

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

533.9.07

## ФИЗИКА ПРИСТЕНОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В ТОКАМАКАХ

А. В. Недоспасов

*Режимы с сильным рециклингом. — Излучение примесей. — Процессы переноса. — Электрические дуговые разряды.*

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В термоядерном реакторе с магнитным удержанием плазма, имеющая температуру порядка 10 кэВ, должна быть окружена вакуумной оболочкой, температура которой не больше нескольких сотен градусов. Явления вблизи стенок и на них самих жизненно важны для осуществления идеи управляемого термоядерного синтеза (УТС), и не случайно им было уделено должное внимание уже в первых (1951 г.) работах по теории магнитного термоядерного реактора<sup>1-3</sup>.

Тепловой поток в чистой плазме подводится к стенкам в основном теплопроводностью, а непосредственно на поверхность передается падающими и рекомбинирующими на ней ионами и электронами;

$$q = \gamma T_w; \quad (1)$$

здесь  $q$  и  $\Gamma$  — удельные потоки тепла и ионов,  $T_w$  — температура пристеночной плазмы,  $\gamma$  — коэффициент, слабо зависящий от  $T$  и для не эмиттирующей электроны стенки равный 5—7. Температура  $T_w$  оказывается гораздо выше температуры стенки, т. е. на границе плазмы со стенкой существует температурный скачок. Качественная картина процессов вблизи стенки показана на рис. 1. Образовавшиеся на ней медленные нейтральные атомы водорода испытывают перезарядку на малом расстоянии от стенки. Возникают быстрые нейтралы, обладающие заметной длиной пробега до их ионизации электронами плазмы. В<sup>1,2</sup> было показано, что для  $q = 10$  Вт/см<sup>2</sup> и плотности плазмы вблизи стенки  $n_w \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup> ее температура равна ~10 эВ. В то время предполагалось, что столь большие значения  $n_w$ , в деся-

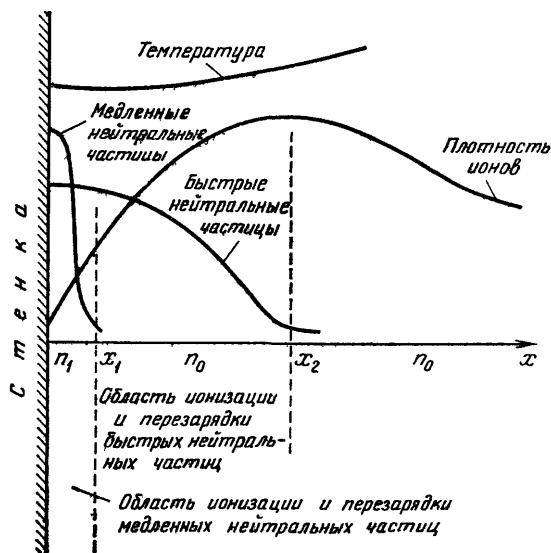


Рис. 1. Качественная картина пристеночной плазмы в магнитном термоядерном реакторе<sup>1</sup>

ток раз в десять больше, чем в настоящее время, достигаются в реакторах с магнитным удержанием плазмы. В то время предполагалось, что столь большие значения  $n_w$ , в деся-

ток раз превышающие плотность в центре реактора, будут устанавливаться благодаря термодиффузии при классическом законе поперечного переноса. На самом деле плотность пристеночной плазмы в токамаках значительно меньше, чем в центральной области, и приближенно профиль плотности может быть описан параболическим законом:

$$n(r) = n_0 \left( 1 - \frac{r^2}{d^2} \right),$$

где  $d$  несколько превышает малый радиус плазмы  $a^4$ . Кроме того, полагалось, что отношение давления плазмы к давлению удерживающего магнитного поля порядка единицы, что для токамаков не выполняется в силу критерия устойчивости Крускала — Шафранова.

Величина  $q$  в будущих реакторах должна составлять несколько десятков Вт/см<sup>2</sup>, а  $n_w \approx (1-5) \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. При этом температура плазмы вблизи стенок по формуле (1) и такой же оценке <sup>2</sup> должна быть выше на два порядка:  $T_w \approx 1$  кэВ. Для потока частиц с такой энергией возникает серьезная проблема эрозии первой стенки. Основным ее механизмом является физическое разрушение, давно известное в тлеющих разрядах как «катодное распыление». Коэффициент распыления  $S$ , т. е. отношение числа распыленных атомов к числу упавших на поверхность ионов, является функцией энергии падающей частицы ( $\varepsilon$ ) и приведенной массы для падающих и распыляемых частиц. Эта функция при  $\varepsilon_t < \varepsilon < 20\varepsilon_t$  неплохо описывается следующим выражением:

$$S(\varepsilon) = 6,4 \cdot 10^{-3} \frac{m_I}{m_1} \gamma_m^{5/3} \left( \frac{\varepsilon}{\varepsilon_t} \right)^{1/4} \left( 1 - \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon} \right)^{7/2}, \quad (2)$$

где

$$\gamma_m = \frac{4m_1m_I}{(m_1+m_I)^2}, \quad \varepsilon_t = \frac{E_B}{\gamma_m(1-\gamma_m)},$$

$E_B$  — энергия сублимации, индексы  $I$  и  $i$  относятся соответственно к атомам мишени и падающим ионам. При энергии ниже пороговой ( $\varepsilon_t$ ) распыление пренебрежимо мало. Но при  $T \approx 1$  кэВ значения  $S$  таковы, что если продукты распыления будут накапливаться в плазме, как это предсказывалось классическими теориями переноса, то время горения термоядерной реакции будет неприемлемо коротким.

Кроме распыления существуют другие виды разрушения быстрыми частицами, вызванные большим давлением водорода и гелия, накапливающихся под поверхностью твердого тела, т. е. «блистеринг» и «флекинг». При них механически разрушаются слои, толщина которых порядка длины торможения падающих ионов ( $10^{-6} - 10^{-5}$  см). К счастью, эти виды эрозии оказались «детскими болезнями» — они исчезают при увеличении дозы облучения. После такого разрушения нескольких слоев поверхность становится достаточно пористой и газ выходит наружу.

На протяжении всей истории экспериментов по магнитному удержанию горячей плазмы борьба с поступлением примесей со стенок всегда являлась одной из главных забот экспериментаторов.

Первые успехи в этой борьбе на токамаках в СССР и стеллараторах в США были связаны с совершенствованием прогрева стенок в вакууме и введением специальных лимитеров (диафрагм), ограничивающих поперечный размер плазменного шнура. Сам подвергаясь сильному и сосредоточенному воздействию плазмы, лимитер существенно ограничивает попадание заряженных частиц на стенки основной камеры. Следующими шагами явились способы очистки поверхностей специальными индукционными или тлеющими разрядами, а также замена диафрагм из тугоплавких металлов на графитовые, так как плазма менее чувствительна к примесям с меньшим атомным номером.

В последние годы в ряде токамаков были использованы диверторные конфигурации магнитного поля, идея которых была предложена Спитцером<sup>5</sup>. В них силовые линии магнитного поля на периферии токамака выводятся «наружу», т. е. на специальные участки стенок — диверторные пластины, по возможности максимально удаленные от основной плазмы. Эксперименты с дивертором подтвердили, что эти устройства эффективно увеличивают чистоту плазмы.

В результате в современных крупных токамаках достигается довольно высокая чистота, без чего приближение в них к термоядерным параметрам плазмы было бы невозможным. Однако проблема взаимодействия горячей плазмы с первой стенкой не снимается, а становится все острее. В современных установках используются мощные дополнительные источники нагрева плазмы, что сильно увеличивает потоки тепла на стенки. Возрастает длительность разрядных импульсов. Вся серьезность этой проблемы для будущего реактора с квазистационарным горением была убедительно показана в докладе Береша и Кадомцева<sup>6</sup>, сыгравшем важную роль в консолидации усилий исследователей, работающих в этой области. Начиная с 1974 г., наряду с ежегодными международными конференциями по физике плазмы и проблемам УТС стали проводиться раз в два года специальные конференции по взаимодействию плазмы с поверхностью в термоядерных установках. В их трудах<sup>7</sup> можно найти обширную и подробную экспериментальную информацию.

Не претендуя на полноту, предлагаемая статья ставит своей целью познакомить читателя с современными представлениями о физике пристеночной плазмы в токамаках. Формирование этих представлений явилось важным достижением последнего десятилетия в решении проблемы плазма — стенка в УТС.

## 2. РЕЖИМЫ С СИЛЬНЫМ РЕЦИКЛИНГОМ

Из сказанного видно, что можно избавиться от сильного распыления, понизив температуру пристеночной плазмы. Этого можно добиться, увеличивая поток частиц на стенку (см. формулу (1)), который, в отличие от потока тепла, не является заданной величиной. Усиливая поперечную диффузию вблизи стенки, можно увеличить конвективный шток во много раз:

$$\Gamma = D_{\perp} \frac{dn}{dx} \approx D_{\perp} \frac{n_w}{l_a};$$

здесь  $l_a$  — характерное расстояние, на котором ионизируются быстрые нейтралы. Так как возникшие при перезарядке быстрые атомы приобретают температуру ионов, а их траектории носят характер случайных блужданий, их распространение происходит по диффузионному закону с  $D_a \approx \lambda_a v_1$ , где  $v_1$  — тепловая скорость ионов, а  $\lambda_a = (\sigma_c n)^{-1}$  ( $\sigma_c$  — сечение резонансной перезарядки, слабо зависящее от температуры). За время до ионизации  $t_1 = (k_1 n)^{-1}$  они смещаются на расстояние

$$l_a \approx (D_a t_1)^{1/2} \approx n^{-1} \left( \frac{v_1}{\sigma_c k_1} \right)^{1/2}$$

( $k_1$  — константа ионизации). Отсюда с учетом (1)  $T_w \sim D_{\perp}^{-1}$ .

Таким образом, если около стенки создать сильный кругооборот вещества, называемый рециклингом, чтобы частицы много раз участвовали в актах нейтрализации на поверхности и ионизации в плазме, их средняя энергия может быть достаточно малой. При сильном рециклинге поток на стенки существенно превышает поток из центральной области, и их отношение может служить количественной характеристикой (коэффициентом) рециклинга.

## 2.1. Турбулентный плазменный бланкет

Если не использовать для  $D_{\perp}$  классическое значение, как принималось в <sup>1-3</sup>, а принять величину

$$D_B = \frac{cT}{16eB},$$

введенную Бомом для замагниченной сильно турбулентной плазмы и характерную для пристеночной области в токамаках, профили плазмы и нейтралов имеют вид, показанный на рис. 2. Им соответствует коэффициент рециклинга

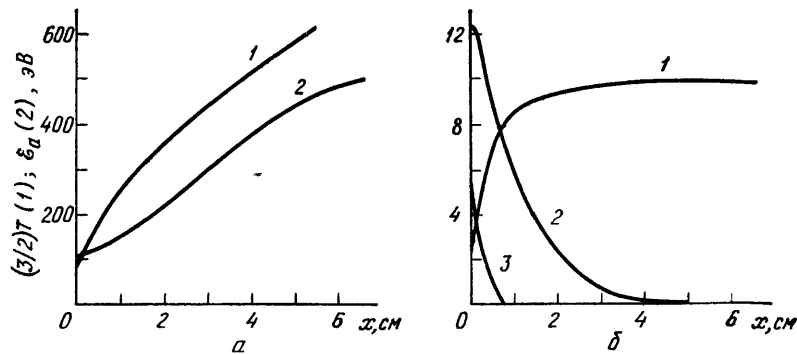


Рис. 2. Профили пристеночной плазмы в реакторе при  $q = 10^2$  Вт/см<sup>-2</sup> и  $B = 5$  Тл<sup>8</sup>. а — Средняя энергия плазмы (1) и перезарядившихся атомов (2). б — Концентрация плазмы  $n \times 10^{-13}$  см<sup>-3</sup> (1), перезарядившихся  $n \cdot 5 \cdot 10^{-11}$  см<sup>-3</sup> (2) и холодных  $n \cdot 10^{-11}$  см<sup>-3</sup> (3) атомов

~50. При этом плотность потока нейтральных атомов достаточна для вывода гелия и несгоревшего топлива в отверстия в первой стенке, имеющие относительно малые размеры. Как видно из рисунка, при концентрации быстрых нейтралов порядка  $10^{11}$  см<sup>-3</sup> энергия падающих на стенку частиц достаточно низка, однако плотность пристеночной плазмы  $n_w \approx 10^{14}$  см<sup>-3</sup> оказывается того же порядка, что и во внутренних областях токамака.

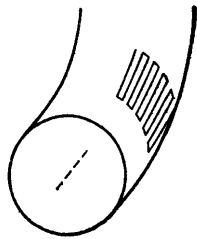


Рис. 3

Так как собственной «бомовской» турбулентности плазмы не хватает, эффективную диффузию можно повысить, разрушая магнитные поверхности небольшими винтовыми возмущениями магнитного поля. Резонанс между гармониками возмущения и основным винтовым полем токамака может приводить к стохастизации силовых линий в некотором слое<sup>8-10</sup>. Такое возмущение может быть, например, создано расположенными снаружи эквидистантно силовым линиям основного поля винтовыми обмотками со знакопеременным электрическим током. Одна из возможных конфигураций такой обмотки для стохастизации магнитного поля на ограниченной площади показана на рис. 3.

Двигаясь в стохастизованной зоне вдоль магнитного поля, плазма «диффундирует» в поперечном направлении. Скорость этой диффузии можно регулировать током в обмотке, причем для достижения нужных величин  $D_{\perp} \approx (1-5) \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>с<sup>-1</sup> эта сила тока составляет небольшую долю тока в плазме токамака. Располагать резонансные обмотки нужно непосредственно вблизи стенки, что может представить известные технические трудности для термоядерного реактора.

Пристеночный слой холодной, плотной плазмы с неклассическими переносами тепла и частиц за счет турбулизации неустойчивостями или разрушения магнитных поверхностей было предложено называть турбулентным плазменным бланкетом<sup>11</sup>.

Экспериментальная проверка идеи стохастизации магнитного поля токамака около стенок ведется в настоящее время в Японии, США, ФРГ. Первые результаты показывают, что при наложении винтового возмущения, как и ожидалось, излучение примесей в центре ослабевает, а на периферии разряда усиливается. Стохастизирующие обмотки предусмотрены в сооружаемом во Франции крупном токамаке TORE-SUPRA.

## 2.2. Рециклинг вблизи диверторных и лимитерных пластин

Плазма течет вдоль магнитного поля на боковые стенки лимитеров или диверторные пластины. Вблизи них также может возникать сильный рециклинг, если толщина плазменного слоя  $\delta$  больше длины пробега нейтрала до ионизации  $\lambda_1$ , и рекомбинировавшие на стенке ионы и электроны вновь возвращаются в этот слой. В установившемся режиме (и при не поглощающей частицы стенке) поток плазмы из центральных областей в слой должен тем не менее компенсироваться потоком нейтралов через его боковые поверхности.

На пластину плазма вытекает со скоростью порядка тепловой скорости ионов. Тогда условие существования состояния с сильным рециклингом можно записать в виде неравенства<sup>12</sup>

$$Q > \gamma \frac{T v_1^2}{k_1} \sin \psi, \quad (3)$$

где  $Q$  — поток тепла, отнесенный к единице длины контакта с лимитером,  $\psi$  — угол между силовыми линиями и поверхностью. Для оценки  $k_1$  используем формулу Томсона для сечения ионизации атомов водорода электронами:

$$k_1 = \frac{\pi e^4}{I^2} \left( \frac{8 T_e}{\pi m_e} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{I}{T_e} \right) \quad (4)$$

( $I$  — энергия ионизации).

Правая часть (3) является функцией температуры, имеющей при  $T_e = 2I/3$  минимум, равный

$$Q_{кр} \approx \gamma \frac{I^{7/2}}{e^4} \frac{m_e^{1/2}}{m_1} \sin \psi \approx 3 \frac{\kappa \text{Вт}}{\text{см}} \cdot \sin \psi. \quad (5)$$

Для сильного рециклинга существует критическая плотность потока  $j$ , также отнесенного к длине контакта, соответствующая минимальному значению  $Q$ :

$$j_{кр} \approx \frac{m_e^{1/2}}{m_1} \frac{I^{5/2}}{e^4} \sin \psi \approx 3 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-1} \text{с}^{-1} \cdot \sin \psi. \quad (6)$$

При значениях  $Q$  и  $j$  больше критических около лимитера или в диверторе осуществляются два устойчивых состояния: с горячей и относительно редкой плазмой или с холодной, плотной плазмой<sup>13,14</sup>. Переход между ними при увеличении  $j$  происходит скачком. Промежуточные состояния неустойчивы: рост плотности в плазменном слое уменьшает длину  $\lambda_1$  и еще больше запирает поток нейтралов с поверхности, пока температура, а с ней и константа ионизации не упадут настолько, что атомы снова смогут покидать слой.

На рис. 4 представлены рассчитанные зависимости линейной плотности  $N = \delta n$  и температуры плазмы у пластины для разных значений  $Q$ <sup>15</sup>.

Как показывают расчеты, при переходе к сильному рециклингу поступление примеси в разряд падает скачком на 3—4 порядка! Это обусловлено как сильным уменьшением распыления, так и высокой вероятностью ионизации распыленных атомов и увлечения образовавшихся ионов встречным течением плазмы обратно на поверхность<sup>16</sup>. Падающие на стенку ионы уско-

ряются разностью потенциалов между плазмой и стенкой, приобретая за счет тепловой энергии электронов энергию  $\sim 3zT_e$ , где  $z$  — заряд иона. Многоза-

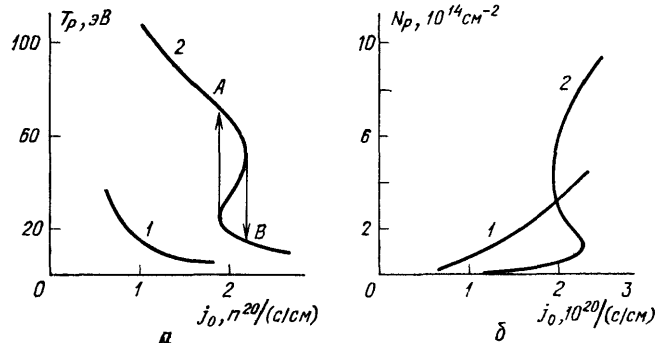


Рис. 4. Зависимость температуры (а) и линейной плотности (б) плазмы у пластины от потока частиц в дивертор.  
1 —  $Q = 2$  кВт/см; 2 —  $Q = 12$  кВт/см

рядные ионы, проникающие из горячей центральной области, могут приобретать значительную энергию и давать сильное распыление. Снижение  $T_e$  способствует резкому уменьшению распыления и многозарядными ионами.

Скачкообразный переход к режиму сильного рециклинга в диверторе при соответствующих потоках  $Q$  и  $j$  наблюдался в ряде токамаков. Например, на рис. 5 показано, как меняется плотность плазмы в диверторе установки D-III с увеличением средней плотности в разряде, ей примерно пропорционален поток в дивертор<sup>17</sup>.

Наряду с функцией защиты 1-й стенки дивертор в реакторе должен также обеспечивать удаление гелия, образующегося в реакции синтеза, и несгоревшего топлива. Давление газа в камере откачки определяется производительностью насосов и массообменом на ее открытой поверхности, где плазма дивертора удерживается магнитным полем. Сильный рециклинг повышает плотность нейтральных атомов в камере и существенно облегчает технические проблемы откачки. Переход к сильному рециклингу изменяет и газодинамику течения. Если при малых плотностях в диверторе плазма под действием градиента давления разгоняется до скорости порядка скорости ионного звука  $v_s$ , то «пробка» плотной плазмы запирает поток и перед ней  $v \ll v_s$ <sup>18-20</sup>. Более того, возможна ситуация, когда ионизация поступающего извне газа в открытом в сторону камеры откачки слое заставит течь плазму назад, т. е. из дивертора в основной объем токамака<sup>21</sup>. Малая дозвуковая скорость течения плазмы в дивертор была

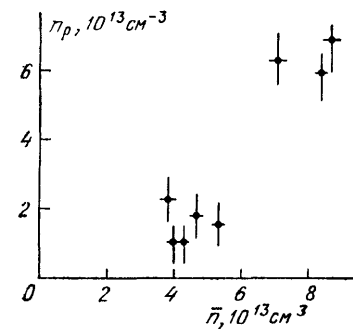


Рис. 5. Зависимость плотности плазмы в диверторе от средней плотности в токамаке D-III<sup>17</sup>

измерена в установках D-III, PDX, ASDEX, а обратное течение — в диверторе английского токамака DITE<sup>22</sup>. При  $v \ll v_s$  давление плазмы вдоль магнитного поля изменяется мало, и низким температурам вблизи пластин соответствуют большие плотности  $n > 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Благодаря относительной удаленности этих областей диверторная конфигурация позво-

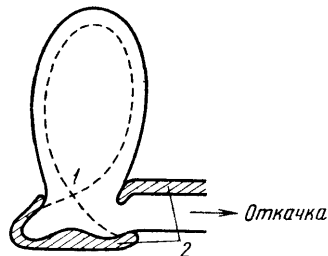


Рис. 6. Полоидальный дивертор INTOR.  
1 — сепаратриса, 2 — пластины

измерена в установках D-III, PDX, ASDEX, а обратное течение — в диверторе английского токамака DITE<sup>22</sup>. При  $v \ll v_s$  давление плазмы вдоль магнитного поля изменяется мало, и низким температурам вблизи пластин соответствуют большие плотности  $n > 10^{14}$  см<sup>-3</sup>. Благодаря относительной удаленности этих областей диверторная конфигурация позво-

ляет согласовать эти высокие плотности со средней плотностью  $(1-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  на периферии разряда в токамаке.

Поток тепла в дивертор при сильном рециклинге переносится продольной теплопроводностью и пропорционален  $T^{7/2}$ . Даже для аномальной поперечной температуропроводности с  $\chi \sim D_B$  толщина горячего слоя оказывается узкой. Например, в проекте реактора INTOR, разрабатываемом международной группой при МАГАТЭ, тепловой поток на пластины полоидального дивертора (рис. 6) сосредоточен в слое порядка 1 см и достигает 1–2 кВт/см<sup>2</sup>.

### 2.3. Газовая мишень

На токамаке ASDEX был обнаружен замечательный режим работы дивертора, названный «газовой мишенью»<sup>23</sup>. В этом режиме до пластины доходило примерно 20% того потока тепла, который поступал в дивертор, остальное тепло рассеивалось в газе и передавалось стенкам в камере откачки (рис. 7). Переход в режим «газовой мишени» происходит, когда температура возле пластины опускается ниже той, при которой  $\lambda_1 = \delta$  (для ASDEX ниже 7 эВ). Плазма становится прозрачной для быстрых нейтронов перезарядки, они выходят в камеру откачки и передают в ней свою энергию газу. Сравнимый по величине вынос энергии происходит и с излучением. Вместе с рециклингом у пластины падает и конвективный поток тепла. Большая часть атомов возвращается из камеры откачки (преимущественно в виде молекул) в плазму, ионизуется и вновь рекомбинирует на пластине. Таким образом, сильный рециклинг не имеет место в узком слое порядка  $\lambda_1$ , а захватывает камеру откачки, как схематически показано на рис. 8. Теоретические модели достаточно хорошо описывают эксперименты с «газовой мишенью»<sup>24,25</sup>. В будущем реакторе такой режим устранил бы сосредоточенную тепловую нагрузку на диверторные пластины. Однако возможность его реализации при реакторных параметрах у многих вызывает сомнения.

Тепловой поток в дивертор в реакторе намного больше, чем в ASDEX, и для его отвода нужны большие концентрации нейтрального газа в камере откачки. Возникает возможность прорыва этого газа в основную плазму, что, по-видимому, наблюдалось в<sup>26</sup>. Автор придерживается точки зрения, подкрепленной расчетами<sup>27</sup>, что режим «газовой мишени» в реакторе в принципе осуществим. Причем именно большой тепловой поток способен обеспечить достаточно высокие температуру и плотность плазмы на входе в дивертор, чтобы ионизовать все атомы, которые могли бы проникнуть в основной объем реактора. А низкая, порядка 1 эВ, температура возле пластины достигается при переходе скорости течения плазмы через скорость ионного звука недалеко от пластины.

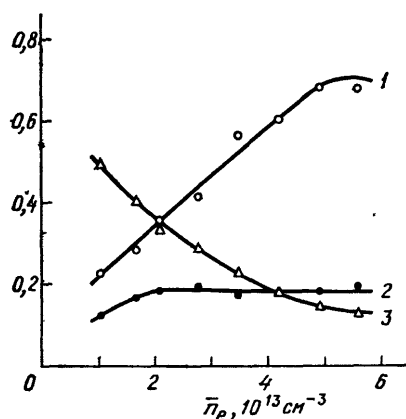


Рис. 7. Доля мощности, вложенной в разряд, передаваемая стенкам основной камеры (2), диверторным пластинам (3) и стенкам камеры меткачки дивертора (1) в ASDEX

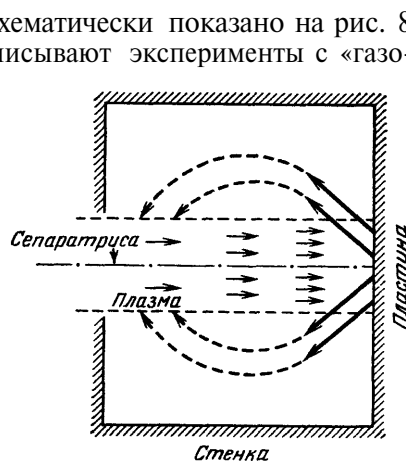


Рис. 8. Схема рециклинга вещества в режиме «газовой мишени»

## 2.4. Откачной лимитер

Дивертор является довольно сложным в техническом отношении устройством. Поэтому не оставляют мысли сохранить в реакторе лимитеры, успешно применяемые до сих пор в большинстве токамаков.

Трудности с их распылением, как уже говорилось, можно преодолеть образованием около лимитера холодной плазмы. Организовав откачку в непосредственной близости от лимитера, можно при этом также удалять гелий и несгоревшее топливо. Различные конструкции лимитеров с откачкой получили название откачных лимитеров. Так как в патрубке откачки попадают атомы, появившиеся на расстоянии от границы плазменного слоя меньше  $\lambda_1 \sim (n_L k_1)^{-1}$ , их поток  $\sim \exp(I/T_L)$ . Из условия постоянства давления, связывающего плотность  $n_L$  и температуру  $T_L$  вблизи лимитера со средними значениями в слое  $\langle n \rangle$  и  $\langle T \rangle$ ,  $q = \gamma n_L T_L v_s \approx \gamma \langle T \rangle \langle n \rangle (2T_L/m_1)^{1/2}$ . Поэтому давление откачиваемого газа

$$p \sim \exp\left(-\frac{\langle n \rangle^2}{n_*^2}\right), \quad \text{где } n_* = \frac{q}{\gamma \langle T \rangle} \left(\frac{m_1}{2I}\right)^{1/2}. \quad (7)$$

Сравнение зависимости (7)<sup>28</sup> с экспериментом на установке «Alcator»<sup>29</sup> приведено на рис. 9. Используя сильный рост давления, можно обеспечить необходимую откачку доступными техническими средствами. Заметим, что увеличение скорости откачки выше некоторого предела, уменьшая давление откачиваемого газа, может нарушить режим сильного рециклинга в диверторе или у откачного лимитера.

Технические трудности, связанные с высокими удельными тепловыми потоками, заставляют развивать поверхность и увеличивать число откачных лимитеров, что еще больше сближает идею их применения с концепцией турбулентного плазменного blankets. В частности, общей проблемой является высокая средняя плотность плазмы на периферии, сравнимая со средней плотностью в реакторе.

В последние годы в ряде крупных токамаков обнаружено новое явление, получившее название *marfe* (от: multifaceted asymmetric radiation from the edge)<sup>30-34</sup>. Оно состоит в возникновении в пристеночной области несимметричных по полоидальному углу плазменных образований с высокой плотностью и низкой температурой, являющихся источником интенсивного излучения нейтрального водорода и легких примесей. Его первопричиной является описанная выше неустойчивость и образование областей с сильным рециклингом, а затем охлаждение их излучением. Существует и другая точка зрения на природу *marfe*: развитие неустойчивости баланса тепла в объеме плазмы, связанная с излучением примесей. Речь о ней пойдет в следующем разделе.

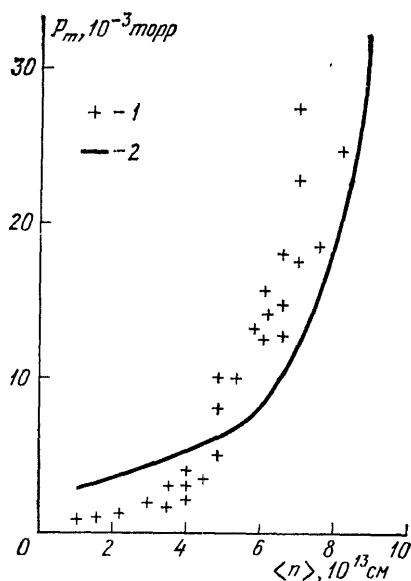


Рис. 9. Зависимость давления в патрубке откачного лимитера от средней плотности плазмы в лимитерном слое:

1 — эксперимент<sup>29</sup>, 2 — теория<sup>28</sup>

является описанная выше неустойчивость и образование областей с сильным рециклингом, а затем охлаждение их излучением. Существует и другая точка зрения на природу *marfe*: развитие неустойчивости баланса тепла в объеме плазмы, связанная с излучением примесей. Речь о ней пойдет в следующем разделе.

## 3. ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИМЕСЕЙ

В предыдущих разделах плазма считалась достаточно чистой и ее излучением пренебрегалось. Однако оно играет существенную роль в балансе энергии пристеночной плазмы из-за наличия в ней примесей. При характер-



ных температурах 10—100 эВ наибольший вклад вносит линейчатое излучение ионов легких примесей — кислорода и углерода. Если существует корональное равновесие, т. е. возбуждение и ионизация электронными ударами уравновешены излучательными переходами и рекомбинацией с излучением, то интенсивность излучения ( $L$ ) имеет максимум при  $T_e \sim 10\text{--}20$  эВ (рис. 10)<sup>35</sup>. В некотором интервале излучение сильно падает с увеличением температуры в связи с ростом кратности ионизации и обеднением линейчатого спектра. Переизлучение значительной доли энергии, подводимой к периферии, уменьшает конвективный поток на стенки. Соответственно изменяются критические условия для перехода к сильному рециклингу.

Охлаждение периферии плазмы излучением легких примесей предохраняет от поступления металлических примесей, распыляемых с поверхности стенок и лимитеров<sup>4,36,37</sup>. Поэтому чрезмерная очистка металлических поверхностей от кислорода и углерода может быть вредной для поддержания общего уровня загрязнений на минимальном уровне. Имеются предложения использовать регулируемое введение примесей для создания холодной периферийной плазмы<sup>38,39</sup>.

Наличие участков с  $(dL/dT) < 0$  может стать причиной неустойчивости теплового баланса. Если рост лучистых потерь при уменьшении температуры не компенсируется притоком тепла из центральных областей, то температура будет продолжать падать. С такой «охлаждающей» неустойчивостью на примесях связывается существование предельной средней плотности плазмы в токамаках, при превышении которой происходит срыв разряда. Развитие неустойчивости охлаждает периферию, происходит сужение токового канала, и раскачиваются магнитогидродинамические неустойчивости, дестабилизирующие разряд<sup>40</sup>. Достижение в последние годы высоких значений плотности объясняется получением более чистой плазмы.

В ряде экспериментов на периферии наблюдались холодные излучающие слои. Их образованию в крупном токамаке TFTR предшествует появление *marfe*<sup>41</sup>. Происходит взаимодействие сильных нелинейных эффектов, связанных с рециклингом и излучением примесей, детали которого еще предстоит понять. Пока еще недостаточно изучена кинетика возбуждения, ионизации и ухода на стенки примесей, состояние которых в пристеночной области далеко от коронального равновесия. Сложность описываемых процессов требует развития дву- и трехмерных математических моделей пристеночной плазмы<sup>42, 43</sup>, учитывающих гидродинамику плазмы, кинетику нейтральных атомов водорода и примесей. Для этих моделей нужны коэффициенты переноса тепла и частиц, которые сами известны недостаточно.

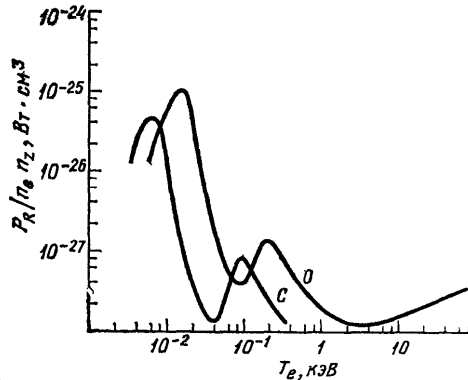


Рис. 10. Удельные радиационные потери  $P_R$  при корональном равновесии ( $n_i$  — концентрация ионов примеси)

#### 4. ПРОЦЕССЫ ПЕРЕНОСА

##### 4.1. Пристеночная турбулентность

Параметры плазмы на краю ( $r = a$ ) лимитеров различных токамаков с омическим нагревом различаются несильно и лежат в пределах:  $n(a) \approx (1\text{--}5) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ;  $T_e(a) \approx 10\text{--}50$  эВ. Большие значения  $n(a) \approx (4\text{--}10) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  имеются в токамаках с сильным тороидальным магнитным полем 6—8 Тл, а большие температуры  $T_e(a) \approx 30\text{--}100$  эВ — на круп-

нейших токамаках JET и TFTR<sup>44</sup>. В глубь тени лимитеров плотность спадает по экспоненциальному закону с характерной длиной  $d_n$ . Оценка по формуле  $D_{\perp} = d_n^2/\tau_{\parallel}$ , где  $\tau_{\parallel} = \pi R/v_s$  — время ухода плазмы на лимитер вдоль магнитного поля, дает  $D_{\perp} \approx D_B$ , что говорит о турбулентном состоянии плазмы.

В последние годы это состояние становится предметом детального изучения<sup>45–47</sup>. Обнаружено, что относительный уровень флуктуаций плотности

плазмы  $\langle \tilde{n} \rangle / \langle n \rangle = 0,5 - 0,6$ , т. е. ее изменения достигают одного порядка величины. Существуют сильные колебания локального полоидального электрического поля  $\tilde{E} \perp B$ , достигающего нескольких десятков В/см. Колебания  $\tilde{n}$  и  $\tilde{E}$  происходят в широком спектре частот в интервале  $10^4 - 10^5$  Гц. Обратный масштаб (волновое число) пространственной корреляции в перпендикулярном магнитному полю направлении  $k_{\perp} \rho_1 \approx 0,1$  ( $\rho_1$  — ларморовский радиус иона). Так как флуктуации  $n$  и  $E_{\perp}$  частично коррелированы, возникает турбулентный дрейфовый поток частиц плазмы

$$\tilde{\Gamma}_r = \int \tilde{n}(t) \tilde{v}_{\perp}(t) dt,$$

где  $\tilde{v}_{\perp} = c[\tilde{E}B]/B^2$ . Вблизи края лимитера он достигает величины  $\sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и быстро уменьшается в сторону основной плазмы (рис. 11).

Наблюдаемая картина турбулентности наводит на мысль, что ее причина связана с лимитером. Можно указать простой механизм неустойчивости в тени лимитера — желобковую неустойчивость неоднородной плазмы в неоднородном магнитном поле при  $\nabla n \uparrow \nabla B$ . Вытянутый вдоль силовых магнитных линий поперечный «горбик» плотности поляризуется благодаря дрейфу в тороидальном поле ( $B_{\perp} \sim 1/R$ ), направленному для ионов и электронов в разные стороны, и на внешнем обводе тора движется в сторону уменьшения плотности окружающей плазмы. Переходной слой между плазмой и лимитером обладает растущей вольт-амперной характеристикой

$$j_{\parallel} = en \left[ v_s - \left( \frac{T_e}{2\pi m} \right)^{1/2} \exp \left( - \frac{e\Phi}{T_e} \right) \right], \quad (8)$$

ограничивающей ток на лимитер ионным током насыщения. Поэтому замыкание тока через лимитер не может снять поляризацию полностью и стабилизировать рост возмущений. Плазма должна быть устойчива на внутреннем обводе тора. Грубая оценка коэффициента турбулентной диффузии через инкремент желобковой неустойчивости и характерный масштаб перемешивания дают величину, зависящую от полоидального угла и равную в максимуме  $\approx (cT/eB) (\rho_1 q/a)^{1/3} \approx D_B$ <sup>48</sup>. На то обстоятельство, что аномальный перенос плазмы имеет явный максимум вблизи наружного обвода тора, впервые обратил внимание В. С. Муховатов еще в 1966 г.<sup>36</sup>.

На расстояния порядка длины перемешивания турбулентность должна проникать из тени лимитера и в основную плазму.

Получение подробной трехмерной картины пристеночной турбулентности в токамаках — дело будущих экспериментов. То, что эта картина неоднородна, видно хотя бы из рис. 11. Дивергенция турбулентного потока больше нуля, и в ограниченную область пространства, в которой проведены измерения, плазма втекает в полоидальном или тороидальном направлении. Концентрация нейтралов водорода в этой зоне мала, и их ионизация не может быть внутренним источником заряженных частиц.

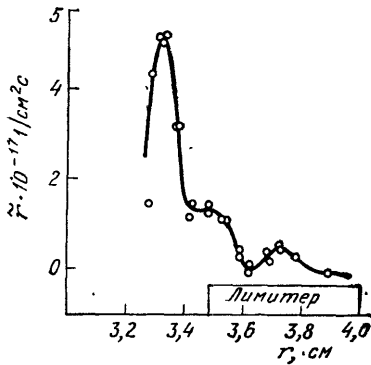


Рис. 11. Радиальный флуктуационный поток вблизи лимитера токамака ТВ-1<sup>46</sup>

## 4.2. Конвекция плазмы

Вертикальный дрейф электронов и ионов в тороидальном магнитном поле компенсируется в токамаке дополнительным электрическим током вдоль магнитного поля. В тени лимитера этот ток встречается с его поверхностью и вынужден проходить сквозь лимитер. При этом между плазмой и лимитером появляется разность потенциалов порядка  $T_e$  (согласно формуле (8)), а благодаря высокой продольной проводимости по-разному заряжаются плазменные трубки, расположенные на разных силовых линиях. В стороне ионного тороидального дрейфа преобладает положительный заряд, а в стороне электронного — отрицательный<sup>49</sup>.

В кольцевой лимитер, перегораживающий вблизи стенки вертикальное сечение, отрезки винтовых силовых линий входят с разных сторон повернутыми на некоторый полоидальный угол. С двух сторон любого участка такого лимитера потенциал плазмы различен, и в тени лимитера имеется полоидальное электрическое поле порядка  $T_e/a$ , намного превышающее поле в основной плазме.

В тени лимитера, за время ухода на боковые стенки, электроны и ионы, как правило, не успевают обменяться энергией. Температура ионного газа изменяется слабо, так как ионы уходят из него со своей тепловой энергией. Электроны же часть тепловой энергии теряют на пристеночном скачке потенциала, и поэтому электронный газ по мере проникновения в тень лимитера остывает. Этому способствует и излучение примесей. Температура электронов спадает по экспоненциальному закону с характерной длиной  $d_T$ , которая обычно больше  $d_n$  в несколько раз. С этим спадом связано появление разности потенциалов по малому радиусу и радиального электрического поля.

Возникающее двумерное распределение электрического поля вызывает конвективное движение плазмы, накладывающееся на процесс турбулентной диффузии. За время жизни  $\tau_{||}$  плазма дрейфует по малому радиусу в тень лимитера на внешнем обводе тора и одновременно в полоидальном направлении к внутреннему обводу. Там, попадая в область обратного знака полоидального поля, часть ее может вытечь вновь в основной объем токамака. Конвективный поток в рабочий объем на внутреннем обводе может приводить и к выносу примесей из тени лимитера<sup>50,51</sup>.

Характеристики плазмы оказываются зависящими от полоидального угла, и эта асимметрия усиливается по мере продвижения в глубь тени. Плазма имеет винтовую структуру, причем ее плотность спадает медленнее на внешнем обводе и в стороне тороидального дрейфа ионов. С указанной асимметрией связано явление неамбиполярности радиального потока: вблизи кромки лимитера на него выходит больше электронов, а вдали от нее — ионов. Сильно асимметричен и поток тепла на боковые стенки лимитера, что неизбежно должно приводить к его неравномерному нагреванию в крупных токамаках.

Сказанное выше является лишь грубой качественной картиной тех сложных процессов массо- и теплообмена, которые происходят вблизи стенок токамаков, особенно при учете разнообразия конфигураций лимитеров, используемых в различных экспериментальных установках. В настоящее время идет интенсивное накопление экспериментальных данных, и картина эта будет все более уточняться.

## 5. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ДУГОВЫЕ РАЗРЯДЫ

Завершая обзор физических процессов вблизи стенок токамаков, нельзя не упомянуть еще об одном явлении. В конце 50-х годов на металлических стенках установок для термоядерных исследований были обнаружены характерные следы, аналогичные тем, которые оставляют катодные пятна вакуум-

ных дуг<sup>52</sup>. И сегодня огромное число таких дуговых следов находят на лимитерах и основных стенках работавших токамаков и стеллаторов. Электрические разряды, не требующие внешней ЭДС, ток в которых замыкается на поверхность одного электрода, получили название униполярных дуг.

Без внешнего магнитного поля такая дуга может существовать за счет контактной разности потенциалов между плазмой и стенкой<sup>53</sup>. В отсутствие тока для достаточно горячей плазмы она больше падения потенциала в катодном пятне (~15—20 В). При горении дуги эмиссия электронов понижает в области пятна эту разность, и электронный ток из плазмы превышает ионный, замыкая электрический ток.

В магнитном поле радиальный ток, замыкающий цепь между ЭДС и играющим роль нагрузки пятном, возможен лишь в ограниченной области вблизи пятна, где из-за высокой плотности паров материала стенки электроны слабомагнитичены. Поэтому униполярные дуги должны образовывать вытянутые вдоль поля «столбики» пониженного потенциала, опирающиеся на катодные пятна. По оценкам их радиус составляет несколько миллиметров<sup>54</sup>.

Так как поверхность покидают холодные электроны, а приходит такое же количество горячих, униполярные дуги увеличивают (на порядок и более) коэффициент теплопередачи  $\gamma$  в (1). Такой способ снижения  $T_w$  сильным рециклингом электронов для термоядерных установок, однако, неприемлем из-за дуговой эрозии, превышающей обычное катодное распыление.

Хотя дуговые разряды за счет контактной ЭДС возможны, в токамаках они вызываются электромагнитной индукцией при магнитогидродинамической активности плазмы<sup>55</sup>. В спокойных разрядах дуги наблюдаются в начальной и конечной стадиях. В неустойчивых они коррелируют с усилением винтовых возмущений плазмы, причем на сторонах лимитеров появляются кратковременные всплески напряжения в сотни вольт, а ток дуг меняется от ампер до килоампер. В сильно неустойчивых разрядах суммарная сила тока в дугах достигала 5—7 % полного тока разряда. Если лимитер изолирован от камеры, направление тока между его сторонами совпадает с направлением основного, а следы пятен остаются, преимущественно на стороне, ориентированной навстречу ионам основного тока<sup>54</sup>.

В реакторе с холодной пристеночной плазмой униполярные дуги не должны быть опасными. Но в неустойчивых разрядах они станут основным механизмом взаимодействия плазмы со стенками и источником примесей.

## 6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В проблеме УТС взаимодействие плазмы со стенками стало, и долго еще будет оставаться, одной из основных областей физико-технических исследований. В ней существуют яркие физические эффекты, на порядок изменяющие характеристики процессов и требующие углубленного изучения. Не все из них упомянуты в данной статье, например, сильные регулярные колебания в пристеночной плазме, естественные для такой нелинейной системы<sup>15,36</sup>. Условия в периферийной области во многом определяют и процессы в основной плазме. По образному выражению Б. Б. Кадомцева периферийная плазма столь же необходима горячей центральной зоне токамака, как животному его шкура.

По мере постижения физики пристеночной плазмы в токамаках лучше понимаются пути решения и технических задач. В основных своих чертах они видны уже сегодня, хотя «и даль свободного романа я сквозь магический кристалл еще не ясно различал».

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Тамм И. Е. Теория магнитного термоядерного реактора (часть I) // Физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций. — М.: Изд-во АН СССР, 1958. — Т. 1. С. 3.
- Сахаров А. Д. Теория магнитного термоядерного реактора (часть II) // Ibidem. — С. 20.
2. Зубарев Д. Н., Климов В. Н. К теории температурного скачка на границе плазмы в магнитном поле // Ibidem. — С. 138.
3. Гинзбург В. Л. // Тр. ФИАН СССР. 1962. Т. 18. С. 55.
4. Мухоматов В. С. Токамаки // Итоги науки и техники. Сер. «Физика плазмы». — М.: ВИНТИ АН СССР, 1980. — Т. 1, ч. 1. С. 6.
5. Спитцер Л. // Физика горячей плазмы и термоядерные реакции: Избранные доклады иностранных ученых на Второй Женевской конференции по мирному использованию атомной энергии. — М.: ИЛ, 1959. — С. 505.
6. Behfisch R., Kadomtsev B. B. // Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. 1974. — Vienna, IAEA, 1975. — V. II. P. 229.
7. Proceedings of the Intern. Conference on Plasma Surface Interactions in Controlled Fusion Devices. — Argonne, 1974; San Francisco, 1976; Abingdon — Oxfordshire, 1978; Garmisch-Partenkirchen, 1980; Gatlinburg, 1982; Nagoya, 1984; Princeton, 1986.
8. Васильев Н. Н. и др. // АЭ. 1978. Т. 44. С. 336.
9. Feneberg W. // 8th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Prague, 1977. — V. 1. P. 3.
10. Токарь М. З. // Физ. плазмы. 1979. Т. 5. С. 454.
11. Nedospasov A. V. // 7th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Lausanne, 1975. — V. 1. P. 129.
12. Недоспасов А. В., Токарь М. З. // ДАН СССР. 1986. Т. 287. С. 1387.
13. Недоспасов А. В., Токарь М. З. // Ibidem. 1983. Т. 270. С. 1376.
14. Post D. E., Langer W. D., Petravic M. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 121, P. 171.
15. Токарь М. З. // ДАН СССР. 1984. Т. 279. С. 99.
16. Tokar' M. Z. // Nucl. Fusion. 1985. V. 25. P. 713.
17. Burrell K. H. et al. // J. Nucl. Mater. 1984. V. 128—129. P. 275.
18. Nedospasov A. V., Tokar' M. Z. // Proc. of 10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Moscow, 1981. — V. 1. P. G10.
19. Вклад СССР в проект ИНТОР (фаза 2А). — М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1982.
20. Post D. E. et al. // Rep. PPPL No. 1913. — Princeton, 1982.
21. Nedospasov A. V., Tokar' M. Z. // 12th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. — Budapest, 1985. — V. 8F. P. 1, 21.
22. Harbour P. J., Johnson P. C., Proudfoot G. // J. Nucl. Mater. 1984, v. 128—129. P. 359.
23. Кайльхакер М. // Физ. плазмы. 1983. Т. 9. С. 90.
24. Токарь М. З. // АЭ. 1984. Т. 56. С. 165.
25. Игитханов Ю. Л., Кукущкин А. С., Пигарев А. Ю., Пистунов В. И. // ДАН СССР. 1984. Т. 278. С. 338.
26. Shimomura J. et al. // Rep. IPP N111/80. — Garching, 1982.
27. Колесников В. К. и др. // 3-я конференция по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Ленинград, 1984. — М.: ЦНИИатоминформ, 1984. — Т. 4. С. 18.
28. Токарь М. З. // АЭ. 1986. Т. 61. С. 440.
29. Overski D. O. // Phys. Rev. Lett. 1981. V. 46. P. 177.
30. Alladio F. et al. // <sup>18</sup> — V. 1. P. A-2.
31. Lipschultz B. et al. // Nucl. Fusion. 1984. V. 24. P. 977.
32. O'Rourke J. O. et al. // <sup>21</sup> — V. 1. P. 155.
33. Lipschultz B. // 7th Intern. Conference on Plasma-Surface Interactions. — Princeton, 1986.
34. Niedermeyer H. et al. // Ibidem. — P. 169.
- Baker D. R. et al. // Nucl. Fusion. 1982. V. 22. P. 807.
35. Post D. E., Johnson R. V., Farber C. B. et al. // At. Data and Nucl. Tables. 1977. V. 20. P. 397.
36. Мирнов С. В. Физические процессы в плазме токамака. — М.: Энергоатомиздат, 1983.
37. Вертипорох А. Н., Лукьянов С. Ю., Максимов Ю. С. // Физ. плазмы. 1982. Т. 8. С. 13, 437.
38. Ohyaibu N. // Nucl. Fusion. 1981. V. 21. P. 519.
39. Маено М., Ioki K., Izumi S. et al. // Ibidem. P. 1474.
40. Ohyaibu N. // Ibidem. 1979. V. 19. P. 1491.
41. Strachan J. D. et al. // <sup>21</sup> — V. 9F. P. 339.
42. Petravic M., Post D., Heifetz D., Schmidt J. // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 326.
43. Игитханов Ю. Л. и др. // Физ. плазмы. 1986. Т. 12. С. 3.
44. Stangeby P. C. // <sup>33</sup>.

45. Zweben S. J., Liever P. C., Gould R. W. // J. Nucl. Mater. 1982. V. 111—112. P. 39.
46. Будаев В. П., Иванов Р. С., Колесников В. К., Попов С. Л., Хейфец Л. М. Препринт ИВТАН СССР № 7-143. — Москва, 1984.
47. Levinson F. G., Beall J. M., Powers I. J., Bengston R. D. // Nucl. Fusion. 1984. V. 24. P. 527.
48. Колесников В. К., Недоспасов А. В. // ДАН СССР 1987. Т. 294. С. 845.
49. Motley R. W. // Nucl. Fusion. 1981. V. 21. P. 1541.
50. Nedospasov A. V., Petrov V. G., Fidel'man G. N. // Ibidem. 1985. V. 25. P. 21.
51. Nedospasov A. V., Petrov V. G. // Ibidem. 1986. V. 26. P. 1529.
52. Craston J. L., Hancox R., Robson A. E. et al. // Proc. of the 2nd United Nations Intern. Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. — Geneva, 1958. — V. 32. P. 414.
53. Robson A. E., Thonemann P. C. // Proc. Phys. Soc. 1959. V. 73. P. 508.
54. Зыкова Н. М., Недоспасов А. В., Петров В. Г. // ТБТ. 1983. Т. 21. С. 778.
55. McCracken G. M., Stott P. E. // Nucl. Fusion. 1979. V. 19. P. 889.
56. Krashenninnikov S. I., Kukushkin A. S., Pistunovich V. I., Pozharov V. A. // Rep. IAE-4235/6. — Moscow, 1985.