

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЫ им. Д.В.ЕФРЕМОВА

---

НИИЭФА П-Б-0697

А.М.Астапкович, С.Н.Садаков  
НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ  
ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА  
ЭФФЕКТОВ СРЫВА ТОКА ПЛАЗМЫ  
В РЕАКТОРЕ-ТОКАМАКЕ

МОСКВА  
ЦНИИАТОМИНФОРМ  
1985

Астапкович А.М., Садаков С.Н. Некоторые результаты параметрического анализа эффектов срыва тока плазмы в реакторе-токамаке: Препринт Б-0697. - М.: ЦНИИатоминформ, 1985, 12 с., с ил., цена 7 к.

Для анализа переходных электромагнитных процессов, протекающих в азимутально-секционированном бланкете реактора-токамака при срыве тока плазмы, применяется подход связанных электрических контуров. Приводится параметрическая зависимость максимальных значений вихревых токов, электрических напряжений между секторами бланкета и основных электродинамических нагрузок от активного сопротивления сильфонов, активного сопротивления внутренних стенок секторов бланкета и от характерного времени спада тока плазмы.

#### О Г Л А В Л Е Н И Е

1. Постановка задачи . . . . .	I
2. Определение максимумов вихревых токов . . . . .	3
3. Наведенные напряжения . . . . .	7
4. Электродинамические нагрузки . . . . .	9
5. Оценки уровня погрешности . . . . .	10
Список литературы . . . . .	12

## 1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В режиме срыва тока плазмы происходит интенсивная перестройка поперечного магнитного поля в зоне расположения blankets реактора-токамака, и электродинамические нагрузки на конструкции blankets достигают своих экстремальных значений. В современных конструктивных проработках /1, 2/ рассматривается азимутально-секционированная структура blankets, в которой отдельные массивные секторы соединяются между собой относительно высокоомными сильфонами (рис.1.). Активное сопротивление такой структуры по большому обходу тора  $R_k$  складывается из сопротивления сильфонов  $R_c$  и сопротивления самих секторов  $R_a$ , причем величина  $R_a$  относительно мала:  $R_a \ll R_c$ .

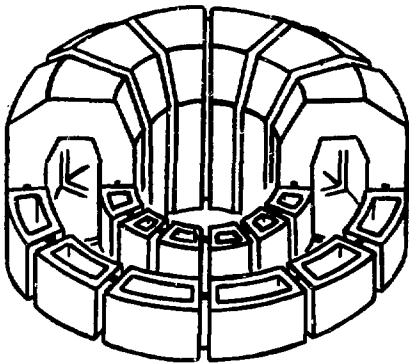


Рис.1. Эскиз азимутально-секционированной структуры blankets

Расчетная конфигурация секторов blankets, обмотки поперечного поля (ОПП) и сечения плазменного шнура показана на рис.2, в целом она соответствует проекту /1/. Секторы blankets имеют коробчатое сечение, ограниченное внутренними (обращенными к плазме), наружными и торцевыми стенками.

Используется принятая в /1/ относительно простая модель протекания срыва, согласно которой ток плазмы линейно спадает от номинального значения

( $I_{na} = 5,6$  MA) до нуля за характерное время  $\tau_{cp}$  при сохранении положения и формы плазменного шнура и закона распределения тока по его сечению.

Для численного анализа применяется расчетная модель азимутально-секционированной структуры с толстыми торцевыми стенками, упоминавшаяся в работах /3, 4/ и наиболее подробно описанная в /5, 6/.

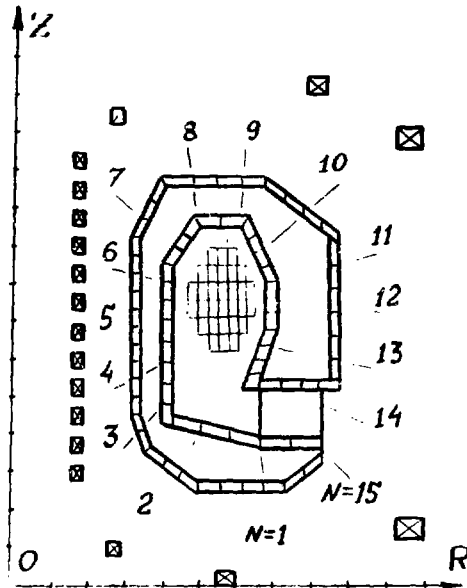


Рис.2. Расчетная конфигурация сектора blankets, обмотки пологой части поля и сечения плазменного шнура

Возможность ее применения основана на выполнении следующих соотношений:

$$l_T/l_a \ll 1, L_T/L_a \ll 1, R_T/R_a \ll 1, \quad (I)$$

где  $l_T$  - величина зазора между секторами;  $l_a$  - продольный размер сектора;  $L_T$  - характерная индуктивность зазоров;  $L_a$  - характерная индуктивность продольной части секторов;  $R_T$  - характерное активное сопротивление торцевых стенок секторов;  $R_a$  - характерное сопротивление продольных частей секторов.

Естественно, что пренебрежение величинами  $L_T$  и  $R_T$  в сравнении с  $L_a$  и  $R_a$  приводит к определенному завышению расчетных значений вихревых токов и соответствующих электродинамических нагрузок, поэтому все получаемые результаты носят характер оценок сверху. В разд.5 приводятся некоторые соображения о возможном уровне погрешности получаемых результатов.

Все расчеты выполнены с применением вычислительной программы EDDYC-1, основанной на подходе связанных электрических контуров. Описание алгоритмов расчета коэффициентов индуктивностей и численного интегрирования приводится в работах /3,7/.

При проведении расчетов варьировались следующие параметры: суммарное сопротивление сильфонов ( $R_c = 5 \cdot 10^{-5}$ ;  $10^{-4}$ ;  $2 \cdot 10^{-4}$ ;  $4 \cdot 10^{-4}$ ;  $10^{-3}$ ;  $10^{-2}$  и  $10^{-1}$  Ом), поверхностное активное сопротивление внутренних стенок секторов бланкета ( $\rho_s/\delta_s = 3,33 \cdot 10^{-5}$ ;  $1,66 \cdot 10^{-5}$  и  $1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом), а также характерное время спада тока плазмы ( $\tau_{cp} = 20, 40$  и  $80$  мс). Величины  $\rho_s/\delta_s = 3,33 \cdot 10^{-5}$  Ом и  $\rho_s/\delta_s = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом примерно соответствуют толщине стенки из нержавеющей стали  $\delta_s = 3$  см и  $\delta_s = 6$  см, а величина  $\rho_s/\delta_s = 1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом - слой жидкого лития толщиной  $\delta_s \approx 30$  см. Поверхностное сопротивление наружной стенки секторов неизменно:  $\rho_n/\delta_n = 4,66 \cdot 10^{-6}$  Ом ( $\delta_n \approx 21$  см нержавеющей стали). При указанных значениях  $\rho_s/\delta_s$  и  $\rho_n/\delta_n$  величина  $R_a$  лежит в диапазоне  $R_a \approx 3 \cdot 10^{-6} - 10^{-5}$  Ом, т.е. действительно выполняется соотношение  $R_a \ll R_c$ .

## 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ МАКСИМУМОВ ВИХРЕВЫХ ТОКОВ

На рис.3 показано полученное при расчете переходного процесса распределение поверхностной плотности вихревых токов, текущих в азимутальном направлении по внутренним  $j_s$  и наружным  $j_n$  стенкам секторов бланкета.

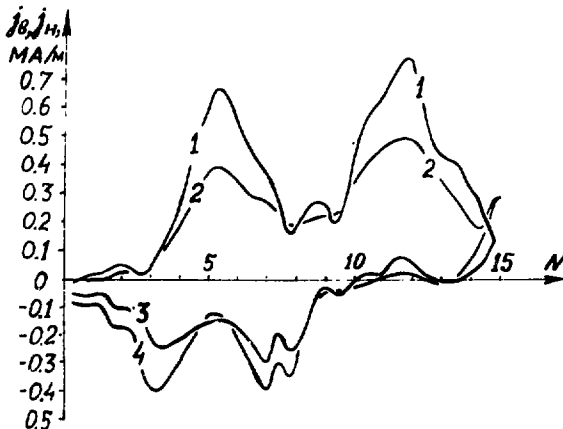


Рис.3. Распределение поверхностной плотности вихревых токов на внутренних  $j_s$  и наружных  $j_n$  стенках секторов бланкета при  $\tau_{cp} = 20$  мс,  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом,  $\rho_s/\delta_s = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом: 1,2 -  $j_s$ ; 3,4 -  $j_n$ ; 1,3 при  $t = 20$  мс; 2,4 при  $t = 40$  мс; Положение сечений торцевой стенки ( $N = 1+15$ ) показано на рис.2.

Кривые соответствуют значениям параметров  $\tau_{ср} = 20$  мс,  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом,  $\rho_H / \delta \delta = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом и приводятся для моментов времени  $t = 20$  и  $40$  мс;  $N$  - номер элемента по малому обходу тора в соответствии с рис.2. Токи на внутренних и наружных стенках секторов распределены весьма неодинаково и имеют противоположные направления, что объясняется наличием экранирующих внутренних объем секторов так называемых седловидных токов, протекающих по замкнутым контурам, образованным внутренними, наружными и торцевыми стенками сектора.

Изменение во времени токов: плазмы ( $I_{пл}$ ), внутренней ( $I_B$ ) и наружной ( $I_H$ ) стенок сектора, транспортного тока ( $I_{тр} = I_B + I_H$ ) и тока, индуцированного в катушках ОШ ( $I_{опп}$ ), показано на рис.4,а.

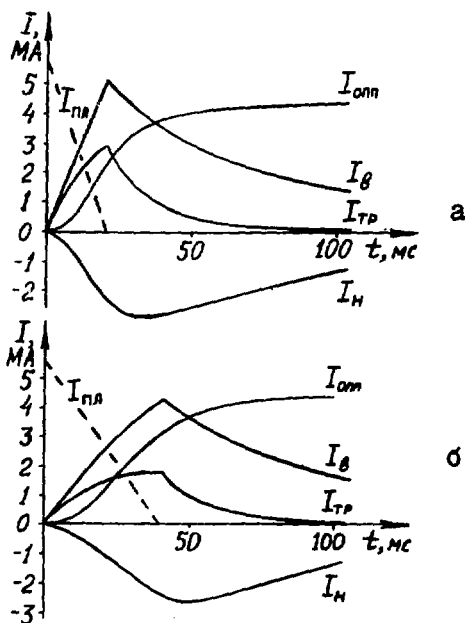


Рис.4. Изменение во времени токов  $I_{пл}$ ,  $I_B$ ,  $I_H$ ,  $I_{тр} = I_B + I_H$  и  $I_{опп}$  для варианта  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом,  $\rho_H / \delta \delta = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом; а - при  $\tau_{ср} = 20$  мс; в - при  $\tau_{ср} = 40$  мс

Максимумы токов  $I_H$  и  $I_{опп}$  достигаются спустя некоторое время после окончания срыва, по мере затухания  $I_{тр}$ .

Расчет распределения токов на торцевых стенках секторов и в сильфонах при выполнении условий (I) и соотношения  $R_c \gg R_T$  составляет отдельную задачу, исходными данными для которой служат мгновенное распределение вихревых токов в продольных частях секторов и транспортный ток. Используется также то обстоятельство,

При  $R_c \rightarrow \infty$  транспортный ток распределен однородно по периметру сиффона. В данной работе вычисляется только величина так называемого поперечного тока  $I_n$  текущего по торцевой стенке в направлении малого обхода тора. Для этого используется соотношение

$$\sum_{i=1}^N R_n(i) I_n(i) = 0,$$

где  $R_n(i)$  - активное сопротивление участка пути поперечного тока в  $i$ -том сечении торцевой стенки;

$I_n(i)$  - ток  $i$ -того участка.

Распределение  $I_n$  в моменты времени  $t = 10, 20, 30$  и  $40$  мс показано на рис.5.

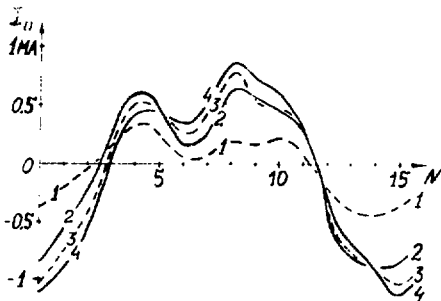


Рис.5. Распределение поперечного тока  $I_n$  на торцевой стенке сектора бланкета при  $\tau_{cp} = 20$  мс,  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом,  $\rho_B/\delta_B = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом:  
1 -  $t = 10$  мс; 2 -  $t = 20$  мс;  
3 -  $t = 30$  мс; 4 -  $t = 40$  мс

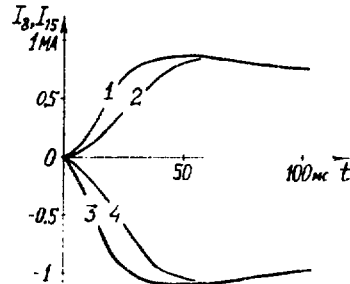


Рис.6. Изменение во времени поперечного тока в 8-м и 15-м сечениях торцевой стенки при  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом,  $\rho_B/\delta_B = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом:  
1,2 -  $I_8$ ; 3,4 -  $I_{15}$ ;  
1,3 -  $\tau_{cp} = 20$  мс; 2,4 -  $\tau_{cp} = 40$  мс

Экстремумы  $I_n$  достигаются в 8-м и 15-м элементах торцевой стенки в интервале времени  $t = 40-50$  мс:  $I_8 = 0,87$  МА,  $I_{15} = -1,09$  МА. На рис.6 показано изменение токов  $I_8$  и  $I_{15}$  во времени.

На рис.7 в функции от параметра  $R_c$  для  $\tau_{cp} = 20$  мс и для всех трех значений параметра  $\rho_B/\delta_B$  показаны максимальные значения токов  $I_{TP}$ ,  $I_B$ ,  $I_n$  и  $I_8$ . Пунктиром отмечены величины токов  $I_8$  и  $I_n$  для варианта  $R_c = 0,1$  Ом,  $\rho_B/\delta_B = 1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом,  $\tau_{cp} = 20$  мс. Они близки к предельным верхним оценкам, получаемым в индуктивном приближении для азимутально-разомкнутой структуры.

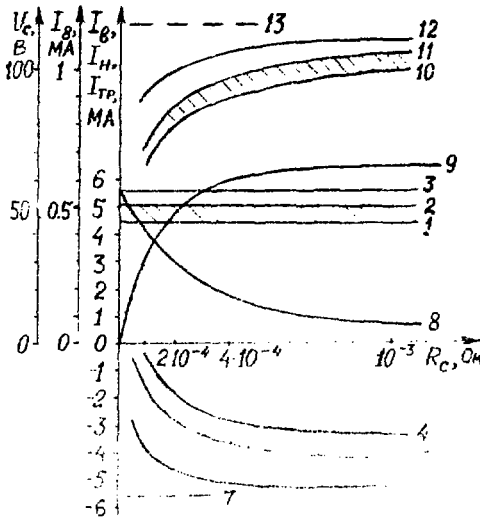


Рис.7. Влияние параметров  $R_c$  и  $\rho\delta/\epsilon\delta$  на максимальные значения токов  $I_g$ ,  $I_n$ ,  $I_{tr}$ ,  $I_g$  и на максимальное напряжение в зазоре между секторами  $U_c$  при  $\tau_{cp} = 20$  мс: 1, 2, 3 -  $I_g$ ; 4, 5, 6, 7 -  $I_n$ ; 8 -  $I_{tr}$ ; 9 -  $U_c$ ; 10, 11, 12, 13 -  $I_g$ ; 1, 4, 8, 9, 10 - при  $\rho\delta/\epsilon\delta = 3,33 \cdot 10^{-5}$  Ом; 2, 5, 8, 9, 11 - при  $\rho\delta/\epsilon\delta = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом; 3, 6, 8, 9, 12 - при  $\rho\delta/\epsilon\delta = 1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом; 7, 13 - при  $\rho\delta/\epsilon\delta = 1,66 \cdot 10^{-6}$  Ом;  $R_c = 2, 4, 10$  Ом

Можно видеть, что полученные при  $\rho\delta/\epsilon\delta = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом значения максимальных токов соотносятся с предельными верхними оценками следующим образом:  $I_g \approx 0,9 \cdot I_g^{max}$ ,  $I_n \approx 0,4 \cdot I_n^{max}$  и  $I_g \approx 0,7 \cdot I_g^{max}$ . При анализе рис.7 можно также заметить, что максимум  $I_B$  практически не зависит от параметра  $R_c$  а максимум  $I_{tr}$  - от  $\rho\delta/\epsilon\delta$ . Это объясняется сильным различием величин  $R_a$  и  $R_c$  ( $R_a \ll R_c$ ).

Циклы расчетов для  $\tau_{cp} = 40$  и  $80$  мс были проведены в ограниченном диапазоне изменения остальных параметров:  $R_c = 5 \cdot 10^{-5}$ ,  $10^{-4}$ ,  $2 \cdot 10^{-4}$ ,  $4 \cdot 10^{-4}$  и  $10^{-3}$  Ом;  $\rho\delta/\epsilon\delta = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом. Кривые изменения во времени токов  $I_{пл}$ ,  $I_{tr}$ ,  $I_B$ ,  $I_n$  и  $I_{опп}$  при  $\tau_{cp} = 40$  мс,  $R_c = 2 \cdot 10^{-4}$  Ом приведены на рис.4,6. На рис.8 в функции от параметра  $R_c$  даны значения максимумов  $I_{tr}$ ,  $I_B$ ,  $I_n$ ,  $I_g$  и  $U_c$  для  $\tau_{cp} = 20, 40$  и  $80$  мс. Как и следовало ожидать, максимум  $I_{tr}$  изменяется почти обратно пропорционально  $\tau_{cp}$ , а максимумы  $I_B$ ,  $I_n$  и  $I_g$  оказываются менее чувствительными к изменению этого параметра. Максимум индукцированного в ОПИ тока  $I_{опп} \approx 0,8 \cdot I_{пл} \approx 4,5$  МА практически не зависит ни от одного из параметров. Это объясняется большой величиной постоянного времени замкнутых по цепям питания сверхпроводниковых катушек ОПИ ( $\tau_{опп} > 20$  с).

Значения максимумов  $I_B$ ,  $I_n$ ,  $I_g$  и  $j_B$  для некоторых сочетаний параметров  $R_c$ ,  $\tau_{cp}$  и  $\rho\delta/\epsilon\delta$  приведены в табл.1.



Таблица I

Зависимость максимумов  $I_B$ ,  $j_B$ ,  $P_M$ ,  $I_H$ ,  $I_S$ ,  $F_T$  от параметров  $R_c$ ,  $\tau_{cp}$  и  $P\delta/\delta_0$ 

$R_c$	$\tau_{cp}$	$P\delta/\delta_0$	$I_B$	$j_B$	$P_M$	$I_H$	$I_S$	$F_T$
OM	MC	OM	MA	ML/M	MPa	MA	MA	ML/M
$10^{-2}$	20	$1,66 \cdot 10^{-5}$	4,95	0,772	0,37	4,88	1,11	8,0
$10^{-3}$	20	$1,66 \cdot 10^{-5}$	4,98	0,772	0,37	4,37	1,07	7,8
$4 \cdot 10^{-4}$	20	$1,66 \cdot 10^{-5}$	5,0	0,772	0,37	3,7	0,97	7,1
$2 \cdot 10^{-4}$	20	$1,66 \cdot 10^{-5}$	5,02	0,772	0,37	2,8	0,87	6,4
$1 \cdot 10^{-4}$	20	$1,66 \cdot 10^{-5}$	5,04	0,772	0,37	1,7	0,74	5,4
$2 \cdot 10^{-4}$	20	$3,33 \cdot 10^{-5}$	4,35	0,59	0,21	1,74	0,80	5,9
$2 \cdot 10^{-4}$	20	$1,66 \cdot 10^{-6}$	5,53	1,02	0,65	4,64	1,0	7,3
$2 \cdot 10^{-4}$	40	$1,66 \cdot 10^{-5}$	4,93	0,633	0,25	3,6	0,66	6,3
$2 \cdot 10^{-4}$	80	$1,66 \cdot 10^{-5}$	3,24	0,477	0,14	2,22	0,62	6,0
$1 \cdot 10^{-4}$	80	$1,66 \cdot 10^{-5}$	3,30	0,486	0,15	1,47	0,71	5,2

### 2. ПЕРЕМЕННЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ

Разность потенциалов в зазоре между соседними секторами манжета при срыве тока плазмы может быть определена как падение напряжения на активном сопротивлении сильфона:

$$U_c \approx I_{TP} \cdot R_c / N_c,$$

где  $N_c = 12$  - количество сильфонов по обходу тора.

Кривые изменения максимального значения  $U_c$  в функции от параметра  $R_c$  и для различных значений параметров  $\rho_B / \delta_B$  и  $\tau_{cp}$  приведены на рис. 7, 8.

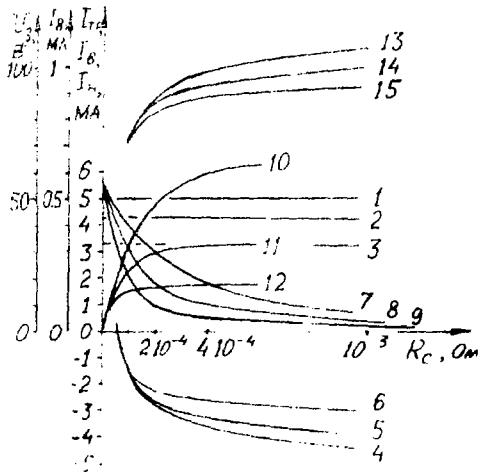


Рис. 8. Влияние параметров  $R_c$  и  $\tau_{cp}$  на максимальные значения токов  $I_\theta$ ,  $I_m$ ,  $I_{TP}$ ,  $I_B$  и на максимальное напряжение в зазоре  $U_c$  при

$\rho_B / \delta_B = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом;  
 1, 2, 3 -  $I_\theta$ ; 4, 5, 6 -  $I_m$ ;  
 7, 8, 9 -  $I_{TP}$ ; 10, 11, 12 -  $U_c$ ;  
 13, 14, 15 -  $I_B$ ;  
 1, 4, 7, 10, 13 - при  $\tau_{cp} = 20$  мс;  
 2, 5, 8, 11, 14 - при  $\tau_{cp} = 40$  мс;  
 3, 6, 9, 12, 15 - при  $\tau_{cp} = 80$  мс

В рассмотренном диапазоне изменения параметров максимум  $U_c$  практически не зависит от  $\rho_B / \delta_B$  и определяется величинами  $R_c$  и  $\tau_{cp}$ . Ряд значений  $U_c$  приводится в табл. 2. При  $N_c = 12$  величина  $U_c$  может изменяться от  $U_c \approx 65$  В при  $R_c = 10^{-2}$  Ом,  $\tau_{cp} = 20$  мс до  $U_c \approx 12$  В при  $R_c = 5 \cdot 10^{-5}$  Ом,  $\tau_{cp} = 80$  мс.

Таблица 2

Зависимость максимального напряжения  $U_c, В$  на каждом из 12 зазоров между секторами blankets от параметров  $R_c$  и  $\tau_{cp}$

$R_c$ Ом \ $\tau_{cp}$ мс	20	40	80
$10^{-2}$	65	33	17
$10^{-3}$	64	33	17
$4 \cdot 10^{-4}$	60	33	17
$2 \cdot 10^{-4}$	48	30	16
$1 \cdot 10^{-4}$	33	24	15
$5 \cdot 10^{-5}$	21	17	12

#### 4. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ НАГРУЗКИ

На основании приведенных в разд.2 результатов расчета максимальных значений вихревых токов в blankets были выполнены оценки соответствующих пиковых электродинамических нагрузок на его элементы.

Целесообразно выделить два основных типа нагрузок.

1. Магнитное давление  $P_M$  на внутреннюю стенку сектора blankets, обусловленное взаимодействием протекающего по ней вихревого тока  $j_v$ , с поперечным магнитным полем. Давление  $P_M$  направлено практически по нормали к поверхности стенки внутрь разрядной камеры. Оно достигает максимума на тех участках внутренней стенки, которые расположены ближе всего к плазменному шнуру. Величина давления, действующего на остальные стенки секторов, оказывается значительно ниже. Интегрирование  $P_M$  по всей поверхности сектора дает центростремительную силу порядка 5-10 МН/сектор.

2. Сдвигающая сила  $F_T$ , прикладываемая к торцевым стенкам секторов. Она обусловлена взаимодействием текущих по торцевым стенкам так называемых поперечных токов ( $I_n$  - см. разд.2) с тороидальным магнитным полем, и поэтому вектор  $F_T$  лежит в

плоскости  $RZ$ . В простой периодической конструкции бланкета картины распределения  $I_n$  и  $F_T$  на смежных торцевых стенках соседних секторов одинаковы с точностью до знака, и поэтому  $F_T$  можно рассматривать как сдвигающую силу, прикладываемую к соединяющим секторы силовым изоляционным соединениям.

Максимумы  $P_M$  и  $F_T$  для нескольких сочетаний параметров  $R_c$ ,  $\tau_{cp}$  и  $\rho_B/\delta_B$  приведены в табл. I. Величина  $F_T$  имеет размерности погонной нагрузки, т.е. указывается сдвигающая сила, прикладываемая к одному погонному метру периметра торцевой стенки сектора.

Так как вектор тока на торцевой стенке сектора в общем случае не совпадает с направлением малого обхода тора, то и сила  $F_T$  может не совпадать с нормалью к этому направлению.

## 5. ОЦЕНКИ УРОВНЯ ПОГРЕШНОСТИ

Область применимости использованной расчетной модели, в принципе, ограничена приведенным в разд. I условием (I). Входящие в него соотношения  $l_T/l_a \ll 1$  и  $L_T/L_a \ll 1$  достаточно хорошо выполняются для большей части существующих разработок бланкета. Третье соотношение из (I) —  $R_T/R_a \ll 1$  иногда не выполняется. Поэтому целесообразно выполнить простейшие оценки возможного уровня погрешностей, возникающих при  $R_T \approx R_a$ .

Ранее уже отмечалось, что используемая расчетная модель дает завышенные значения вихревых токов. Оценки снизу можно получить, увеличив активное сопротивление путей протекания токов в пределах секторов бланкета в соотношении  $(R_T + R_a)/R_a$ , т.е. при  $R_T \approx R_a$ , примерно вдвое. А это приблизительно соответствует изменению параметра  $\rho_B/\delta_B$  с  $1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом до  $3,33 \cdot 10^{-5}$  Ом, и кривые I, 4, 10 на рис. 7 можно считать оценками снизу для вихревых токов в реальном бланкете с сопротивлением внутренней стенки  $\rho_B/\delta_B = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом. Определяемая таким образом область возможных значений максимумов  $I_B$ ,  $I_n$  и  $I_g$  для варианта бланкета с  $\rho_B/\delta_B = 1,66 \cdot 10^{-5}$  Ом выделена на рис. 7 штриховкой. Ее относительно небольшие размеры позволяют сделать вывод о сохранении приемлемого уровня погрешности применяемой расчетной модели и в случае  $R_T \approx R_a$  (~10% для  $I_B$  и 5% для  $I_g$ ).

## II

Вообще говоря, возможность применения расчетной модели для анализа эффектов срыва тока плазмы при  $R_T \approx R_a$  обусловлена тем, что максимумы вихревых токов и электродинамических нагрузок достигаются в такие моменты времени, когда распределение токов в секторах еще носит индуктивный характер и слабо зависит от соотношения активных сопротивлений их стенок.

Авторы выражают признательность Н.И.Дойникову за постоянный интерес к работе и ряд ценных критических замечаний.

## Список литературы

1. International Tokamak Reactor. Phase Two A, Part 1. - IAEA, Vienna, 1983.
2. Великов Е.П., Глухих В.А. и др. Гибридный термоядерный реактор-токамак для производства делящего топлива и электроэнергии. - Доклады I Всесоюзной конференции по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Т.1. Л., 1977, с.5-25.
3. USSR Contribution to the 3 th Session of INTOR Workshop. Phase Two A, Part 1, v.3. - Moscow, October 1982, p.X 20-53.
4. Астапкович А.М., Садаков С.Н. Численное моделирование нестационарных электромагнитных процессов в осесимметричных системах методом связанных контуров. - Л., 1984. - 16 с. - (Препринт/НИИЭФА: Б-0636).
5. USSR Contribution to the 8 th Session of INTOR Workshop, Phase Two A, Part 2, v.2. - Moscow, January 1984, p.41-69.
6. Астапкович А.М., Дойников Н.И., Садаков С.Н. Расчет вихревых токов в blankets реактора-токамака. - III Всесоюзная конференция по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Т.4. Л., 1984, с.215-223.
7. Астапкович А.М., Садаков С.Н. Алгоритмы расчета коэффициентов собственной и взаимной индуктивности массивных коаксиальных контуров. - Л., 1984. - 27 с. (Препринт/НИИЭФА: Б-0628).

Александр Михайлович Астапкович  
Сергей Николаевич Садаков

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА ЭФФЕКТОВ  
СРЫВА ТОКА ПЛАЗМЫ В РЕАКТОРЕ-ТОКАМАКЕ

Редактор В.Л.Гусева

---

Подписано в печать 15.07.85 г. Т-12370. Формат 60x90/16.  
 Offsetная печать. Уч.-изд. л. 0,5. Тираж 150 экз.  
 Зкз. № 132/103. Индекс 3624. Цена 7 к.

---

Отпечатано в НИИЭФА

Индекс 3624