

2127581122

НИИЭФА - В -- 0835

НИИЭФА Б-0835

**НАУЧНО - ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ им. Д.В.ЕФРЕМОВА**

---

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

**ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ  
НЕСТАЦИОНАРНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ  
ПРОЦЕССОВ В ВАКУУМНОЙ КАМЕРЕ ITER**

**П р е п р и н т**

**МОСКВА  
ЦНИИАТОМИНФОРМ  
1989**

Асталкович А.М., Комаров В.М., Садаков С.Н., Филатов В.В.  
Численное моделирование нестационарных электромагнитных  
электромагнитных процессов в вакуумной камере ITER :  
Препринт Б-0835.- ЦНИИатоминформ, 1989, 15 с., с ил.,  
цена 9 к.

Рассматривается задача численного моделирования нестационарных электромагнитных процессов для динамической модели плазмы в токамаке, приводятся результаты расчета для вакуумной камеры ITER при срыве тока плазмы вихревых токов, электродинамических нагрузок и скорости изменения касательной составляющей магнитного поля на сверхпроводнике OTI. Рассчитано экранирующее действие вакуумной камеры ITER на старте разряда.

Проанализирована зависимость полученных результатов от степени секционирования камеры и электросопротивления ее секторов и сильсонов.

## О Г Л А В Л Е Н И Е

- В в е д е н и е . . . . .
1. Постановка задачи . . . . .
  2. Оценка электродинамических нагрузок на вакуумную камеру ITER при срыве тока плазмы . . . . .
  3. Расчет экранирующего действия вакуумной камеры ITER на старте разряда . . . . .
- Список литературы . . . . .

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1989г.

## ВВЕДЕНИЕ

Для численного моделирования нестационарных электромагнитных процессов в вакуумной камере ITER /1/ (рис.1) применяется методика, основанная на использовании двумерной динамической модели МГД-равновесного плазменного шнура совместно с эквивалентной электрической схемой азимутально-секционированной вакуумной камеры. Методика реализована в вычислительной программе *EDDYC-2* /2/.

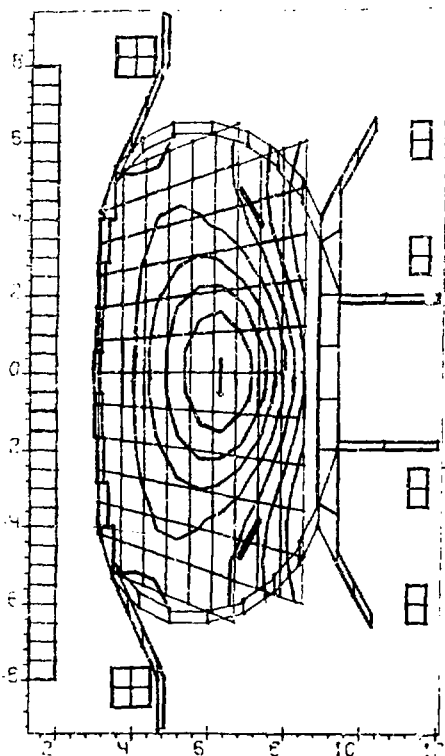


Рис.1. Расчетная конфигурация *ITER*

### I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Мгновенное распределение плотности продольного тока плазмы описывается известной аппроксимирующей функцией

$$j_{pz} = j_0 \left( \alpha \frac{z}{z_m} - (1-\alpha) \frac{z_m}{z} \right) \left( 1 - \left( \frac{\psi_m - \psi}{\psi_m - \psi_0} \right)^2 \right), \quad (1)$$

где  $\psi$  - текущее значение функции полоидального магнитного потока всех токов на радиусе  $Z$  ;

$\psi_m$  - значение  $\psi$  на магнитной оси  $Z_m$  ;

$\psi_a$  - значение  $\psi$  на границе плазменного шнура, т.е. либо в седловых точках полоидального магнитного поля внутри камеры, либо в точке касания плазмой материальной стенки;

$\alpha = \alpha(t)$  - параметр модели, связанный с величиной полоидальной бета;

$C = C(t)$  - параметр модели, характеризующий профиль плотности продольного тока;

$\dot{J}_c$  - нормировочный множитель.

Величина полного тока плазмы  $\bar{I}_p \ell$  как функция времени определяется из решения системы нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих переходные электромагнитные процессы в системе индуктивно связанных контуров, одним из которых является подвижный плазменный шнур /3/:

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

$$I(0) = I_0 ,$$

где  $L$  - матрица индуктивностей контуров с неизвестными токами  $I(t)$  , одним из которых является ток плазменного шнура;

$L_d$  - матрица взаимных индуктивностей контуров с неизвестными и заданными  $I_d(t)$  токами;

$R$  - матрица собственных и взаимных активных сопротивлений контуров с неизвестными токами;

$\mathcal{U}(t)$  - напряжения источников в контурах с неизвестными токами;

$I_c$  - начальные значения неизвестных токов, включая ток плазмы.

Поведение плазменного шнура при анализе эффектов срыва тока плазмы может быть определено лишь тремя относительно простыми функциями, характеризующими только электротехнические, а не плазмофизические параметры шнура /2/:

$$c = c(t), \quad \alpha = \alpha(t) \text{ из соотношения (1)}$$

$$\text{и } R_{\text{акт}} = R_{\text{акт}}(t) \text{ либо } \mathcal{U}_{\text{акт}} = \mathcal{U}_{\text{акт}}(t) \text{ из уравнения (2).}$$

Функции  $c(t)$  и  $d(t)$  определяют изменение профиля  $j_{p\ell}$  в результате ухудшения теплоизоляции плазмы и снижения ее температуры в фазе теплового срыва /3/, а функция  $U_{акт}(t)$  либо  $R_{акт}(t)$  определяет изменение во времени активного падения напряжения на обходе плазменного шнура в фазе спада тока плазмы.

Типичные графики изменения параметров  $c(t)$ ,  $d(t)$  и  $U_{акт}(t)$ , выбранные на основе феноменологического описания процесса срыва тока плазмы /3, 4/ и использованные авторами для расчетов, приведены на рис.2. Длительность фазы теплового срыва принята равной  $T_1 = 0,5$  мс, а фазы спада тока —  $T_2 = 16$  мс.

Причем величина  $U_{акт}(t)$  уменьшается по закону исчезновения тока плазмы к моменту  $T_2$ , заданному на базе феноменологического описания процесса.

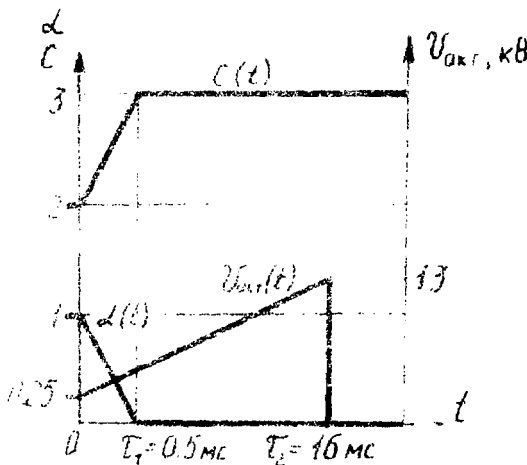


Рис.2. Типичные временные зависимости параметров плазменного шнура при срыве тока:  $c(t)$ ,  $d(t)$  и  $U_{акт}(t)$ .

Изменение уровней расчетных электродинамических нагрузок на вакуумную камеру токамака, полученных с применением статических и динамических моделей плазменного шнура, проводится в работах /4, 5/. Двукратное – трехкратное возрастание амплитуд доминирующих нагрузок и появление новых составляющих сил, обусловленных вертикальным смещением плазменного шнура, свидетельствуют о необходимости использования динамических МГД-равновесных моделей плазмы.

Эквивалентная электрическая схема тороидальной вакуумной камеры (рис.3) имеет 16 периодов, 28 независимых продольных и 28 независимых поперечных ветвей с неизвестными токами. Дополнительно в модель включены 48 изолированных от камеры и друг от

друга пассивных седлообразных витков и 6 независимых групп катушек обмотки полоидального поля (ОП), подключенных к низкоомным источникам электропитания.

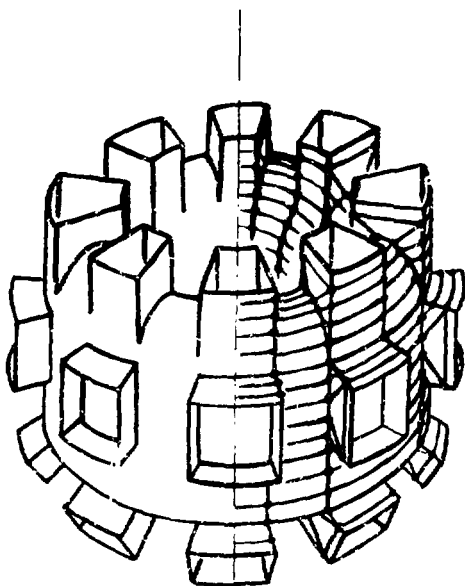


Рис.3. Эквивалентная электрическая схема вакуумной камеры

## 2. ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗОК НА ВАКУУМНУЮ КАМЕРУ ITER ПРИ СРЫВЕ ТОКА ПЛАЗМЫ

Для численного моделирования в качестве базового варианта были приняты следующие основные исходные данные:

номинальный ток плазмы $I_{p0}$ , МА . . . . .	20
суммарные активные сопротивления, мкОм	
сильфонов вакуумной камеры $R_c$ . . . . .	32
секторов вакуумной камеры $R_k$ . . . . .	3
пассивных витков $R_n$ . . . . .	600
количество секторов или сильфонов вакуумной камеры $N_c$ . . . . .	16
относительные азимутальные протяженности секторов и сильфонов в эквивалентной схеме камеры . . . . .	0,5/0,5

Применявшаяся расчетная схема установки (рис.1, 3) содержит всего одну проводящую оболочку, поэтому найденные значения нагрузок следует понимать как суммарные, приложенные совместно к камере и модулям бланкета ITER. При определении полных величин сил, действующих на секторы вакуумной камеры, следует учитывать и силы, возникающие в модулях бланкета и передаваемые на секторы камеры через механические крепления, соединяющие модули бланкета с секторами камеры.

Эволюция положения и формы поперечного сечения плазменного шнура в базовом варианте расчета показана на рис.4. На рис.5 для этого же варианта приведены графики изменения во времени полного тока плазмы  $I_{pl}$ , полных тороидальных токов камеры  $I_k$  и индуцированных во всех катушках ОШН  $\Delta I_{OHP}$ . Участки ускоренного спада  $I_{pl}$  и соответствующего подъема  $I_k$  коррелируют с моментами быстрого сжатия сечения плазменного шнура (рис.4) при его быстром вертикальном смещении ( $t = 6-8$  мс) и исчезновении ( $t = 14-16$  мс). Пунктиром показаны кривые изменения токов при пониженном активном напряжении на обходе шнура ( $T_2 = 20$  мс) для статической и динамической моделей плазмы.

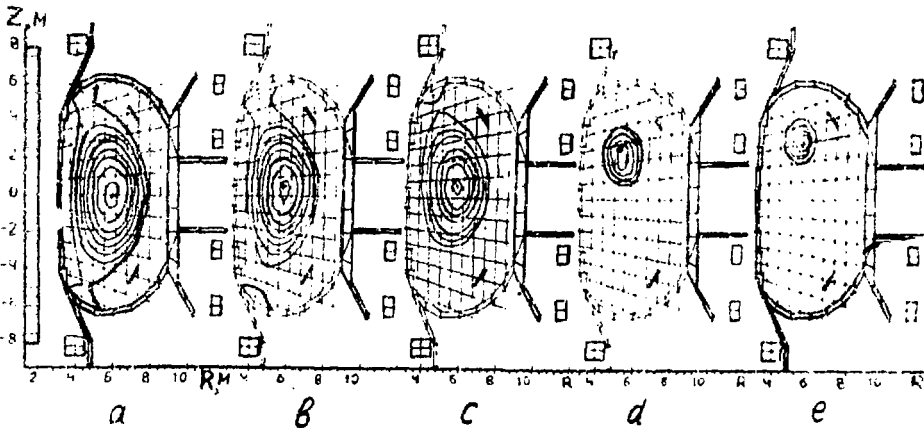


Рис.4. Эволюция положения и формы сечения плазменного шнура в базовом варианте расчета

Распределение вихревых токов на внутреннем обводе тора вакуумной камеры в момент времени  $t = 14$  мс показано на рис.6.

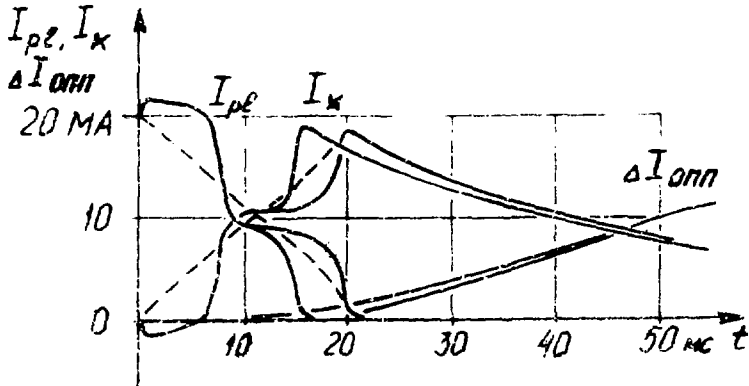


Рис. 5. Изменение во времени полного тока плазмы  $I_p$ , торoidalных токов камеры  $I_k$  и индуцированных во всех катушках OTH -  $\Delta I_{\text{ind}}$

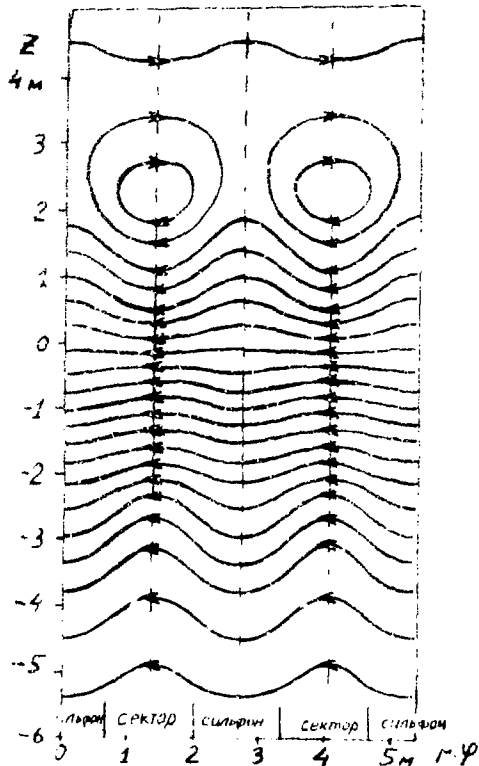


Рис. 6. Распределение вихревых токов на внутреннем обводе камеры при  $t = 14 \mu\text{s}$



В общей картине электродинамических нагрузок явно доминируют силы  $F_T$  взаимодействия так называемых поперечных токов  $I_T$  в секторах с тороидальным магнитным полем. Локальные максимумы  $F_T$  достигаются на внутреннем обводе тора при быстром вертикальном смещении плазменного шнура ( $\tau = 6-8$  мс). Эпюры распределения  $I_T$  и  $F_T$  вдоль оси  $z$  на внутреннем обводе тора приведены на рис.7. Хорошо видна своеобразная "волна" поперечной силы, сопровождающая вертикальное смещение плазменного шнура. Локальный максимум  $F_T$  оценивается на уровне 8 МН/м, что примерно вдвое больше, чем для статической модели плазмы (см. таблицу). Максимум  $F_T$  практически не зависит от параметров  $\tau_2$  и  $R_c$ , но может быть существенно уменьшен в случае увеличения кратности секционирования тора  $N_c$ . Увеличение  $N_c$  приводит к, примерно, квадратичному возрастанию суммарного активного сопротивления участков протекания поперечных токов и при  $N_c = 32$  расчетный максимум  $F_T$  ограничивается величиной 4 МН/м.

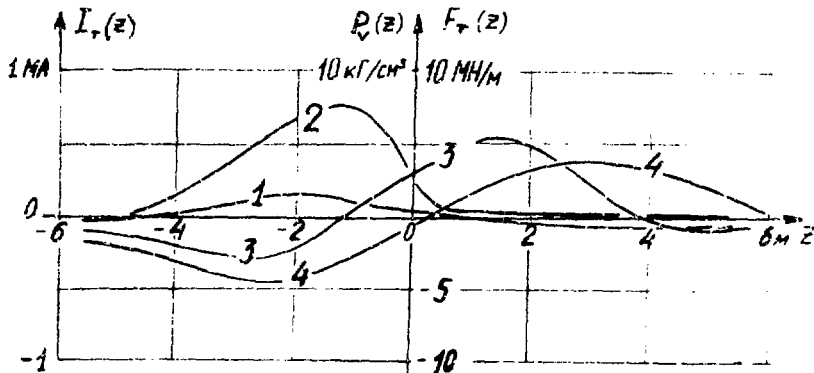


Рис.7. Распределение поперечных токов  $I_T(z)$  в секторах камеры, погонных сил их взаимодействия  $F_T(z)$  с тороидальным полем и объемной нагрузки  $P_v(z)$  на внутреннем обводе тора: 1 -  $\tau = 4$  мс; 2 -  $\tau = 6$  мс; 3 -  $\tau = 10$  мс; 4 -  $\tau = 30$  мс

Объемная плотность поперечного тока  $j_T$  в материале секторов при расчетах полагается линейно изменяющейся от  $j_T = 0$  в вертикальной плоскости симметрии сектора до  $j_T = \pm j_T^{\max}$  на его торцах. Соответственно линейно изменяется и объемная удельная нагрузка на материал сектора:

$$P_v = j_T \cdot B_T(\tau),$$

где  $B_T$  - тороидальное магнитное поле на радиусе  $r$ .

Основные результаты численного моделирования процесса срыва тока плазмы в установке класса  
(  $I_{p0} = 20$  МА )

Вариант расчета	1	2	3	4	5
Модель камеры					
1. Суммарное активное сопротивление, мкОм:					
сильфонов	32	32	32	16	32
секторов	2	3	3	3	3
пассивных витков	600	600	600	600	600
2. Количество сильфонов	16	16	16	6	32
Модель плазменного шнура					
	Статическая		Динамическая		
Уровень активного напряжения на обходе шнура, кВ	6	0,6	1,3	1,3	1,3
Результаты расчета					
1. Время спада тока, мс	20	20	16	16	16
2. Максимальная скорость изменения поля в ОТП, Тл/с	47	82	82	43	82
3. Максимальная локальная нагрузка на торец сектора, МН/м	4	8	8	6	4
4. Максимальное объемное давление в материале сектора, кг/см <sup>3</sup>	4	8	8	6	4

Характерные значения локальным максимумов  $P_V$  на торцах секторов и на краях сильфонов достигают уровня 80 МН/м<sup>3</sup> (8 кг/см<sup>3</sup>). Приводя объемное давление  $P_V$  к поверхностному ( $P_S = P_V \cdot \delta$ , где  $\delta$  - эквивалентная толщина материала), можно получить распределение поверхностного давления на сектор в функции от азимутальной координаты  $\varphi$ . Эпюры давления  $P_V(\varphi)$  и  $P_S(\varphi)$  при  $t = 14$  мс в сечении сектора плоскостью  $Z = 1,5$  м приведены на рис.8. На рис.9 показано изменение во времени суммарных сил взаимодействия поперечных токов с тороидальным полем  $F_{RT}$  и  $F_{LT}$ , токов в пассивных витках с тороидальным полем

$F_{R PAS}$ , продольных токов в секторах с полоидальным полем  $F_{RП}$  и  $F_{ZП}$  и полного полоидального тока камеры с тороидальным полем  $F_T$ . Следует обратить внимание на необходимость восприятия сил  $F_{R PAS} \approx 24$  МН (около 3 МН/м), возникающих в каждой лобовой части пассивных витков и через механические крепления передающихся сначала на модули blankets, а затем на секторы вакуумной камеры.

На рис. 10 показаны максимальные величины и направления действия радиальных составляющих сил взаимодействия вихревых токов с тороидальным магнитным полем, приложенных к четвертям модулей blankets, четвертям и октантам секторов вакуумной камеры. В фигурных скобках даны усредненные значения этих сил, полученные сопоставлением результатов данной работы с результатами работы /5/, изложенными на зимней 89 г. сессии IIER, и рекомендованные для независимой конструктивной проработки силовых конструкций blankets и вакуумной камеры.

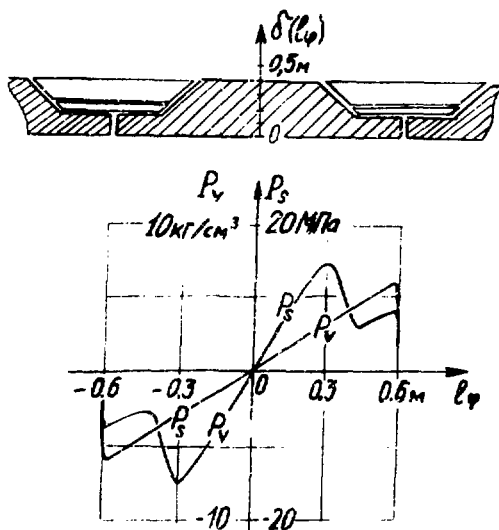


Рис. 8. Распределение эквивалентной толщины сектора камеры  $\delta$ , объемного  $P_V$  и поверхностного  $P_S$  давлений на материал сектора в азимутальном направлении  $\varphi$  в сечении сектора плоскостью  $Z = 1,5$  м

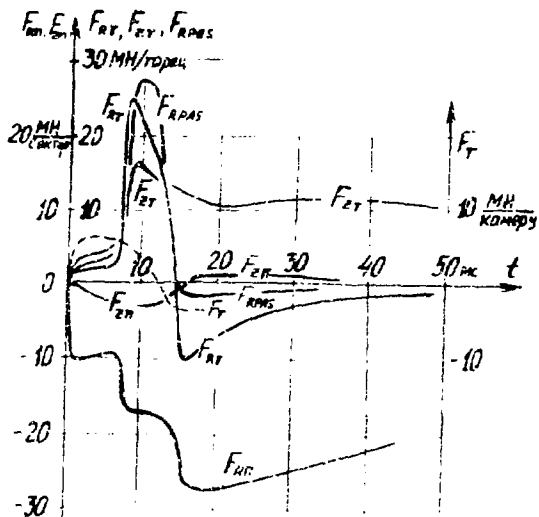


Рис.9. Изменение во времени суммарных сил взаимодействия поперечных токов с тороидальным полем  $F_{RT}$  и  $F_{zr}$ , токов в пассивных витках с тороидальным полем  $F_{RAS}$ , продольных токов с полоидальным полем  $F_{RP}$  и  $F_{FRP}$  и полного полоидального тока камеры с тороидальным полем  $F_T$ .

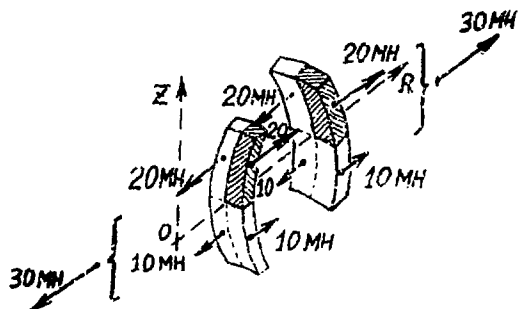
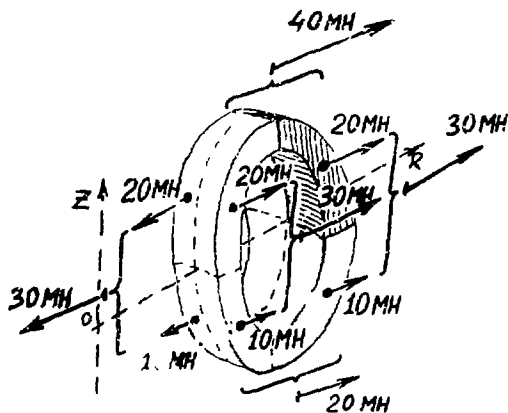


Рис.10. Максимальные величины и направления действия радиальных составляющих сил, обусловленных взаимодействием вихревых токов с тороидальным полем, приложенных к четвертям модулей blankets, к четвертям и октантам секторов камеры



На рис. II показана зависимость от времени скорости изменения касательной составляющей полоидального магнитного поля  $B_\tau$  в ближайшем к плазме участке сверхпроводника обмотки тороидального поля (ОТП) ( $r = 2,6$  м;  $z = 0$ ). Для статической модели плазменного шнура при  $R_c + R_k = 35$  мкОм получено  $|\dot{B}_\tau|_{max} = 47$  Тл/с (кривая 1), а для динамической модели при тех же значениях  $R_c$  и  $R_k$   $|\dot{B}_\tau|_{max} = 82$  Тл/с (кривая 2). Пунктиром даны результаты подобных расчетов для статической модели плазмы при  $R_c + R_k = 40$  мкОм, приведенные в работе /6/. Максимальная скорость изменения поля в сверхпроводнике достигается сразу после быстрого вертикального смещения плазменного шнура и практически не зависит от параметра  $\tau_2$  (кривые 2, 3), но может быть значительно уменьшена путем снижения суммарного активного сопротивления сильфонов (при  $R_c = 19$  мкОм  $|\dot{B}_\tau|_{max} = 43$  Тл/с, кривая 4). Из этого можно сделать вывод, что скорость изменения магнитного поля в сверхпроводнике при большом вертикальном смещении плазмы определяется экранирующими свойствами стенки вакуумной камеры на внутреннем обводе тора.

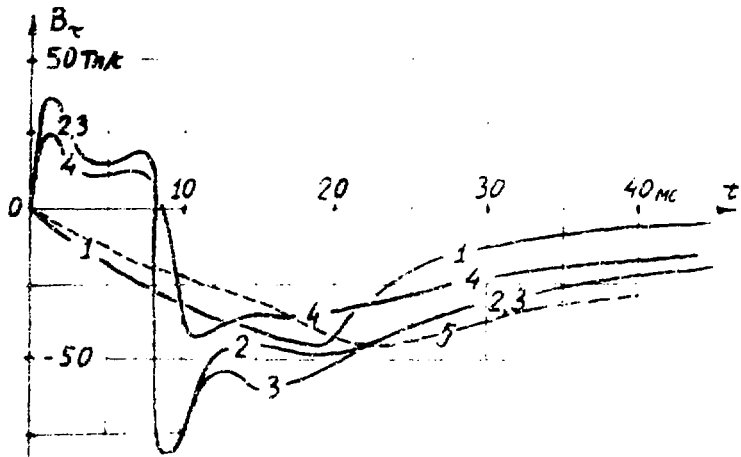


Рис. II. Графики скорости изменения касательной составляющей полоидального поля  $B_\tau$  в ближайшем к плазме витке ОТП ( $r = 2,6$  м;  $z = 0$ ) для статической (кривая 1) и динамической (кривые 2-4) моделей плазменного шнура: 1, 2 —  $\tau_2 = 20$  мс; 3, 4 —  $\tau_2 = 16$  мс; 1-4 —  $R_k = 4$  мкОм; 1-3 —  $R_c = 32$  мкОм; 4 —  $R_c = 16$  мкОм; 5 — результат из работы /6/ при  $R_c + R_k = 40$  мкОм и статической модели плазмы

Таким образом, наиболее эффективным средством для снижения амплитуд доминирующих нагрузок оказывается увеличение кратности секционирования камеры при сохранении или уменьшении ее полного сопротивления, а снижение скорости изменения магнитного поля в витках ОПИ достигается путем уменьшения суммарного сопротивления сильфонов.

### 3. РАСЧЕТ ЭКРАНИРУЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ITER НА СТАРТЕ РАЗРЯДА

Для анализа процессов проникновения электрического и магнитного полей в вакуумную камеру на старте разряда используется расчетная схема, приведенная на рис.1, 3. Цель расчетов состоит в определении момента  $t_d$ , когда в камере создаются условия для иницирования разряда. Эти условия состоят в достижении достаточно высокого уровня вихревой э.д.с. в камере ( $E \geq E_d$ ) при достаточно малом уровне рассеянных полоидальных полей в заданной области ( $\langle B \rangle \leq B_d$ ). Начальные токи катушек ОПИ и графики изменения напряжений источников питания в их цепях соответствуют режиму работы ОПИ ITER /7/, рассчитанному без учета влияния вихревых токов камеры. Приведимые результаты получены в предположении отсутствия тока плазмы. В результате вариации параметра  $R_c$  были получены зависимости  $t_d$  и потерь магнитного потока  $\Delta \psi(t_d)$  от электротехнических свойств вакуумной камеры.

На рис.12 для  $R_c = 36$  мкОм,  $R_k = 4$  мкОм приведены кривые изменения во времени напряженности вихревого электрического поля  $E$  и результирующего полоидального магнитного поля  $B_z$  на оси камеры, усредненной индукции результирующего полоидального поля  $\langle B \rangle$  в области  $5,0 \leq z \leq 7,0$  м;  $-1,0 \leq \tilde{z} \leq 1,0$  м и полного тороидального тока в вакуумной камере  $I_{VT}$ . Принимая пороговые значения электрического и магнитного полей равными  $E_d = 0,3$  В/м и  $B_d = 5 \cdot 10^{-3}$  Тл и анализируя в соответствии с ними кривые, приведенные на рис.12, можно сделать вывод о целесообразности коррекции системы начальных токов ОПИ для создания удовлетворительных условий иницирования разряда. Например, при изменении начального значения поля рассеяния на оси камеры ( $z = R_0$ ) до  $B_z^c(R_0) = -3 \cdot 10^{-3}$  Тл удастся совместить во времени моменты достижения уровня электрического поля  $E = E_d = 0,3$  В/м и перехода через ноль магнитного поля в заданной точке сечения камеры ( $B_z^c(t_d, R_c) \approx 0$  на рис.12).

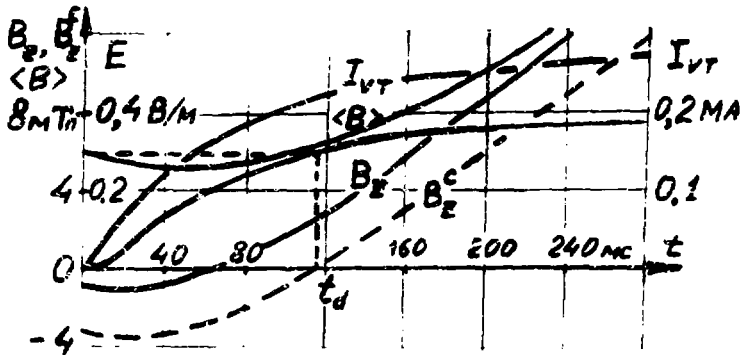


Рис.12. Изменение во времени напряженности вихревого электрического поля  $E$ , результирующего пологоидального поля  $B_z$  на оси камеры, усредненной индукции пологоидального поля  $\langle B \rangle$  в области  $5 \leq z \leq 7$  м,  $-1 \leq z \leq +1$  м и полного тороидального тока в вакуумной камере  $I_{VT}$  для  $R_C = 36$  мкОм  $R_K = 4$  мкОм

На рис.13 показаны кривые изменения во времени величин  $E$  и  $B_z^c$  для трех значений суммарного сопротивления вакуумной камеры и сильфонов:  $R_C + R_K = 16 + 4 = 20$  мкОм;  $R_C + R_K = 36 + 4 = 40$  мкОм и  $R_C + R_K = 76 + 4 = 80$  мкОм. На рисунке отмечены моменты создания условий для инициирования разряда ( $t_{d1}$ ,  $t_{d2}$  и  $t_{d3}$ ).

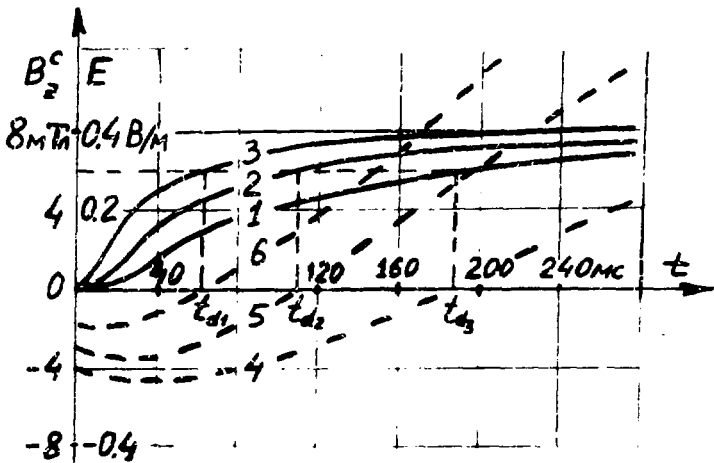


Рис.13. Графики напряженности электрического поля  $E$  и поля рассеяния  $B_z^c$  на оси камеры: 1, 2, 3 -  $E$ ; 4, 5, 6 -  $B_z^c$ ; 1, 4 -  $R_K = 4$  мкОм; 1, 4 -  $R_C = 16$  мкОм; 2, 5 -  $R_C = 36$  мкОм; 3, 6 -  $R_C = 76$  мкОм

Зависимость потерь магнитного потока  $\Psi_d = \Psi(t_d, R_0) - \Psi(0, R_0)$ , величин начального поля рассеяния  $B_z^c(0, R_0)$  и его магнитного потока  $\Psi_c(0, R_0)$  от параметра  $R_c + R_k$  приведена на рис. 14, где пунктиром отмечен результат подобных расчетов из работы /8/. Сопоставление этих данных с результатами расчета электродинамических нагрузок может быть полезно при решении вопроса с выборе сопротивления эфирона.

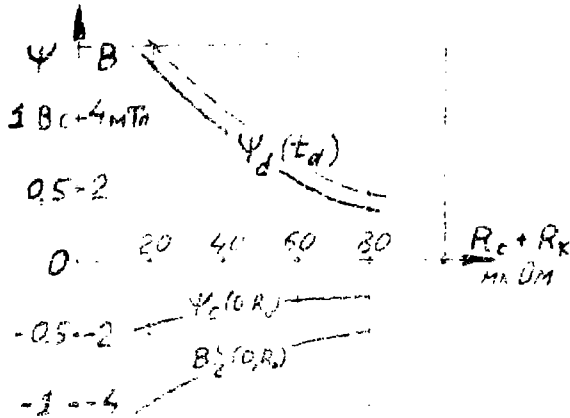


Рис. 14. Потери магнитного потока  $\Psi_d$ , начальное поле рассеяния  $B_z^c(0, R_0)$  и его магнитный поток  $\Psi_c$  на оси  $Z$  в зависимости от параметра  $R_c + R_k$  (пунктиром показан результат расчета из работы /8/)



## СИМОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ITER. Establishment of ITER: relevant documents. Vienna, IAEA, 1988, p.72.
2. Астапкович А.М. и др. Численное моделирование процесса срыва тока плазмы в токамаке с учетом эволюции плазменного шнура// ВАНТ, серия "Термоядерный синтез". 1988. Вып.4. С.9-15.
3. Мирнов С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Summary report of the IAEA specialists meeting on plasma disruptions. Vienna, IAEA, 1987, p.3.
5. Nishio S. et al. Electromagnetic Force of ITER Vacuum Vessel and In-vessel Components.- Report on ITER-MD-2-9-5, March 16, 1989.
6. Bottura L. Results of the preliminary calculation on the electromagnetic behaviour of the ITER vacuum vessel. Part.II:: fields and forces.- Report on ITER joint work session, March, 1989.
7. Корнаков Е.В., Коршаков В.В., Моносзон Н.А., Спевачова Ф.М., Филатов О.Г. Оценка параметров системы полоидального поля варианта реактора ИТЭР с током плазмы 20 МА.- М., 1988.- 26 с. (препринт/ЦНИАтоминформ: Б-0796).
8. Bottura L. Evaluation of the stray field due to the eddy currents in the ITER Vacuum Vessel.- Report on ITER joint work session, March, 1989.

Александр Михайлович Астапкович,  
 Виктор Михайлович Комеров,  
 Сергей Николаевич Садаков,  
 Владимир Викторович Филатов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНЫХ  
 ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПРОЦЕССОВ В ВАКУУМНОЙ  
 КАМЕРЕ ИТЭР

Редактор В.Л.Гусева

Подписано в печать 11.12.89 г. Т-18205. Формат 60x90/16.  
 Офсетная печать. Уч.-изд.л. 0,6. Тираж 140 экз. Зак. № 14/443.  
 Индекс 3624. Цена 9 к.

Отпечатано в НИИЭФА