

7127

НИИЭФА-Р-В--0790

НИИЭФА П-Б-0790

Научно-исследовательский институт  
электрофизической аппаратуры им. Д. В. Ефремова

---

А. М. Астапкович, В. М. Комаров, С. Н. Садаков

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК  
НА ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ КОМПАКТНОГО ТОКАМАКА ПРИ  
СРЫВЕ ТОКА ПЛАЗМЫ

П р е п р и н т

Москва  
ЦНИИАТОМИНФОРМ

1988

Астапкович А.М., Комаров В.М., Садаков С.Н. Расчет электродинамических нагрузок на вакуумную камеру компактного токамака при срыве тока плазмы: Препринт Б-0790 /А.М.Астапкович, В.М.Комаров, С.Н.Садаков. - М.: ЦНИИатоминформ, 1988. - 17 с., с ил., цена 15 к.

В работе рассмотрены зависимости расчетных максимумов электродинамических нагрузок на вакуумную камеру токамака от выбора сценария срыва. Общая задача анализа электромагнитных процессов в силу ортогональности тороидального и полоидального магнитных полей разделена на две независимых подзадачи. Приводятся постановки задач и численные результаты, полученные с помощью вычислительных программ EDDYC-1 и EDDYC-2

## О Г Л А В Л Е Н И Е

### В в е д е н и е

1. Феноменологическое описание срыва тока плазмы
2. Постановка задачи
3. Выбор сценариев срыва и основные результаты
4. Анализ результатов
5. Список литературы

С Центральным научно-исследовательским институтом информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1988 г.

## сводные

Конструирование вакуумной камеры токамака в значительной мере базируется на расчетных данных о возможных величинах электродинамических нагрузок, возникающих в результате срыва тока плазмы / 1, 3-5, 8, 9 /. Расчетные величины нагрузок зависят от параметров установки и выбранной конструкции вакуумной камеры, а также от принятых предположений относительно характера поведения плазменного шнура, т.е. от сценария срыва / 1-5 /. Сам сценарий срыва, в свою очередь, существенно зависит от параметров и конструктивных особенностей установки и не может быть однозначным вследствие многообразия физических причин и вариантов развития этого явления.

Основная цель данной работы состоит в определении зависимости расчетных максимумов нагрузок на камеру от выбора сценария срыва. Анализ выполнен на примере компактного токамака / 7 /, предназначенного для исследования физики термоядерного горения. Для численного моделирования процесса использовались вычислительные программы EDDYC-1 и EDDYC-2, основанные на подходе связанных контуров. Программа EDDYC-1 / 8 / предназначена для анализа переходных процессов в линейных системах контуров, а EDDYC-2 - в системах с одним нелинейным элементом - подвижным м.д.-равновесным плазменным шнуром.

В работе сопоставляются результаты расчетов по пяти различным сценариям срыва. В качестве базового взят сценарий срыва из проекта INTOR / 1 /, предполагающий линейное спадание плотности продольного тока ( $j_p$ ) в неподвижном плазменном шнуре, затем последовательно учитываются уплощение профиля  $j_p$  и исчезновение диамагнитного тока плазмы  $j_d$  в фазе "теплого срыва", изменение формы сечения, горизонтальные и вертикальные смещения плазменного шнура, а также возможность шунтирования сильфонов вакуумной камеры униполярными дугами (вариант однородной камеры).

Полученные результаты демонстрируют существенное влияние перечисленных факторов на амплитуды и характер распределения электродинамических нагрузок. В завершение приводятся соображения по взаимосвязи выбора сценариев срыва и конструктивных решений установки, а также формулируются задачи по уточнению основных параметров в сценариях срыва и совершенствованию расчетных методик.

## 1. НЕКОТОРЫЕ ПОНЯТИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ СРЫВА ТОКА ПЛАЗМЫ

В настоящее время выработано достаточно ясное физическое понимание явления срыва тока плазмы в токамаке / 2 - 5 /, однако применяемую терминологию пока нельзя считать устоявшейся. Из четырех фаз процесса, выделяемых в работе / 4 /, первые две - "предвестник" и "предсрыв" - создают физические предпосылки для быстрой потери тепловой и более медленной диссипации магнитной энергии плазменного шнура в завершающих двух фазах "теплового" и "токового" срывов, представляющих основной интерес при расчете электродинамических нагрузок на вакуумную камеру.

В фазе "теплового срыва" длительностью в несколько десятков (сот) микросекунд теряется до 80% тепловой энергии плазмы, что приводит к резкому возрастанию её активного сопротивления ( $R_p$ ), расширению токового канала и уплощению профилей температуры ( $T_p$ ) и  $j_p$ . Соответствующее уменьшение внутренней индуктивности плазменного шнура ( $l_i$ ) при сохранении потокосцепления плазмы ( $\Psi_p$ ) влечет за собой быстрое приращение её тока ( $\Delta I_p$ ). В результате уменьшения температуры плазмы соответственно уменьшается её диамагнитный ток ( $j_d$ ) и перераспределяется связанный с ним магнитный поток ( $\Delta \Psi_d$ ) / 6 /.

В завершающей относительно медленной фазе "токового срыва" длительностью несколько единиц (десятков) миллисекунд наблюдается спадание тока плазмы и движение шнура к центру установки; шнур с висящим сечением может смещаться и по вертикали. Контакт плазменного шнура со стенкой или лимитером приводит к сужению токового канала, загрязнению плазмы примесями и дальнейшему росту  $R_p$ .

Длительности фаз теплового и токового срывов  $\tau_1$  и  $\tau_2$  зависят не только от рабочих параметров и конструкции установки, но и от физических причин возникновения конкретного события срыва (разброс экспериментальных данных для одной установки может достигать порядка величины).

Характер эволюции плазменного шнура существенно зависит от электротехнических характеристик системы плазма-камера, которые, в частности, могут резко изменяться при шунтировании сильфоном униполярными дугами / 1 /.

## 5. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В соответствии с основной целью данной работы — изучением зависимости расчетных величин электродинамических нагрузок на камеру от выбора и степени детализации применяемого сценария протекания срыва, общими исходными данными для всех вариантов расчета были величина тока плазмы  $I_p(0)$ , начальная конфигурация и положение плазменного шнура, а также длительность фазы спадания тока  $\tau_2$ . В данной работе величина  $\tau_2$  была выбрана на основе феноменологического описания / 4 /, определяющего среднюю скорость спадания тока величиной  $I_p(0)/\tau_2 = 10^9$  А/с, что при  $I_p(0) = 3,8$  МА дает  $\tau_2 = 0,38$  мс. Длительность фазы "теплового срыва" принята равной  $\tau_1 = 0,01 + \tau_2 = 0,39$  мс. В силу индуктивного характера электромагнитных процессов для таких времен вариация  $\tau_1$  слабо влияет на величины электродинамических нагрузок / 5 /.

на рис. 1 показана конфигурация камеры и обмотки полоидальных полей (ОП) компактного токамака, а также начальное состояние плазменного шнура.

В качестве основного рассматривается вариант конструктивного исполнения камеры, в котором толстостенные силовые секции соединяются относительно высокоомными сильфонами. Активные сопротивления всех секций камеры и сильфонов для токов, текущих по большому обходу тора, равняются  $R_{кт} = 3 \cdot 10^{-4}$  Ом  $R_{ст} = 2 \cdot 10^{-3}$  Ом, а для токов, текущих по малому обходу тора, соответственно

$$R_{кп} = 0,8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом} \text{ и } R_{сп} = 2 \cdot 10^{-2} \text{ Ом};$$

сопротивления цепей катушек ОП в одновитковом приближении составляют:  $R_1 = 4 \cdot 10^{-7}$  Ом,  $R_2 = 0,10^{-6}$  Ом и  $R_3 = 4 \cdot 10^{-5}$  Ом.

начальные токи полоидальной системы:  $I_1(0) = -33,43$  МА;  
 $I_2(0) = 0,02$  МА;  $I_3(0) = -3,74$  МА;  $I_p(0) = 0,8$  МА.

Общая задача анализа электромагнитных процессов в силу ортогональности тороидального и полоидального магнитных полей может быть разделена на две независимых задачи.

первая задача состоит в определении величин токов, наводимых в камере вследствие изменения полного продольного тока плазмы, профиля его плотности, формы сечения и положения плазменного шнура. для вычисления распределения плотности продольного тока плазмы в программе EDDYC -2 используется аппроксимация решения уравнения 1 ряда-шафранова / 6 /:

$$j_{pi} = j_0 \left[ \alpha \frac{\Gamma_i}{\Gamma_m} + (1 - \alpha) \frac{\Gamma_m}{\Gamma_i} \right] \cdot \left[ 1 - \left( \frac{\Psi_m - \Psi_i}{\Psi_m - \Psi_e} \right)^c \right],$$

$$j_{pi} (\Psi_i < \Psi_e) = 0, \quad (1)$$

где  $j_{pi}$ ,  $\Gamma_i$  и  $\Psi_i$  - плотность тока, радиус  $i$ -го элементарного контура плазменной области (см. рис. 1) и сцепленный с ним магнитный поток;

$\alpha = \begin{cases} \alpha(t) \\ \alpha(I_p) \end{cases}$  - параметр модели, близкий к полоидальной бета;

$c = \begin{cases} c(t) \\ c(I_p) \end{cases}$  - параметр модели, определяющий степень пикирования тока плазмы;

$j_0$  - нормировочный множитель, выбираемый из условия  $\sum_i j_{pi} S_i = I_p$  ( $S_i$  - площадь поперечного сечения  $i$ -го элементарного контура плазменной области);

$\Gamma_m$  и  $\Psi_m$  - радиус магнитной оси и значение функции потока на ней;

$\Psi_e$  - значение функции потока на границе плазмы, определяемой по касанию силовой линии стенки камеры или по значению функции потока в седловой точке сепаратрисы.

Переходные процессы в полоидальной системе токамака, включающей пассивные контуры вакуумной камеры и один подвижный контур - плазменный шнур, описываются следующей системой уравнений:

$$\frac{d(L(I)I)}{dt} = -RI + U(t) - \frac{d(L_d(I)I_d)}{dt}, \quad (2)$$

$$I(0) = I_0,$$

где  $I = (I_1, I_2, \dots, I_N, I_p)$  - вектор неизвестных токов, последним элементом которого является ток плазменного шнура;

$L(I) = \begin{pmatrix} L_c & L_{pc}(I) \\ L'_{pc}(I) & L_{pp}(I) \end{pmatrix}$  - симметричная матрица индуктивностей, в которой  $L_c$  - постоянная матрица индуктивностей контуров, описывающих элементы конструкции и ОШ,

$L_{pc}(I)$  - матрица-столбец взаимных индуктивностей плазменного шнура со всеми остальными контурами системы,  $L_{pp}(I)$  - собственная индуктивность плазменного шнура ( $L_{pc}(I)$  и  $L_{pp}(I)$  зависят от положения, формы сечения и профиля плотности тока плазмы);

$R$  - постоянная симметричная матрица активных сопротивлений;

$I_0$  - начальное значение вектора  $\bar{I}$ ;

$L_d(I) = \begin{pmatrix} L_{dc} \\ L_{dp}(I) \end{pmatrix}$  - прямоугольная матрица взаимных индуктивностей контуров с неизвестными и заданными  $I_d(t)$  токами, последняя строка которой  $L_{dp}(I)$  зависит от положения, формы сечения и профиля плотности тока плазмы.

Переменные элементы матриц  $L$  и  $L_d$  для каждого текущего распределения тока плазмы рассчитываются по формулам:

$$L_{cp} = \ell_{cp} * S_p * j_p / I_p ;$$

$$L_{pp} = (\ell_{pp} * S_p * j_p, S_p * j_p) / I_p^2 ;$$

$$L_{dp} = \ell_{dp} * S_p * j_p / I_p,$$

где  $S_p$  - диагональная матрица площадей поперечных сечений элементарных контуров плазменной области;

$\ell_{cp}$ ,  $\ell_{pp}$  и  $\ell_{dp}$  - заранее вычисленные постоянные матрицы индуктивностей элементарных контуров системы.

Начальное состояние плазменного шнура определяется из решения прямой задачи равновесия плазмы (1) при  $\alpha = 1$ ,  $C = 2$  в поле заданных токов катушек ОИП. Дальнейший ход процесса определяется заданием графиков изменения  $\alpha(t)$ ,  $C(t)$ ,  $U_p(t)$  в соответствии с выбранным сценарием срыва тока плазмы:  $\alpha(t > \tau_1) = 0$ ,  $C(t > \tau_2) = 4 + 6$ ,  $U_p = -1,7 + 3,5 \cdot 10^3 \cdot t$  [В].

Азимутальная неоднородность камеры обуславливает появление поперечных токов ( $I_n$ ), текущих в направлении малого обхода тора вблизи торцов секций. Их взаимодействие с тороидальным полем ( $B_T$ ) определяет доминирующие компоненты нагрузок на камеру ( $F_n$ ). Применяемая модель секционированной камеры и методика вычисления  $I_n$  даны в работах / 8, 10 /, причем из нескольких возможных выбрана модель камеры, дающая оценку сверху для  $I_n$  и  $F_n$ .

Вторая независимая задача заключается в определении величин вихревых токов и нагрузок, обусловленных перераспределением тороидальных токов.

тального магнитного потока в результате быстрого уменьшения диамагнитного тока плазмы в фазе теплового срыва. Поскольку постоянная времени камеры для изменений тороидального магнитного поля значительно превышает время теплового срыва:

$$\tau_{к\tau} = \frac{L_{к\tau}}{R_{к\tau}} = \frac{\mu_0}{2\pi R_{к\tau}} \int_{\Gamma_{\min}}^{\Gamma_{\max}} \frac{n_z dr}{\Gamma} = \frac{2,4 \cdot 10^{-7} \Gamma_{\max}}{6,8 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}} \approx 35 \text{ мс} = 10^3 \tau_1 = 10 \cdot \tau_2,$$

то эта задача может решаться в индуктивном приближении.

Тороидальный магнитный поток диамагнитного тока плазмы определяется из соотношения / 2 / :

$$\Delta \Psi_0 = \frac{2\pi (10^{-7} I_p(0))^2}{B_0} (1 - \beta_T),$$

где  $B_0$  - тороидальное поле на большом радиусе тора,  
 $\beta_T$  - токовая бета.

В результате падения  $\Delta \Psi_0$  в стенках камеры индуцируется полоидальный ток  $I_{к\tau} = \Delta \Psi_0 / L_{к\tau}$ , взаимодействие которого с тороидальным полем  $B_T$  приводит к обжатию камеры по всей её поверхности и выталкиванию её в радиальном направлении в область меньших значений  $B_T$ . магнитное давление на камеру достигает максимума на внутреннем обводе тора и может быть оценено из соотношения:

$$P_{\text{тод}}(\tau_2) = - \frac{B_0 R_0}{\Gamma_{\min}} \cdot \frac{I_{к\tau}}{2\pi \Gamma_{\min}} = \frac{R_0 (10^{-7} I_p(0))^2}{L_{к\tau} \Gamma_{\min}^2} (1 - \beta_T) \approx 0,77 \text{ МПа}.$$

На каждую секцию камеры действует радиальная сила:

$$\vec{F}_{\text{РД}}(\tau_2) = - \oint_{\ell} \frac{I_{к\tau}}{2\pi r N_c} \cdot \vec{B}_T \cdot d\vec{\ell} \approx 1 \text{ МН/секцию},$$

где  $N_c = 8$  - количество секций;

$\vec{B}_T = \vec{B}_0 R_0 / r$  - индукция тороидального магнитного поля;

$d\vec{\ell}$  - элемент длины малого обвода тора.

Взаимодействие токов  $I_{к\tau} / N_c$  с полоидальным магнитным полем приводит также к появлению опрокидывающих моментов, но их величина весьма мала на фоне других нагрузок.



### 3. ВЫБОР СЦЕНАРИЕВ СРЫВА И ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В первом сценарии учитывается только один фактор - спадание продольного тока плазмы  $I_p$  по линейному закону от номинального значения до нуля при сохранении профиля  $j_p$ , положения и формы сечения плазменного шнура. Этот сценарий применялся на начальных этапах разработки проекта / 1 / и используется здесь в качестве базового для оценки уточнений, вносимых более детальными сценариями.

В сценарии 2 вводится уплощение профиля  $j_p$  в неподвижном плазменном шнуре в фазе теплового срыва. Изменение профиля  $j_p$  выбрано таким, чтобы приращение тока плазмы соответствовало рекомендациям работы / I2 / :

$$I_p(\tau_1) \approx 1,2 \cdot I_p(0),$$

а спад  $I_p$  в интервале  $\tau_1 < t < \tau_2$  по-прежнему полагается линейным.

Сценарий 3 в отличие от предыдущих учитывает эволюцию формы и горизонтального положения плазменного шнура в соответствии с моделью (I) - (2). Используемое в этом сценарии предположение о сохранении симметрии всей картины относительно экваториальной плоскости установки  $Z = 0$  может соответствовать либо случаю хорошей пассивной стабилизации вертикального положения плазменного шнура, либо эффективной работе системы автоматической стабилизации вертикального положения плазмы в фазе "токового срыва".

В сценарии 4 при эволюции формы допускается и горизонтальное, и вертикальное смещения шнура с разрушением симметрии всей картины относительно плоскости  $Z = 0$ .

Сценарий 5, в дополнение к четвертому, учитывает эффект пунтирования силфонов униполярными дугами. Рассматривается предельный случай  $R_{ст} = 0$ , соответствующий также конструктивному варианту однородной низкоомной камеры.

Для расчетов по сценариям 1, 2 использовалась программа EDDYC-1, а по сценариям 3+5 - программа EDDYC-2.

На рис.2 показаны два варианта эволюции формы сечения и положения плазменного шнура, полученные в результате численного моделирования процесса срыва тока плазмы в компактном токамаке по сценариям 4 и 5. Зависимости полного продольного тока плазмы от времени иллюстрируются рис.3.

На рис.2, а, г можно заметить незначительное увеличение вытлу-

тости сечения плазмы ( $e$ ) при  $t = \tau_1$ , основной причиной которого является возрастание  $j_p$  на периферии плазменного шнура, в зоне существования больших мультиполярных составляющих магнитного поля ОИИ. Некоторые промежуточные результаты численного моделирования при большей исходной вытянутости сечения плазмы указывают на возможность потери устойчивости формы сечения плазменного шнура в результате возрастания  $e$  в фазе "теплового срыва".

В фазе спада тока плазменный шнур движется внутрь установки до касания стенки камеры, затем происходит сужение токового канала, обуславливающее возрастание индуктивности системы плазма-камера и, в итоге, ускоренное спадание тока плазмы (локальные провалы на кривых 4, 5, рис.3).

Для сценария 5 наблюдается замедленный уход плазмы из начального равновесного положения и относительно плавный характер изменения её сечения (рис.2, д, е). Это объясняется сильным экранирующим действием камеры и приводит к сглаживанию графика  $I_p(t)$  - кривая 5 на рис.3.

Зависимость полных тороидальных токов камеры ( $I_{KT}$ ) от времени для всех сценариев срыва показана на рис.4. По сценариям 4+5 в фазе теплового срыва по камере в тороидальном направлении текут отрицательные экранирующие токи, по амплитуде практически равные  $\Delta I_p(\tau_1)$ . Полоидальный ток  $I_{Kn}$  (пунктирная кривая 6) практически одинаков для всех сценариев, поскольку постоянная времени его затухания составляет  $\tau_{KT} \approx 35 \text{ мс} \approx 10 \cdot \tau_2$ . Волнообразный вид кривых  $I_{KT}(t)$  для сценариев 5+5 в фазе спада тока объясняется локальными изменениями производной  $dI_p/dt$  (см.рис.3).

Определяя разность потенциалов в зазоре между соседними секторами, как  $U_c \approx I_{KT} \cdot R_{CT} / N_c$ , где  $N_c = 8$  - число сильфонов, можно использовать кривые 1+4 на рис.4 и для оценки  $U_c(t)$ . Амплитуды  $U_c$  достигают 200+250 В, что делает весьма вероятным появление униполярных дуг и подтверждает реалистичность сценария 5.

На рис.5 показано изменение во времени максимального магнитного давления на стенку камеры в удаленных от торцов частях секций:

$$\vec{P}_{m1} = \max(\vec{j}_{KT} \cdot \vec{B}_{Kn}),$$

где  $\vec{j}_{KT}$  - поверхностная плотность тороидального вихревого тока в камере;

$\vec{B}_{Kn}$  - касательная к поверхности камеры составляющая полоидального магнитного поля.

Пунктирная кривая 6 на рис.5 показывает возможный уровень  $P_{m2}$ .

Основное положительное направление  $P_{m1}$  и  $P_{m2}$  - внутрь вакуумной камеры.

Точка приложения  $P_{m1}$  в сценариях 1+3 неизменна и обозначена буквой "А" на рис.1, а в сценариях 4, 5 смещается по вертикали в соответствии с движением плазменного шнура и к моменту времени  $t = \tau_2 / c = 1,9$  мс занимает соответственно положение "Б" или "В". При этом оба направления вертикального смещения плазмы (вверх или вниз) равновероятны из-за симметрии конструкции относительно плоскости  $Z = 0$ .

Отрицательные пики на кривых  $P_{m1}$  при  $t \approx \tau_1$  в сценариях 2+3 (рис.3) соответствуют отрицательным пикам на кривых  $I_{KT}$  (рис.4).

Интегрированием величины магнитного давления по всей поверхности секции камеры может быть получена суммарная сила тяжения секции к центру тора  $F_{RZ}(\tau_2) \approx 0,8$  МН/секцию.

Разрушение симметрии картины вихревых токов относительно плоскости  $Z = 0$  в сценариях 4 и 5 приводит к появлению нескомпенсированной вертикальной силы, прикладываемой ко всей камере как целому и достигающей в момент окончания срыва величины  $F_{Z\Sigma} = \pm 0,7$  мН (сценарий 5).

На рис.6 показано изменение во времени максимального магнитного давления на стенку камеры вблизи торцов секций, определяемого как результат взаимодействия поперечных токов с тороидальным магнитным полем:

$$\vec{P}_{m2} = \max(\vec{j}_n \times \vec{B}_T),$$

где  $\vec{j}_n$  - поверхностная плотность поперечных токов в секторах (при  $N_c = 8$  и линейном профиле распределения плотности поперечного тока по сечению сектора / 10 /).

Точка приложения  $P_{m2}$  для сценариев попадает в интервал между точками Б и В (рис.1).

Пунктиром на рис.6 нанесен уровень  $P_{m2}$ , весьма малый по сравнению с  $P_{m2}$ .

На рис.7 показана зависимость от времени для горизонтальной и вертикальной составляющих ( $F_R$  и  $F_Z$ ) суммарных поперечных сил ( $\vec{F}_n$ ), действующих на камеру вблизи торцов секции:

$$\vec{F}_n = - \oint_{\ell} I_n \cdot \vec{B}_T \cdot d\vec{\ell};$$

где  $d\vec{\ell}$  - элемент длины малого обхода тора;  
 $I_n$  - величина поперечного тока на участке  $d\ell$ .

В сценариях I-3 существует горизонтальная плоскость симметрии, и поэтому сила  $\vec{F}_n$  имеет только вертикальную составляющую  $F_z$ . Вертикальное смещение плазменного шнура приводит к появлению весьма большой горизонтальной составляющей поперечной силы  $F_R$ . Здесь необходимо отметить, что расчетные значения всех нагрузок, в особенности  $P_{m2}$ ,  $F_R$  и  $F_z$  имеют характер оценок сверху и в случае применения более детальной модели камеры типа описанной в / 10 / могут уменьшаться в 1,5 - 2 раза.

Полученные экстремальные значения нагрузок для всех сопоставляемых сценариев сведены в таблицу.

Таблица диапазонов изменения расчетных нагрузок на камеру для сопоставляемых сценариев протекания срыва

Сценарий	$P_{m1}$ , мПа		$P_{m2}$ , мПа		$F_z$ , мН		$F_R$ , мН	
	+	-	+	-	+	-	+	-
1	+0,28	0	+5,0	0	+1,22	0	0	0
2	+0,34	-0,36	+5,7	-3,8	+1,51	-0,45	0	0
3	+0,27	-0,41	+10,4	-5,5	+3,0	-2,4	0	0
4	+0,45	-0,52	+22,1	-5,5	+3,03	-1,96	+4,0	-7,5
5	+0,70	-0,54	0	0	0	0	0	0

Примечание I. максимум давления  $P_{m0}$  для всех сценариев составляет 0,77 мПа.

## 1. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

1. Уровень и пространственно-временной характер распределения электродинамических нагрузок, действующих на вакуумную камеру компактного токамака при срыве тока плазмы, существенно зависит от характера эволюции плазменного шнура. Учет эволюции профиля продольного тока, формы и положения плазменного шнура приводит к 2-3-х кратному возрастанию расчетных значений  $P_{m1}$ ,  $P_{m2}$  и  $F_{z\Sigma}$  по сравнению с моделью неподвижного шнура.

2. Наибольшее влияние на уровень нагрузок оказывает секционирование камеры по большому обходу тора. В секционированной камере (расчет для сценариев I-4) амплитуда  $P_{m2}$  на порядок величины превосходит значения  $P_{m1}$  и  $P_{md}$ .

3. Существенное влияние на уровень нагрузок оказывает вертикальное движение плазменного шнура, характер которого определяется параметрами установки, электротехническими свойствами камеры и работой системы управления.

4. В варианте однородной камеры величины нагрузок от исчезновения диамагнитного тока  $P_{md}$  и  $F_{Rd}$  становятся соизмеримыми со всеми остальными нагрузками ( $P_{m1}$  и  $F_{z\Sigma}$ ).

В заключение следует отметить, что сильная зависимость расчетных значений нагрузок на камеру от сценария срыва диктует необходимость уточнения параметров  $\tau_2$ ,  $R_{ст}$ ,  $C(t)$ ,  $V_p(t)$  с учетом физики процесса срыва конструктивных особенностей конкретной установки.

Отметим также, что при деформациях упругой однородной камеры под действием приложенных к ней нагрузок заметную роль может играть демпфирующий эффект, связанный с сохранением сцепленного с камерой тороидального магнитного потока.

Авторы выражают благодарность Н.А. Монссону, Н.И. Дойникову и В.Н. Одинцову за ряд полезных критических замечаний и постоянную поддержку в работе, а также Мирнову С.В., Чуянову В.А. за постановку задачи о срыве диамагнитного тока.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. International tokamak reactor. Phase II A. Part 2. IAEA, Vienna, 1986, p.259-319.
2. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака; М., Энергоиздат, 1983, с.47-135.
3. Plasma current disruption in a tokamak-reactor (USSR contribution to the related meeting of INTOR specialists on plasma current disruptions. Vienna, 27-29 July, 1987).
4. Summary report of the IAEA specialists meeting on plasma disruptions. - Vienna, 27-29 July, 1987, p.3.
5. Бендер С.Е., Васильев В.И., Кавин А.А., Литуновский Р.Н., Минлев О.А. Моделирование режимов срыва тока плазмы: Тезисы докладов 4-й Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов (19-21 января 1988 г., Ленинград): М., ЦНИИАтоминформ, 1987.
6. Бондарчук Э.Н., Дойников Н.И., Мингалев Б.С. Численное моделирование равновесия плазмы в токамаке при наличии ферромагнетика: Препринт НИИЭФА Б-0236, Л., НИИЭФА, 1975; с.17..
7. Астапкович А.М., Васильев В.И., Глухих В.А. и др. Компактный токамак для исследования термоядерного горения: Препринт НИИЭФА Б-0764, М., ЦНИИАтоминформ, 1986, с.32.
8. Астапкович А.М., Садаков С.Н. Численное моделирование переходных электромагнитных процессов в blankets реактора-токамака: Вопросы атомной науки и техники, серия термоядерный синтез. - М., ЦНИИАтоминформ, 1986, вып. I, с.41-46.
9. Астапкович А.М., Дойников Н.И., Комаров В.М., Одинцов В.Н., Садаков С.Н. Расчет электродинамических нагрузок на камеру компактного токамака для исследования термоядерного горения: Тезисы докладов 4-й Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов. (19-21 января 1988 г., Ленинград): М., ЦНИИАтоминформ, 1987.
10. Садаков С.Н., Филатов В.В. К выбору расчетных моделей для анализа переходных электромагнитных процессов в азимутально-секционированных конструкциях реактора-токамака: Препринт НИИЭФА Б-0724, М., ЦНИИАтоминформ, 1986, с.15.

11. Shuller P.S. and all. Experimental observations of disruption in JET. 12-th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Budapest, 2-6 September, 1985, p.151-154.
12. Itami K., Jahus G., Yamada H. and McGuire K. Classification of disruptions in PBX: PPPL-2260, Princeton, December, 1985, p.26.

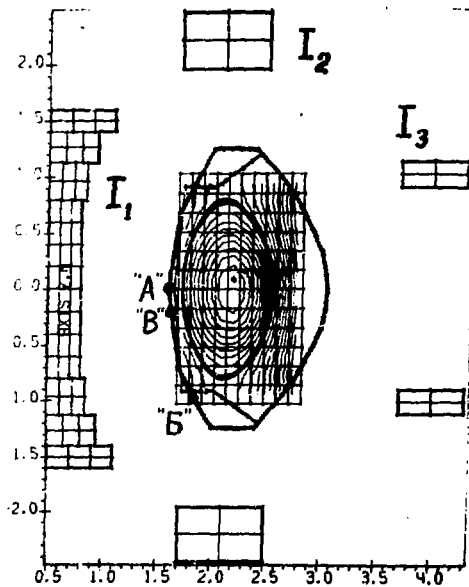


Рис.1. Расчетная схема вакуумной камеры и полой системы компактного токамака; исходное равновесное состояние плазменного шнура

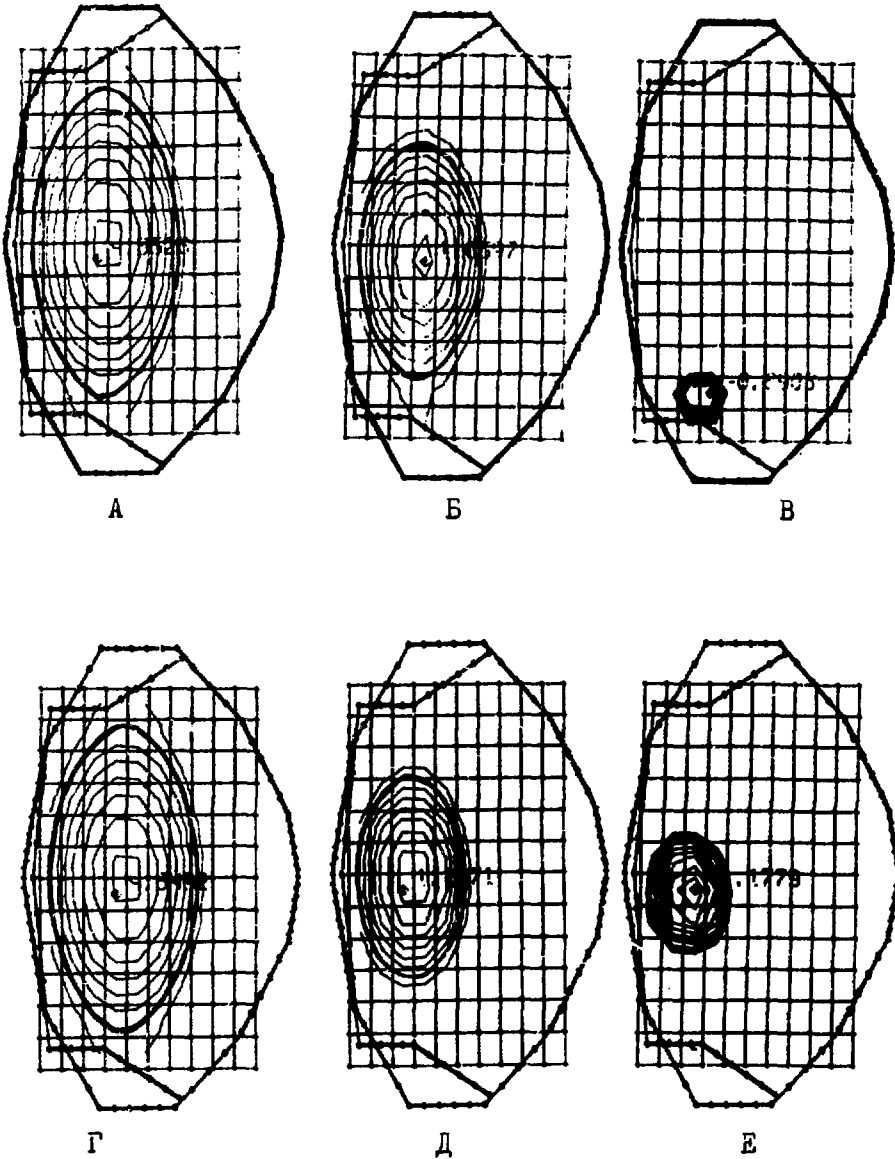


Рис.2. Эволюция плазменного шнура по сценариям 4 и 5:  
 А, Б, В -  $R_{ст} = 2 \cdot 10^{-3}$  Ом; Г, Д, Е -  $R_{ст} = 0$ ;  
 А, Г -  $t = \tau_1 = 0,038$  мс; Б, Д -  $t = \tau_2/4 = 0,95$  мс;  
 В, Е -  $t = \tau_2/2 = 1,9$  мс



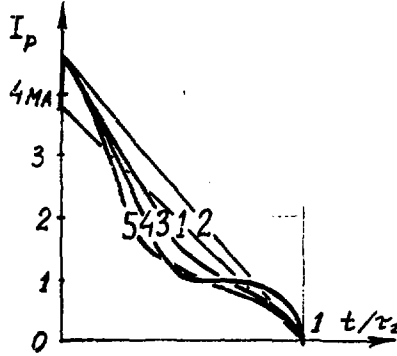


Рис.3. Изменение во времени полного тока плазмы  $I_p$  :  
 1+5 - сценарии 1 + 5

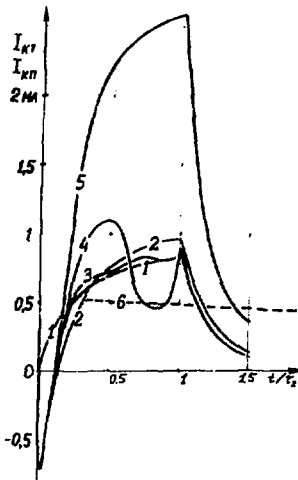


Рис.4. Зависимости от времени полного тороидального  $I_{kt}$  и полоидального  $I_{kp}$  токов камеры:  
 1+5 -  $I_{kt}$  для сценариев 1+5;  
 6 -  $I_{kp}$  для всех сценариев

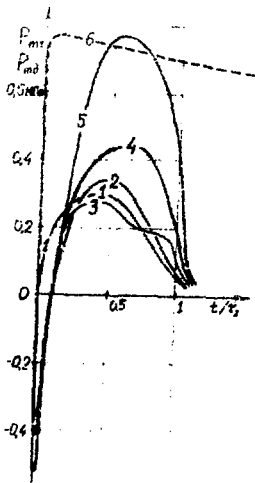


Рис.5. Зависимости от времени максимальных магнитных давлений  $P_{m1}$  и  $P_{m2}$  в удаленных от торцов частях секций:  
 1+5 -  $P_{m1}$  для сценариев 1+5;  
 6 -  $P_{m2}$  для всех сценариев

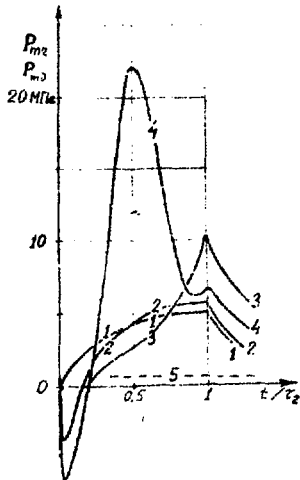


Рис.6. Зависимости от времени максимальных магнитных давлений  $P_{m2}$  и  $P_{m1}$  вблизи торцов секций:  
 1+4 -  $P_{m2}$  для сценариев 1+4;  
 5 -  $P_{m1}$  для всех сценариев

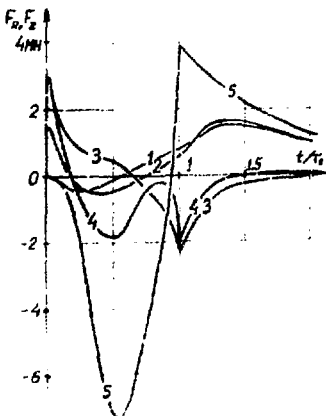


Рис.7 Зависимости от времени составляющих поперечных сил  $F_x$  и  $F_z$  на торцах секций:  
 1+4 -  $F_z$  для сценариев 1+4;  
 5 -  $F_x$  для сценария 4

Александр Михайлович Астахов,  
Виктор Михайлович Комаров,  
Сергей Николаевич Садыков

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ЭЛЕМЕНТЫ КАМЕРЫ  
КОМПАКТНОГО ТОКАМАКА ПРИ ОБЪЕДНЕНИИ ПЛАЗМЫ

Редактор Л.М.Шукатурова

---

Подписано в печать 30.05.88 г. Т-11648. Формат 86x90/16.  
Осетная печать. Уч.-изд.л.с. 9. Тираж 130 экз.  
Лак. 225/747. Индекс 3624. Цена 15 к.

---

Отпечатано в ИВТМО