

вается из условия, что темп убыли этой энергии за единицу времени,  $(3/2)T/\tau$ , не превышает темпа выделения энергии в актах синтеза в расчёте на одно ядро:

$$\frac{\epsilon_{т.я.}}{\tau_{т.я.}} > \frac{3T}{\tau} \quad (1)$$

Здесь  $\epsilon_{т.я.}$  — энергия ( $\sim$  МэВ), выделяемая при синтезе двух ядер;  $\tau_{т.я.} \approx 1/n\langle\sigma v\rangle$  — ср. время между актами слияния ядер;  $\sigma(v)$  — сечение слияния ядер с относит. скоростью  $v$ ; угл. скобки означают усреднение по максвелловскому распределению скоростей. Темп-ра выражена в энергетич. шкале. Её характерный масштаб  $T \sim 10$  кэВ (темп-ра 1 кэВ соответствует  $11 \cdot 10^6$  К). В «рабочем» диапазоне темп-р дейтерий-тритиевой плазмы от 10 до 20 кэВ скорость термоядерной реакции растёт приблизительно квадратично с темп-рой  $\langle\sigma v\rangle = \text{const } T^2$ . В этом случае неравенство (1), определяющее ниж. границу энергетич. времени жизни, может быть записано в виде

$$nT\tau \geq 10^{21} \text{ м}^{-3} \cdot \text{кэВ} \cdot \text{с} \quad (2)$$

или

$$p\tau \geq 3 \text{ ат} \cdot \text{с}, \quad (3)$$

где  $p = 2nT$  — давление плазмы (1 ат =  $10^5$  Па =  $0,62 \cdot 10^{21}$  кэВ/м<sup>3</sup>). (Коэф. 2 возник в результате учёта давления электронов, равного в дейтерий-тритиевой плазме давлению ядерной компоненты.) К условию (3) следует добавить условие «управляемости» термоядерной реакцией. Оно состоит в ограничении на энергосодержание плазмы  $3NT$ , а следовательно, на общее число частиц  $N = nV$  ( $V$  — объём плазмы). Если исходить из ограничения  $3NT \leq 5$  ГДж, к-рое при разумной оценке  $\tau \geq 1$  с соответствует мощности *термоядерного реактора* на уровне мощности крупной электростанции ( $\sim$  ГВт), то при  $T \sim 10$  кэВ общее число ядер дейтерия и трития не должно превышать  $N_{\text{макс}} \sim 10^{24}$ .

Из неравенства (3) можно сделать вывод, что термоядерные реакции в плазме возможны в двух противоположных случаях.

1) Если плазма не подвержена действию внеш. сил, то она свободно разлетается во все стороны со скоростью порядка тепловой скорости  $v_T = \sqrt{3T/M}$  ядер со ср. массой  $M$ . Для D—T плазмы с равными концентрациями дейтерия и трития

$$v_T \approx 10^6 \sqrt{T(\text{кэВ})/10} \text{ [м/с]}.$$

Давление плазмы заметно падает лишь за время разлёта  $\sim R/v_T$ , где  $R$  — характерный нач. размер нагретой плазмы. В течение промежутка времени  $\tau = kR/v_T$  ( $k \ll 1$ ) параметры плазмы можно считать неизменными, и если плотность плазмы и соответственно её давление очень высоки (плотность  $n$  на два порядка выше твердотельной, соответственно давление  $p \sim 10^{10} - 10^{11}$  ат!), то необходимое условие осуществления термоядерной реакции (3) может быть выполнено. Поскольку сохранение нач. высокой плотности энергии происходит за счёт инерции плазмы ( $\tau \propto \sqrt{M}$ ), то такой подход к осуществлению управляемой термоядерной реакции назвали *инерциальным удержанием* плазмы. При инерциальном удержании нач. термоядерная плазма создаётся с помощью лазерного излучения (см. *Лазерный термоядерный синтез*) или пучков ускоренных частиц. Инерциальное удержание осуществляется и при взрыве термоядерной бомбы. Квазинепрерывное выделение термоядерной энергии в УТС на основе инерциального удержания должно происходить в виде микровзрывов с периодом  $\Delta t \gg \tau$  при общем числе частиц в каждом микровзрыве  $N < N_{\text{макс}}$ . Как было отмечено выше, при  $N \sim N_{\text{макс}} \sim 10^{24}$  энергосодержание термоядерной плазмы  $\sim 5$  ГДж. Ср. мощность здесь определяется периодом повторения микровзрывов и при  $\Delta t = 1$  с будет такой же, как и при  $\tau \approx 1$  с в условии квазистационарного удержания.

2) При стационарном (или квазистационарном) удержании, когда время жизни плазмы превышает время свободного разлёта, её давление передаётся, в конечном счёте, на конструкц. материалы и ограничено их прочностью ( $\sim$  сотен атмосфер). Согласно условию (3), энергетич. время

жизни должно быть достаточно большим:  $\tau > 3$  мс при  $p = 1000$  ат;  $\tau > 3$  с при  $p = 1$  ат. Такие длительности удержания требуют отдаления высокотемпературной области плазмы от стенок камеры или, точнее, многократного спада давления от максимального в центре до минимального на краях. Спадающее распределение давления можно осуществить при магн. У. п.

**Магнитное У. п.** — наиб. обширная область исследований в проблеме УТС. Она традиционно делится на три составные части: равновесие; устойчивость; процессы переноса энергии и частиц.

**Равновесие.** При помещении плазмы во внеш. магн. поле его взаимодействие с электрич. токами, неизбежно возникающими в плазме, находящейся в магн. поле, или специально возбуждаемыми в ней, может уравновесить градиент давления плазмы во всём её объёме (см. *Равновесие плазмы, Магнитные ловушки*). Цилиндрич. плазменный шнур, опирающийся торцами на электроды, может быть уравновешен в радиальном направлении собств. магн. полем  $B$  пропускаемого по нему электрич. тока  $J$  (*пинч-эффект*). Уравновешивание плазмы по всем направлениям собств. магн. полем невозможно. Это следует из интегральной теоремы вириала:

$$\int (2p_{\perp} + p_{\parallel}) dV = \oint \left\{ \frac{B^2}{2\mu_0} r dS - \frac{Br(BdS)}{\mu_0} \right\}. \quad (4)$$

Здесь  $p_{\perp}$  — давление в поперечном, а  $p_{\parallel}$  — в продольном направлении к магн. полю  $B$ ;  $dV$  — элемент объёма интегрирования, ограниченной поверхностью, проходящей вне плазмы, где её давление равно нулю;  $dS$  — векторный элемент этой поверхности;  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  (в единицах СИ). При распространении области интегрирования до бесконечности правая часть (4) обращается в нуль, если нет внеш. магн. поля, и необходимое условие равновесия не выполняется.

Равновесие тороидального плазменного шнура круглого сечения с малым  $a$  и большим  $R$  радиусами при наличии тороидального поля  $B_z$  внутри и  $B_{\text{вн}}$  вне плазмы (системы «токамак» и «пинч с обращённым магн. полем») описывается условиями равновесия по малому и большому радиусам тора:

$$\langle p \rangle = \frac{B_{\text{вн}}^2 - B_z^2}{2\mu_0} + \frac{B_z^2}{2\mu_0}, \quad (5)$$

$$B_z = \frac{a}{2R} B_J \left\{ \ln \frac{8R}{a} - \frac{3}{2} + \frac{l_1}{2} + \beta_J \right\}. \quad (6)$$

Здесь угл. скобки означают усреднение по объёму плазмы;  $\beta_J = 2\mu_0 \langle p \rangle / B_z^2$ ;  $l_1$  — внутр. индуктивность единицы длины плазменного шнура с распределённым тороидальным током;  $B_z$  — создаваемое внеш. проводниками поперечное плоскости тора магн. поле, удерживающее тороидальный плазменный шнур от растяжения. Его направление таково, что с внеш. стороны тора оно усиливает, а с внутренней ослабляет собств. поле  $B_J = \mu_0 J / 2\pi a$  тороидального тока  $J$ .

Равновесие по большому радиусу тора в *стеллараторах* обязано взаимодействию вторичной тороидальной компоненты плотности тока с эфф. азимутальным магн. полем стелларатора.

**Устойчивость.** Удовлетворение теоретич. условиям равновесия ещё не достаточно для У. п. Плазма — чрезвычайно подвижная среда. Случайно возникшие в ней возмущения могут нарастать и разбрасывать плазму. Поэтому удерживающее магн. поле должно быть таким, чтобы плазма, по крайней мере, сохраняла бы свои положение и форму, т. е. была бы устойчивой по отношению к крупномасштабным, магнитогидродинамич. возмущениям (см. *Стабилизация неустойчивостей плазмы*).

Процессы переноса энергии и частиц. Сложная геометрия магн. поля, необходимая для макроскопически устойчивого равновесия плазмы, приводит в общем случае к усиленному, зависящим от геометрии поля «неклассическому переносу» энергии и частиц плазмы, т. е. к ухудшению её удержания (см. *Переноса процессы*). Поэто-