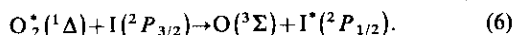


ирования к-рой достаточно создания незначит. кол-ва химически активных радикалов. Однако величина  $\eta_x$  лазеров со столь высоким значением  $\eta_x$  относительно невелика (~1%), поскольку при малой нач. степени диссоциации молекул  $F_2$  время протекания цепной реакции оказывается много больше характерного времени разрушения инверсной населённости в результате межмолекулярных соударений, сопровождающихся колебат. релаксацией. В силу этого обстоятельства величина  $\eta_x$  лазера на основе цепной реакции фтора с водородом с уменьшением нач. степени диссоциации молекул  $e$  спадает по закону  $\eta_x \sim \sqrt{e}$ , в то время как для  $\eta_x$  справедлива зависимость  $\eta_x \sim 1/\sqrt{e}$ . 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 Х. л. на основе HF, обладающие высоким значением  $\eta_x$  (до 10%), работают на основе простых реакций замещения (табл.). Макс. энергия излу-

Реакция	$\Delta\delta$ , ккал/моль	$\delta$	$\lambda$ , мкм
$F + H_2 \rightarrow HF + H$	33,7	0,68	4,3—5,4
$F + CH_4 \rightarrow HF + CH_3$	34,5	0,60	2,8—3,0
$F + C_2H_6 \rightarrow HF + C_2H_5$	39,0	0,62	—
$F + CH_3C(CH_3)_3 \rightarrow HF + CH_2C(CH_3)_3$	38,0	0,56	—
$F + CH_3Cl \rightarrow HF + CH_2Cl$	37,0	0,68	—
$F + CH_2Cl_2 \rightarrow HF + CHCl_2$	38,0	0,51	—
$F + CH_3Br \rightarrow HF + CH_2Br$	35,9	0,67	—
$F + CH_3CF_3 \rightarrow HF + CH_2CF_3$	33,5	0,67	—
$F + CH_3Si(CH_3)_3 \rightarrow HF + CH_2Si(CH_3)_3$	40,0	0,50	—
$F + C_6H_{12} \rightarrow HF + C_6H_{11}$	42,9	0,53	—
$F + HCl_3 \rightarrow HF + CCl_3$	42,0	0,37	—
$F + HD \rightarrow HF + D$	33,8	0,59	—
$F + HD \rightarrow DF + H$	35,5	0,55	3,7—4,2
$F + D_2 \rightarrow DF + D$	31,2	0,68	3,7—4,2
$H + F_2 \rightarrow HF + F$	97,8	0,53	2,8—3,7
$D + F_2 \rightarrow DF + F$	97,8	0,56	3,7—5,0
$F + H_2 \rightarrow HF + H$	41,9	0,64	2,7—3,4
$Cl + HI \rightarrow HCl + I$	31,7	0,71	3,4—3,8
$Cl + DI \rightarrow DCl + I$	31,7	0,71	5,0—5,4
$H + Cl_2 \rightarrow HCl + Cl$	45,1	0,39	3,7—4,0
$D + Cl_2 \rightarrow DCl + Cl$	46,3	0,39	5,0—5,6
$H + Br_2 \rightarrow HBr + Br$	41,2	0,55	4,0—4,6
$D + Br_2 \rightarrow DBr + Br$	41,7	0,55	5,8—6,3
$Br + HI \rightarrow HBr + I$	16,5	0,53	4,1—4,3
$Cl + HBr \rightarrow HCl + Br$	15,6	0,43	3,7—3,8
$O + CS \rightarrow CO + S$	85	0,85	5,0—5,6
$O_2 + CS \rightarrow CO + SO$	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 Х. л. на HF непрерывного действия работают при прокачивании активного вещества через резонатор со сверхзвуковой скоростью и характеризуются выходной мощностью в неск. кВт при  $\eta_x \sim 2-4\%$ .

Наряду с колебатными 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 Х. л. практическую реализацию нашёл механизм создания инверсной заселённости на переходе между состояниями тонкой структуры атома иода  $I(^2P_{1/2})$  и  $I(^2P_{3/2})$  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 тре-

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

В основе применений Х. л. лежат, с одной стороны, их высокие кпд 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 Х. 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; Аблеков В. К., Денисов 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).

Х. 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 данный термодинамич. потенциал, напр.  $\mu_i = (\partial F / \partial N_i)_{T, V, N_j}$  ( $F$  — свободная энергия,  $T$  — темп-ра,  $V$  — 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 Х. п. связан с термодинамич. потенциалом  $G$  (см. Гиббса энергия):  $G = \sum \mu_i N_i$ . Для однокомпонентной системы Х. п.  $\mu = G/N$ ,

т. е. представляет собой энергию Гиббса, отнесённую к одной частице. Вследствие аддитивности  $G$ , кроме давления и темп-ры, Х. п. зависит только от концентраций отд. 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,  $\bar{\mu}_i$  — Х. 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 характеризует термодинамич. потенциал

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

Х. п. является термодинамич. параметром в большом каноническом распределении Гиббса для систем с перем. числом частиц. В качестве нормировочной постоянной Х. 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, Х. п. всегда отрицателен. Для ферми-газа Х. п. при нулевой темп-ре положителен и определяет граничную ферми-энергию (см. Ферми-поверхность) и вырождения температуру. Если