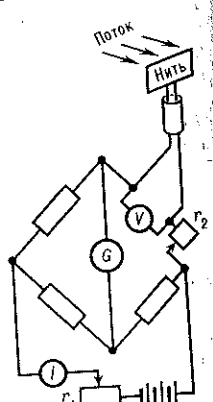
$$\sigma_{ik}^{-1}(H) = \sigma_{ki}^{-1}(-H), \quad \chi_{ik}(H) = \chi_{ki}(-H), \quad (2)$$

$$\alpha_{ik}(H) = \beta_{ki}(-H)/T.$$

Для изотропного проводника ур-ния (1), (2) приводят к двум векторным ур-ниям

$$E = \sigma^{-1} j + \chi \nabla T + R [Hj] + A_{110} [H \nabla T], \quad (3)$$

$$q - \phi j = \alpha j T + \chi \nabla T + A_{110} [Hj] + A_{MPL} [H \nabla T].$$



Ур-ния (3) содержат 6 независимых скалярных кинетич. коэф., зависящих от магн. поля  $H$ :  $\sigma$ ,  $\chi$ ,  $\alpha$ , а также  $R$ ,  $A_{H2}$ ,  $A_{H1}$  — коэф., характеризующие эффекты Холла, Нернста — Эттингсхаузена и *Маджи — Риги — Ледюка эффект*.

В металлах и вырожденных полупроводниках перенос заряда и тепла осуществляется носителями заряда с энергиями вблизи энергии Ферми  $\epsilon_F$  в узком слое  $kT$ . Поэтому величины всех коэф. малы, порядка  $kT/\epsilon_F$ . В полупроводниках с двумя сортами носителей заряда (электронами и дырками) существенный вклад в Т. я. вносит биполярное движение электронов и дырок, поэтому все кинетич. коэф. Т. я. содержат составляющую, пропорц.  $\epsilon_g/kT$ , где  $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны полупроводника, и, т. о., все коэф. в (3) возрастают.

Обычно с помощью (3) Т. я. в изотропном проводнике классифицируются след. образом: ось  $z$  выбирают вдоль  $H$  и различают продольные ( $j_x=j_y=0$ ,  $q_x=q_y=0$ ) и поперечные ( $j_z=0$ ,  $E_z=0$ ,  $\nabla_z T=0$ ) эффекты. При этом Т. я. подразделяют на изотермические ( $\nabla_y T=0$ ) и адиабатические ( $q_y=0$ ; см. табл.).

Поперечные термогальваномагнитные явления (и — изотермические, а — адиабатические)

Эффект	Коэф., характеризующие явление	Условия наблюдения	Измеряемая величина
Электропроводность (и. а)	$\sigma = j_x / E_x$	$\nabla_x T = 0$ $j_y = 0$	$E_x$
Электропроводность (и. а)	$\chi = -q_x \nabla_x T$	$j_x = j_y = 0$	$q_x$
Магнетотермоэлектрический эффект (и. а)	$\gamma = E_x / \nabla_x T$ $R = E_y / H j_x$	$\nabla_x T = 0$ $j_y = 0$	$E_x$ $E_y$
Эффект Нернста — Эттингсхаузена (и. а)	$A_{H1} = E_y / H \nabla_x T$	$j_x = j_y$	$E_y$
Эффект Эттингсхаузена (а)	$A_x = \nabla_y T / H j_x$	$\nabla_x T = 0$ $j_y = 0$	$\nabla_y T$
Эффект Риги — Ледюка (а)	$A_{R1} = \nabla_z T / H \nabla_x T$	$j_x = j_y = 0$	$\nabla_y T$

Коэф.  $A_{R1}$  и  $A_2$  характеризуют соответственно *Риги — Ледюка эффект* и Эттингсхаузена эффект.

Указанные в табл. кинетич. коэф. связаны между собой соотношениями

$$A_2 = T A_{H2} \chi^2; \chi^2 - \chi'' = H (\chi')^2 A_2^2;$$

$$(\sigma^{-1})'' - (\sigma^{-1})' = H^2 A_{H2} A_2; R^2 - R'' = \alpha^2 A_2;$$

$$A_{H2}'' - A_{H2}' = \alpha^2 A_{R1}; \chi'' - \alpha^2 = A_{H2}'' A_{R1} H^2 / \chi''.$$

Но определение, эффекты Эттингсхаузена и Риги — Ледюка могут быть только адиабатическими, остальные Т. я. могут быть как изотермическими, так и адиабатическими. Обычно измерения коэф. Т. я. выполняются в калориметрических приборах, когда условия эксперимента близки к адиабатическим. Однако если фонная часть теплопроводности значительно больше электронной, то адиабатич. коэф. практически совпадают с изотермическими.

Коэф., характеризующие Т. я., зависят от механизма переноса носителей заряда и чувствительны к зависимости времени релаксации импульса т носителей заряда (времени свободного пробега) от их энергии. Кроме того, на коэф. влияют зонная структура энергетич. спектра носителей заряда (см. *Зонная теория*), форма *ферми-поверхности, увеличение электронов фононами*, тип примесей и т. д. Зависимость коэф. Т. я. от  $H$  определяется параметром  $\omega_c \tau$ , где  $\omega_c = eH/mc$  — *циклотронная частота* носителей заряда ( $m$  — их эфф. масса). В случае т. н. слабых магн. полей ( $\omega_c \tau \ll 1$ ) все коэф. не зависят от  $H$ .

Практич. применение Т. я. основано на использовании *Пельтье эффекта* для охлаждения приборов и устройств, помещенных в сильное магн. поле. Это может приводить к значит. увеличению термоэлектрич. эффективности  $Z = \alpha^2 \sigma$  за счёт роста в магн. поле коэф. термоэдс  $\alpha$  при неизменном значении отношения  $\sigma/\chi$  (в магн. поле выполняется *Видемана — Франца закон*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., *Электродинамика сплошных сред*, 2 изд., М., 1982; Цидильковский И. М., *Термомангнитные явления в полупроводниках*, М., 1960; Блатт Ф., *Физика электронной проводимости в твердых телах*, пер. с англ., М., 1971; Зеегер К., *Физика полупроводников*, пер. с англ., М., 1977; Аскеров Б. М., *Электронные явления переноса в полупроводниках*, М., 1985; Гуревич Ю. Г., *Парадоксы теплопроводности в полупроводниках*, «Природа», 1986, № 3, с. 66. А. Э. Мейерович.

**ТЕРМОДЕСОРБИЦИОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ** — методы исследования адсорбционно-десорбционных процессов на поверхности твёрдого тела, помещенного в вакуумную камеру, путём измерения в ней давления газа или потока нейтральных частиц, десорбируемых с поверхности тела при её нагреве (т. е. при *термодесорбции*). Для регистрации десорбируемых частиц применяются ионизационные манометры и масс-спектрометры. Последние позволяют регистрировать до  $10^{-5}$  от адсорбированного монослоя (при площади поверхности  $1 \text{ см}^2$ ). В качестве адсорбентов обычно используют грани монокристаллов, текстурированные ленты и поликристаллич. нити. Для получения параметров термодесорбции применяют программированный нагрев. Т. е. используется для определения концентрации адсорбированных частиц, энергии связи адсорбированных частиц с подложкой и друг с другом, а также для анализа фазовых переходов и хим. превращений в адсорбированных слоях. Десорбируемые радикалы могут вступать в реакции с газами, адсорбированными на внутр. стенках прибора, и вызывать десорбцию вторичных частиц, искажающую результаты анализа. Для подавления этих нежелательных эффектов стенки прибора покрывают пленкой активного вещества (при темп-ре жидкого азота), способного связывать попадающие на стенки частицы (режим «черной» камеры).

Лит.: Агеев В. Н., *Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела*. «Поверхность. Физика, химия, механика», 1984, в. 3, с. 5. В. Н. Агеев.

**ТЕРМОДЕСОРБИЦИЯ** — удаление атомов, молекул и радикалов с поверхности твёрдого тела при его нагревании. Связь частицы с поверхностью разрывается в результате термич. возбуждения, и десорбция происходит в условиях термич. равновесия с подложкой. Поэтому десорбируемые частицы имеют максвелловское распределение по кинетич. энергиям с темп-рой, равной темп-ре подложки, и зависимость скорости десорбции от темп-ры определяется энергией связи частиц с поверхностью. Частный случай Т. — *поверхностная ионизация*, при к-рой эмиссия положит. или отрицат. ионов возникает в процессе изотермич. обмена электронами между десорбируемыми частицами и подложкой.

Лит.: Агеев В. Н., Зандберг Э. Я., *Адсорбционно-десорбционные процессы на поверхности твердого тела*, «Вестник АН СССР», 1985, № 12, с. 17. В. Н. Агеев.

**ТЕРМОДИНАМИКА** — наука о наиболее общих тепловых свойствах макроскопич. тел. Термодинамич. подход не требует привлечения упрощенных моделей рассматриваемых явлений, поэтому выводы Т. имеют универсальный характер.

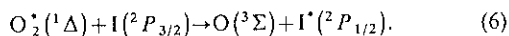
**История развития термодинамики.** Зарождение Т. как науки связано с именем Г. Галилея (G. Galilei), к-рый ввёл понятие *температуры* и сконструировал первый прибор, реагирующий на изменения темп-ры окружающей среды (1597). К. Ренальдини (C. Renaldini) предложил градуировать термометр по реперным точкам. Г. Д. Фаренгейт (G. D. Fahrenheit, 1714), Р. Реомюр (R. Reaumur, 1730) и А. Цельсий (A. Celsius, 1742) создали температурные шкалы в соответствии с этим принципом. В результате работ Г. В. Рихмана (1744) формируется понятие теплоты.

ирования к-рой достаточно создания незначит. кол-ва химически активных радикалов. Однако величина  $\eta_x$  лазеров со столь высоким значением  $\eta_3$  относительно невелика (~1%), поскольку при малой нач. степени диссоциации молекулы F<sub>2</sub> время протекания цепной реакции оказывается много больше характерного времени разрушения инверсной населённости в результате межмолекулярных соударений, сопровождающихся колебат. релаксацией. В силу этого обстоятельство величина  $\eta_x$  лазера на основе цепной реакции фтора с водородом с уменьшением нач. степени диссоциации молекул  $\epsilon$  спадает по закону  $\eta_x \sim \sqrt{\epsilon}$ , в то время как для  $\eta_3$  справедлива зависимость  $\eta_3 \sim 1/\sqrt{\epsilon}$ . Отсюда следует, что использование цепной реакции не позволяет осуществить сколько-нибудь полное преобразование хим. энергии в энергию лазерного излучения. В связи с этим наиб. мощные X. л. на основе HF, обладающие высоким значением  $\eta_x$  (до 10%), работают на основе простых реакций замещения (табл.). Макс. энергия излу-

Реакция	$\Delta\mathcal{E}$ , ккал/моль	$\delta$	$\lambda$ , мкм
F + H <sub>2</sub> → HF + H	33,7	0,68	4,3—5,4
F + CH <sub>4</sub> → HF + CH <sub>3</sub>	34,5	0,60	2,8—3,0
F + C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> → HF + C <sub>2</sub> H <sub>5</sub>	39,0	0,62	—
F + CH <sub>3</sub> C(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> → HF + CH <sub>3</sub> C(CH <sub>3</sub> ) <sub>2</sub>	38,0	0,56	—
F + CH <sub>3</sub> Cl → HF + CH <sub>2</sub> Cl	37,0	0,68	—
F + CH <sub>2</sub> Cl <sub>2</sub> → HF + CHCl <sub>2</sub>	38,0	0,51	—
F + CH <sub>3</sub> Br → HF + CH <sub>2</sub> Br	35,9	0,67	—
F + CH <sub>3</sub> CF <sub>3</sub> → HF + CH <sub>2</sub> CF <sub>3</sub>	33,5	0,67	—
F + CH <sub>3</sub> Si(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub> → HF + CH <sub>2</sub> Si(CH <sub>3</sub> ) <sub>3</sub>	40,0	0,50	—
F + C <sub>6</sub> H <sub>12</sub> → HF + C <sub>6</sub> H <sub>11</sub>	42,9	0,53	—
F + HCCl <sub>3</sub> → HF + CCl <sub>3</sub>	42,0	0,37	—
F + HD → HF + D	33,8	0,59	—
F + HD → DF + H	35,5	0,55	3,7—4,2
F + D <sub>2</sub> → DF + D	31,2	0,68	3,7—4,2
H + F <sub>2</sub> → HF + F	97,8	0,53	2,8—3,7
D + F <sub>2</sub> → DF + F	97,8	0,56	3,7—5,0
F + H <sub>2</sub> → HF + H	41,9	0,64	2,7—3,4
Cl + HI → HCl + I	31,7	0,71	3,4—3,8
Cl + DI → DCl + I	31,7	0,71	5,0—5,4
H + Cl <sub>2</sub> → HCl + Cl	45,1	0,39	3,7—4,0
D + Cl <sub>2</sub> → DCl + Cl	46,3	0,39	5,0—5,6
H + Br <sub>2</sub> → HBr + Br	41,2	0,55	4,0—4,6
D + Br <sub>2</sub> → DBr + Br	41,7	0,55	5,8—6,3
Br + HI → HBr + I	16,5	0,53	4,1—4,3
Cl + HBr → HCl + Br	15,6	0,43	3,7—3,8
O + CS → CO + S	85	0,85	5,0—5,6
O <sub>2</sub> + CS → CO + SO	90	0,7	5,0—5,7

ния HF-лазеров в импульсном режиме достигает 10 кДж при длительности импульса в неск. десятков нс. Наиб. мощные X. л. на HF непрерывного действия работают при прокачивании активного вещества через резонатор со сверхзвуковой скоростью и характеризуются выходной мощностью в неск. кВт при  $\eta_3 \sim 2-4\%$ .

Наряду с колебательно возбуждёнными молекулами в результате протекания экзотермич. реакций могут образовываться электронно возбуждённые молекулы, излучательный распад к-рых также может составить основу работы хим. лазера. Из большого числа обсуждавшихся в литературе конкретных хим. механизмов создания электронно возбуждённых атомов или молекул в качестве активной среды X. л. практическую реализацию нашёл механизм создания инверсной заселённости на переходе между состояниями тонкой структуры атома иода I(<sup>2</sup>P<sub>1/2</sub>) и I(<sup>2</sup>P<sub>3/2</sub>) с длиной волны 1,315 мкм. Заселение верх. состояния лазерного перехода осуществляется в результате передачи возбуждения от молекулы синглетного кислорода:



В свою очередь синглетный кислород получают в результате протекания реакции хлора с перекисью водорода в щелочной среде. Т. о., кислородно-иодный лазер не тр-

бует для своей работы внеш. источника энергии, потребляя исключительно хим. энергию реагентов. Выходная мощность этого лазера достигает неск. сотен ватт в непрерывном режиме при кд в неск. процнтах. Привлекательные качества лазера этого типа связаны с длиной волны излучения, соответствующей макс. прозрачности оптич. устройств на кремниевой основе, а также с наиб. высоким среди X. л. качеством лазерного луча, что обусловлено незначит. энерговыделением в активной среде лазера.

В основе применений X. л. лежат, с одной стороны, их высокие кдл и мощность генерации, а с другой стороны — возможность получения генерации на большом числе переходов в широкой области ИК-спектра. Наряду с др. типами мощных лазеров X. л. используются в технологии обработки материалов, в установках по исследованию лазерного управляемого термоядерного синтеза, в системах лазерного зондирования атмосферы, в лазерной спектроскопии, лазерной химии и лазерном разделении изотопов, а также при исследовании процессов молекулярных соударений с изменением колебат. и вращат. состояний молекул.

Лит.: Химические лазеры, под ред. Н. Г. Басова, М., 1982; Елецкий А. В., Процессы в химических лазерах, «УФН», 1981, т. 134, в. 2, с. 237; Химические лазеры, под ред. Р. Гросса и Дж. Ботта, пер. с англ., М., 1980; Аблесов В. К., Деинов Ю. Н., Прошкин В. В., Химические лазеры, М., 1980.

А. В. Елецкий.

**ХИМИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ** — термодинамич. функция состояния, определяющая изменение потенциалов термодинамических при изменении числа частиц в системе и необходимая для описания свойств открытых систем (с перем. числом частиц).

X. п.  $\mu_i$   $i$ -го компонента многокомпонентной системы равен частной производной от любого из термодинамич. потенциалов по кол-ву (числу частиц) этого компонента при пост. значениях остальных термодинамич. переменных, определяющих данной термодинамич. потенциал, напр.  $\mu_i = (\partial F / \partial N_i)_{T, V, N}$  ( $F$  — свободная энергия,  $T$  — температура,  $V$  — объём,  $j \neq i$ ). Т. о., в системах с перем. числом частиц в выражение для дифференциала, напр.  $dF$ , следует добавить величину  $\sum \mu_i dN_i$ :

$$dF = -SdT - pdV + \sum \mu_i dN_i,$$

где  $p$  — давление,  $S$  — энтропия. Наиб. просто X. п. связан с термодинамич. потенциалом  $G$  (см. Гиббса энергия):  $G = \sum \mu_i N_i$ . Для однокомпонентной системы X. п.  $\mu = G/N$ ,

т. е. представляет собой энергию Гиббса, отнесённую к одной частице. Вследствие аддитивности  $G$ , кроме давления и темп-ры, X. п. зависит только от концентраций отдельных компонентов, но не от числа частиц в каждом компоненте. В простейшем случае идеальных газов  $\mu_i$  зависит только от концентрации  $i$ -го компонента:

$$\mu_i = \bar{\mu}_i + kT \ln(N_i/N),$$

где  $N = \sum N_i$  — полное число частиц,  $\bar{\mu}_i$  — X. п. чистого  $i$ -го компонента. Часто величины  $\mu_i$  удобно использовать в качестве независимых термодинамич. переменных вместо  $N_i$ . В переменных  $T, V, \mu_i$  состояние системы характеризуется термодинамич. потенциалом

$$\Omega = F - \sum \mu_i N_i.$$

X. п. является термодинамич. параметром в большом каноническом распределении Гиббса для систем с перем. числом частиц. В качестве нормировочной постоянной X. п. входит в распределения Больцмана, Бозе — Эйнштейна и Ферми — Дирака для частиц идеальных газов (см. Статистическая физика). В системах, к к-рым применима статистика Больцмана или Бозе — Эйнштейна, X. п. всегда отрицателен. Для ферми-газа X. п. при нулевой темп-ре положителен и определяет граничную ферми-энергию (см. Ферми-поверхность) и выражения температуры. Если

полное число частиц в системе не фиксировано, а должно определяться из условия термодинамич. равновесия, как, напр., для фононов в твёрдом теле или для фотонов в случае равновесного теплового излучения, то равновесие характеризуется равенством нулю Х. п.

Понятие Х. п. позволяет сформулировать условия равновесия термодинамического. Одно из условий состоит в том, что Х. п. любого компонента одинаков в разл. фазах и в разных местах одной фазы. Это обусловлено возможностью перераспределения частиц, приводящего к выравниванию Х. п. Для систем в пространственно неоднородном внеш. поле равновесие означает, что

$$\mu_i = \mu_i^0 + U_i(r) = \text{const},$$

где  $\mu_i^0$  — Х. п. в отсутствие поля,  $U_i(r)$  — потенц. энергия частицы  $i$ -го компонента во внеш. поле. Для газа в поле тяжести это условие приводит к барометрич. ф-ле для плотности газа. В случае зарядж. частиц в электрич. поле (напр., в полупроводниках) величину  $\mu_i$  наз. электрохимическим потенциалом, оставляя название Х. п. за  $\mu_i^0$ . Равенство значений Х. п. для частиц одного компонента, находящихся в разных фазах, определяет условия равновесия при фазовых переходах (Гиббса правило фаз) и хим. реакциях (закон действующих масс), ионизационное равновесие, свойства растворов (законы Вант-Гоффа, Генри, Рауля) и т. д. Если для частиц одного из компонентов переход из одной части системы в другую невозможен, то для этого компонента условия постоянства Х. п. нарушаются и в системе возникает осмотическое давление (см. Осмос).

Х. п. был введён Дж. У. Гиббсом (J. W. Gibbs) в 1875 при рассмотрении хим. равновесия в многокомпонентных системах, отсюда его название. Численно Х. п. выражается в единицах энергии на единицу массы (Дж/кг), или на единицу кол-ва вещества (Дж/моль), или на 1 частицу.

Лит. см. при ст. Термодинамика.

А. Э. Мейерович.

**КИРАЛЬНАЯ СИММЕТРИЯ МОЛЕКУЛ** (киральная симметрия молекул) — симметрия молекул, при к-рой их атомы могут располагаться двумя зеркально симметричными способами относительно кирального атома — асимметричного центра (обычно атома С). Х. с. м. приводит к оптич. активности молекул.

**КИРАЛЬНОСТЬ** (киральность) (от греч. *chēir* — рука), принадлежность объекта (как правило, молекулы или кристалла) к одной из зеркально симметричных модификаций, обычно называемых «правой» и «левой» (см. также Энантиоморфизм). Одним из наиб. характерных физ. свойств киральных (т. е. обладающих Х.) молекул и кристаллов является их оптическая активность. Х. молекула обычно обусловлена их особой симметрией (подробнее см. Оптически активные вещества, Оптические изомеры), а Х. кристаллов, кроме того, их структурными свойствами.

**ХЛАДНИ ФИГУРЫ** — фигуры, образуемые скоплением мелких частиц (напр., сухого песка) вблизи узловых линий на поверхности колеблющейся пластинки или др. механич. системы. Х. ф. открыты Э. Ф. Хладни (E. F. Chladni) в 1787. Каждому собств. колебанию (стоячей волне) пластинки соответствует своё расположение узловых линий. В случае круглой пластинки (рис. 1, а) узловые линии могут быть круговыми или радиальными; в случае прямоугольной (рис. 1, б) или треугольной пластинки они направ-

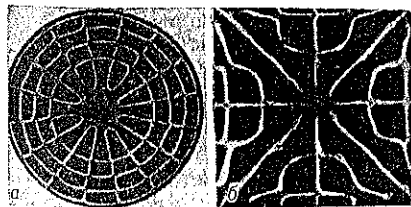


Рис. 1.

влены параллельно сторонам или диагоналям. Меняя точки закрепления и места возбуждения, можно получить разнообразные Х. ф. (рис. 2). Х. ф. используются в дефектоскопии (топографич. метод) для исследования изделия в целом (напр., пластинки или оболочки).

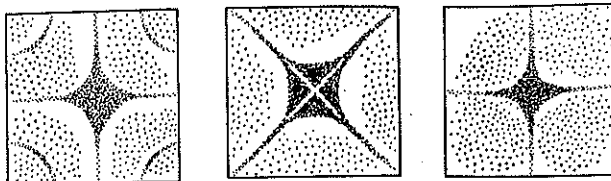


Рис. 2.

**ХЛОР** (лат. Chlorum), Cl, — хим. элемент VII группы периодич. системы элементов, ат. номер 17, ат. масса 35,453, относится к галогенам. Природный Х. состоит из двух изотопов:  $^{35}\text{Cl}$  (75,77%) и  $^{37}\text{Cl}$  (24,23%). Конфигурация внеш. электронных оболочек  $3s^2 3p^5$ . Энергии последоват. ионизаций 13,0; 23,80; 39,91; 53,46; 67,8 эВ. Сродство к электрону 3,61—3,76 эВ (максимальное среди всех хим. элементов). Радиус атома Cl 99 пм, радиус иона  $\text{Cl}^-$  181 пм. Значение электроотрицательности 3,0.

Газ жёлто-зелёного цвета с удушливым запахом, сильно ядовит. Во всех агрегатных состояниях состоит из молекул  $\text{Cl}_2$ , межъядерное расстояние (в газе) 198,81 пм, энергия диссоциации 243 кДж/моль (при 25 °С),  $t_{\text{пл}} = -101$  °С,  $t_{\text{кип}} = -34,1$  °С. Твёрдый  $\text{Cl}_2$  обладает ромбич. кристаллич. структурой. Критич. параметры: темп-ра 417,1 К, давление 7,61—7,69 МПа, плотность 0,573 кг/дм<sup>3</sup>. Плотность газообразного  $\text{Cl}_2$  при нормальных условиях 3,214 г/дм<sup>3</sup>. Уд. теплоёмкость  $c_p = 33,94$  Дж/(моль · К), тепло испарения 20,41 кДж/моль (при -34,1 °С). Теплопроводность 7,9 мВт/(м · К) (при 0 °С).

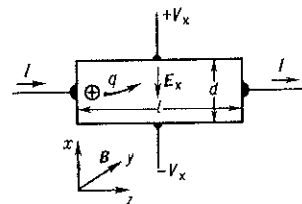
Сильный окислитель, характеризуется высокой реакционной способностью по отношению к простым и сложным веществам. Степени окисления -1, +1, +3, +5, +7. Непосредственно соединяется со мн. металлами. Немного растворим в воде (хлорная вода), в  $\text{CCl}_4$  и нек-рых др. растворителях. Соединения, в к-рых проявляется степень окисления +1 (хлорная известь и др.) — сильнейшие окислители.

Х. хранят и перевозят в жидком виде, в баллонах (под давлением). В больших кол-вах он применяется как хлорирующий агент в произ-ве металлов и разл. неорганич. и органич. веществ. Х. — отбеливающее и дезинфицирующее средство. В качестве радиоакт. индикаторов используют  $^{36}\text{Cl}$  ( $\beta^-$ ,  $\beta^+$ -распады и электронный захват,  $T_{1/2} = 3,01 \cdot 10^5$  лет) и  $^{38}\text{Cl}$  ( $\beta^-$ -распад,  $T_{1/2} = 37,21$  мин).

С. С. Бердосова.

**ХОЛЛА ДАТЧИК** — полупроводниковый прибор, преобразующий на основе Холла эффекта индукцию внеш. магн. поля в электрич. напряжение. Представляет собой тонкую пластинку (или плёнку) полупроводника (напр., Si, Ge, GaAs, InSb), укреплённую (напылённую) на прочной подложке из диэлектрика (слоды, керамики; феррита), с четырьмя электродами для подведения тока и съёма эдс Холла ( $V_x$ ).

При помещении Х. д. в магн. поле с индукцией  $B$ , направленной перпендикулярно пластине (рис.), на оси носители заряда действуют сила Лоренца  $F = q[vB]$ , отклоняющая их к одной из граней пластины ( $q$  — заряд,  $v$  — скорость носителя заряда). Накопление носителей заряда у одной из граней и их недостаток у другой приводит к образованию электрич. поля  $E_x$  и  $V_x$ . Поле  $E_x$  препятствует накоплению зарядов, и, как только создаваемая им сила станет равной



равной