

КФТИ

ХФТИ 85-7

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

**ПРОБЛЕМА ЛОКАЛЬНОГО
ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ
СРЫВА В СТЕЛЛАТОРЕ
С ТУРБУЛЕНТНЫМ ТОКОМ "УРАГАН-2".
(СТРЕСС-НАГРЕВ)**

Москва - 1985

УДК 533.951

ПРОБЛЕМА ЛОКАЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СРЫВА
В СТЕЛЛАРАТОРЕ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ТОКОМ "УРАГАН-2". (СТРЕСС-НАГРЕВ):
Препринт ХФИ 85-7/ Н.Ф.Перепелкин, А.В.Арсеньев, М.П.Васильев,
Е.Д.Волков, В.Г.Коновалов, В.Д.Кочубанов, Б.В.Кравчин, А.Е.Кулага,
А.П.Литвинов, А.С.Славный. - М.: ЦНИИатоминформ, 1985. - 28 с.

Обобщены результаты экспериментальных исследований локального энерговыделения в плазме, приводящего к неустойчивости срыва в стеллараторе "Ураган-2" при нагреве плазмы мощным импульсом тока. Установлена связь между изменением полоидального магнитного потока в плазменном шнура, аномальным нагревом электронов, ионов и срывами. Идентифицированы зоны аномального энерговыделения в плазме. Обнаружена пространственная локализация ускорения и нагрева электронов на резонансных магнитных поверхностях. Показана принципиальная возможность подавления срывов при увеличении напряженности магнитного поля и перехода силовоточного разряда в режим аномального энерговыделения во всем объеме шнура, характерный для перезамыкания магнитных силовых линий в турбулентной плазме, так называемый "стресс-нагрев" плазмы. В указанном режиме осуществлен импульсный нагрев плазмы в стеллараторе, где величина среднего "бета" плазмы достигала 0,5%.

Работа подготовлена и отпечатана в Харьковском ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции физико-техническом институте АН УССР.
Рис. 20, список лит. - 29 назв.

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1985.

Памяти
профессора Виктора Афанасьевича
СУПРУНЕНКО

В В Е Д Е Н И Е

В настоящее время становится очевидным, что аномальные потери энергии плазмы из тороидальных ловушек при омическом нагреве связаны со сложной динамикой магнитных силовых линий, приводящей к их перезамыканию [1]. В соответствии с астрофизической аналогией [2] предполагается, что и в тороидальной магнитной системе процесс перезамыкания определяется турбулентностью плазмы в областях шнура, где магнитные силовые линии деформируются. В сущности обсуждается возможность аномально быстрой диссипации энергии магнитного поля. Динамика этих процессов достаточно хорошо изучена, например, в экспериментах на Θ -пинче с дополнительным постоянным магнитным полем [3], где в условиях образования токового слоя диссипация энергии встречно проникающих в плазму магнитных полей и нагрев плазмы обеспечивались высоким уровнем ленгмювской и ионной плазменной турбулентности $We_i/nT \sim 10^{-3}$.

Рассматриваемая здесь проблема локального энерговыделения и перегрева плазмы оказывается еще более существенной в стеллараторе, чем в токамаке. Это, в частности, следует из того факта, что магнитная система стелларатора, создаваемая внешними винтовыми проводниками, более жесткая по сравнению с системой токамака. Как следствие этого, в стеллараторе отсутствует дестабилизирующая неустойчивость (большой срыв) [4]. Однако даже самые малые магнитные возмущения, создаваемые токами в плазме, могут усиливаться в резонансных областях и приводить к расщеплению резонансных магнитных поверхностей с образованием островов, где удержание и нагрев плазмы могут стать более обособленными [5]. Кроме того, в стеллараторе не исключается возможность существования островной структуры в системе вложенных вакуумных магнитных поверхностей [6].

Ранее в стеллараторе "Ураган-2" обнаружены сильно нестационарные взрывные явления в плазме ("взрывающийся токовой кавитон") [7], кото-

рые возникали на так называемой экстремальной стадии разряда и сопровождались депрессией плотности и положительным скачком напряжения. Было показано [8, 9], что причина этих явлений обусловлена сильной пространственной локализацией ускорения и нагрева электронов в окрестности резонансных магнитных поверхностей. Наиболее характерными для этих процессов являются локализованные диамагнитные возмущения в плазме и интенсивные вспышки микроволнового излучения на ленгмюровской частоте ω_{pe} в то время, как в плазме было полностью подавлено свободное ускорение электронов [10, 11].

Необходимо отметить, что депрессия плотности на начальной стадии омических разрядов является хорошо известным экспериментальным фактом и впервые наблюдалась на стеллараторах В-1 и В-3 [12, 13], а также изучалась на токамаке Т-2 [14]. В качестве одной из причин увеличения диффузии частиц рассматривалась раскачка колебаний в плазме убегающими электронами, либо плазменным током [15]. Соответствующая модель локализации турбулентного нагрева плазмы на резонансных магнитных поверхностях в токамаках обсуждалась в теоретической работе [16]. В настоящее время на токамаках широкий класс явлений, сопровождающихся перестройкой магнитной конфигурации и быстрыми процессами в плазме, получил условное название неустойчивости срыва (срывы) [17].

В настоящей работе обобщаются результаты экспериментальных исследований локального энерговыделения, приводящего к неустойчивости срыва в стеллараторе "Ураган-2" при нагреве плазмы мощным импульсом тока. Показана принципиальная возможность подавления срыва при увеличении напряженности магнитного поля и перехода сильноточного разряда в режим так называемого "стресс-нагрева" вследствие перезамыкания магнитных силовых линий в турбулентной плазме.

1. ИДЕНТИФИКАЦИЯ СРЫВОВ И ОСОБЕННОСТИ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ В ТОКОНЕСУЩЕЙ ПЛАЗМЕ СТЕЛЛАТОРА

Стелларатор-рейстрек "Ураган-2" [18] имеет сильную перекрещенность магнитных силовых линий при вакуумном угле вращательного преобразования на границе плазменного шнура, равном $t_0 = 1$. Теоретически это должно было обеспечить длительное удержание горячей плазмы при $\beta_{eq} \sim 10^{-3}$. Однако при нагреве плазмы слабым квазистационарным током в стеллараторе не удается получить истинное представление об удержан-

нии плазмы из-за эффектов сильного взаимодействия плазма-стенка, ограничивающих величину тороидального "бета" на уровне $\beta_{эф} \sim 10^{-4}$.

Целью экспериментов по турбулентному нагреву плазмы мощным коротким импульсом тока было изучение условий потери равновесия и устойчивости плазмы в течение чистой фазы разряда, т.е. за времена меньшие, чем время ресайклинга газа и примесей со стенок камеры $t < 500$ мкс.

Параметры стелларатора "Ураган-2":

$$\begin{array}{ll} N = 5 \dots 20 \text{ кГц}; & r_p = 6,5 \text{ см}; \\ \bar{R} = L/2\pi = 166 \text{ см}; & l = 3; \\ L = 1035 \text{ см}; & \varepsilon = 0,14 J_B/J_{пр} = 0,56; \\ \alpha = 10 \text{ см}; & t_x = t_o + t_r = 1,0 + 0,7, \end{array}$$

параметры системы омического нагрева и плазмы:

$$\begin{array}{ll} C = 800 \text{ мкФ}; & E = 6 \cdot 10^{-3} \dots 0,2 \text{ В/см}; \\ U = 0,6 \dots 4 \text{ кВ}; & J = 1,5 \dots 20 \text{ кА}; \\ P_{он, max} \approx 4 \text{ МВт}; & \bar{n} = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}; \\ \Phi_{core} = 0,26 \text{ В-с}; & T_e = 0,03 \dots 0,5 \text{ кэВ}; \end{array}$$

число витков трансформатора 20:1; 10:1; $T_i = 0,2 \dots 0,75$ кэВ.

Стелларатор "Ураган-2" оснащен стандартной диагностической аппаратурой, позволяющей проводить спектроскопические, микроволновые, лазерные и рентгеновские измерения.

Процессы, которые в стеллараторе можно определить как неустойчивости срыва, более четко наблюдаются при относительно низких магнитных полях после длительной процедуры чистки стенок вакуумной камеры омическими разрядами. Как правило, чистые разряды со срывами в стеллараторе являются короткими по времени. В случае грязной стенки или в случае большой напряженности магнитного поля, т.е. большой величины запасенной энергии в плазме, из-за увеличения нагрузки на стенку разрядной камеры и ресайклинга финальная часть процесса срыва в стеллараторе, судя по интегральным параметрам разряда, например, плотности \bar{n} и напряжению на обходе V , всегда остается нечетко выраженной.

На рис. 1 представлены осциллограммы одного и того же разряда при низком магнитном поле $H = 7,26$ кГц, которые получены в процессе чистки стенки вакуумной камеры. Видно, что при удалении примесей со стенки и отсутствии ресайклинга газа разряд становится коротким (II). Как грязный (I), так и чистый (II) разряды имеют общий характер раз-

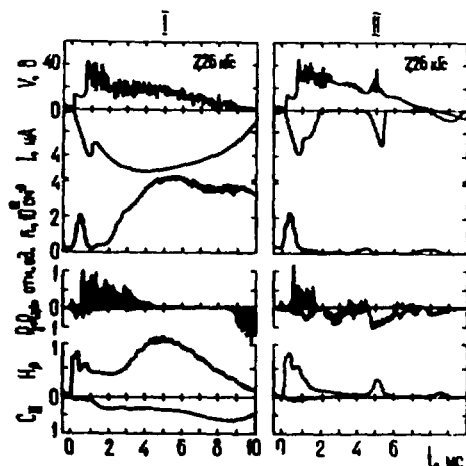


Рис. 1. Осциллограммы водородного разряда в стеллараторе в грязной - (I) и чистой камере - (II):
 V - напряжение на обходе камеры; I - ток в плазме;
 \bar{n} - средняя плотность плазмы; $P_{x\text{эл}}$ - интенсивность ионных плазменных шумов ω_{pi} на зонде; P_x - интенсивность рентгеновского излучения из мишени в плазме $E_x \approx 50$ кэВ;
 $C_{H\alpha}$, $C_{H\beta}$ - интенсивность спектральных линий водорода 4861 \AA III и углерода 4647 \AA (U = 1 кВ, 40:1, $\epsilon = 0,45$,
 $\rho = 1,4 \cdot 10^{-4}$ Торр)

вита на начальной стадии. Полная ионизация рабочего газа в объеме, ограниченном замкнутыми магнитными поверхностями, происходит за время $t = 0,4$ мс. Затем при дальнейшем росте тока в плазме в обоих случаях наблюдается депрессия плотности, приводящая в конечном итоге к ограничению тока через $t = 1$ мс. Ряд быстрых и последовательных изменений параметров разряда в чистой камере (напряжения на обходе V , тока I , плотности \bar{n} и шумов плазмы ω_{pi}) вполне могут быть определены как срывы, которые, как видно на рис. 1, (II), сопровождаются интенсивными вспышками рентгеновского излучения P_x из мишени, помещенной в плазме.

Более детальные исследования начальной стадии разряда в чистой камере показали, что развитие срыва, характеризующееся прежде всего депрессией плотности и положительным скачком напряжения на обходе ΔV , связано с перегревными эффектами в плазме.

На рис. 2 приведены осциллограммы, которые позволяют проследить развитие процесса срыва. Здесь даны ряд интегральных (V, I, \bar{n}, n_0) и локальных параметров разряда, измеряемых зондами, - магнитные возмущения ΔH_z , рентгеновское излучение с мишени P_x , СВЧ- и ВЧ-шумы

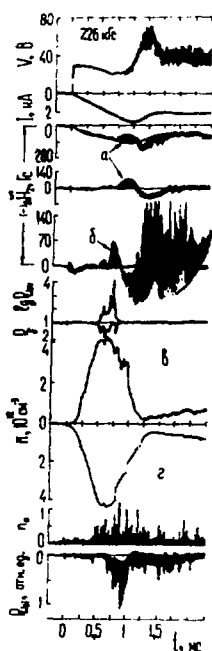


Рис. 2. Начальная стадия разряда в слабом магнитном поле для чистой камеры:

α - (-) ΔH_z - сигнал диамагнитного возмущения в плазме ($z = 4,5$ см), наложенный на наводку тока (верх), и при вычитании токовой наводки (низ) для постоянной интегрирования $\tau_i = 685$ мкс; δ - то же при постоянной интегрирования $\tau_i = 11$ мкс и фильтр RC = 11 мкс; $R_{\omega_{pe}}, R_{\omega_{pi}}$ - интенсивность шумов, регистрируемых зондами ($z = 4,5$ см) на ленгмювской частоте ω_{pe} (логарифмическая шкала) и ионной плазменной частоте ω_{pi} , а также в рентгеновском диапазоне; \bar{n} - плотность плазмы на двух противоположных линейных участках стелларатора: δ - 2 мм интерферометр, ϵ - 8 мм интерферометр; n_0 - поток нейтральных атомов перезарядки $\epsilon_i = 0,5$ кэВ. ($U = 1,5$ кВ, 40:1, $\xi = 0,45$, $p = 2,8 \cdot 10^{-4}$ Торр)

плазмы $R_{\omega_{pe}}$ и $R_{\omega_{pi}}$. Средняя плотность плазмы \bar{n} измерялась одновременно двумя интерферометрами в сечениях, расположенных на противоположных линейных участках стелларатора. Заметим, что интерферометры имели различное быстродействие: $\delta - 10^{-6}$ с, $\epsilon - 3 \cdot 10^{-5}$ с. Видно, что скачку напряжения и срыву тока предшествуют ряд повторяющихся срывов плотности, коррелированных по длине установки, величина которых порядка $\frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} \sim 10^{-1}$. Одновременно в плазме возникает локализованное диамагнитное возмущение (см. рис. 2, а, б), амплитуда которого достигает значения (-) $\Delta \bar{H}_z / H \sim 1 \dots 1,5 \cdot 10^{-2}$. Магнитные возмущения и возмущения

плотности сопровождаются генерацией ускоренных электронов и возбуждением интенсивных ленгмювских колебаний в плазме. Увеличивается поток высокоэнергетичных нейтральных атомов перезарядки из плазмы ρ_0 , увеличивается интенсивность ионных плазменных шумов.

Уменьшение амплитуды диамагнитного сигнала (см. рис. 2,а) и переход его в парамагнитный совпадает по времени с резким увеличением напряжения на обходе камеры, что соответствует началу срыва. Последующая стадия срыва, спустя $t = 1$ мс от начала разряда, сопровождается потерей плотности плазмы, а также появлением интенсивных магнитных флуктуаций на зонде, после чего разряд переходит в режим сильной внутренней МГД-активности во всем объеме плазменного шнура.

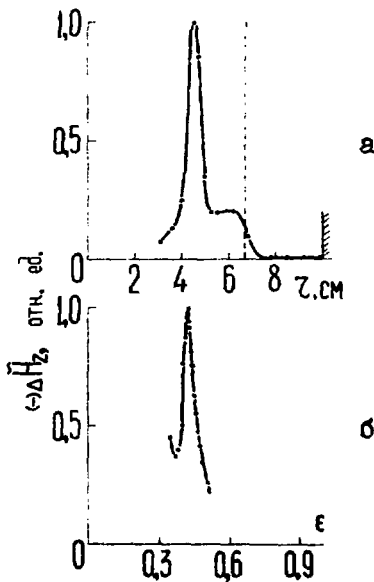


Рис. 3. Радиальное распределение диамагнитного сигнала (а) и (б) - зависимость его от поля винтовой гармоники ϵ . Пунктирная линия - крайняя неразрушенная магнитная поверхность

Важной особенностью развития процесса срыва является сильная локализация магнитных возмущений и нагрева плазмы вблизи резонансных магнитных поверхностей в стеллараторе. В частности, на рис. 3 даны радиальное распределение диамагнетизма плазмы (а) и зависимость амплитуды сигнала локального диамагнитного возмущения в плазме от величины поля винтовой гармоники ϵ (б). Наибольшая амплитуда диамагнитного сигнала наблюдается на резонансной магнитной поверхности $t_{\alpha}(r) = 0,25$ ($q = 4$). Для условий разряда рис. 1 и 2 это соответствует радиусу $r = 4,5$ см при $\epsilon = 0,42$.

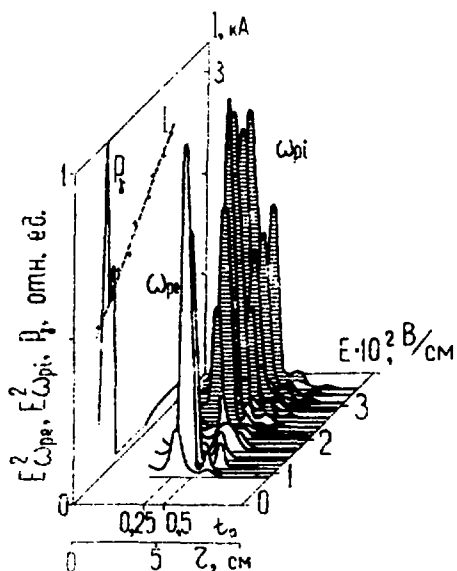


Рис. 4. Изменение спектрального состава в радиальном распределении интенсивности турбулентных шумов ω_{pe} и ω_{pi} (штриховка) от напряженности электрического поля E , а также зависимость интенсивности рентгеновского излучения P_x и тока от поля E .

В зоне аномального энерговыделения на резонансных магнитных поверхностях также локализуются ускоренные электроны, ленгмювские и ионные плазменные шумы ω_{pe} и ω_{pi} . Как показывают зависимости радиального распределения шумов от электрического поля E на рис. 4, полученные для разрядов с постоянной плотностью плазмы к моменту начала срыва, на резонансных магнитных поверхностях, где наблюдается возбуждение турбулентных шумов, с ростом напряженности электрического поля происходит перекачка энергии в спектре колебаний из области ленгмювских частот ω_{pe} к ионным плазменным частотам ω_{pi} . При этом область слабых электрических полей $E \approx 10^{-2}$ В/см $< 0,1 \cdot E_{кр}$ соответствует режиму свободного ускорения (убегания) электронов и соответственно генерации весьма интенсивных ленгмювских колебаний с очень узким спектром $\Delta\omega_{pe} \ll \omega_{pi}$ ("бегающий ленгмювский солитон") [19]. В полях $E \approx 1,5 \dots 2 \cdot 10^{-2}$ В/см $> 0,1 \cdot E_{кр}$ наблюдается срыв свободного ускорения электронов и подавление ленгмювских колебаний ω_{pe} в то время, как интенсивность ионных плазменных шумов ω_{pi} , которая обозначена на рис. 4 штриховкой, сильно растет [20, II].

Следует отметить, что характер турбулентности плазмы в течение разряда определяется величиной отношения $E/E_{кр}$ и связан с динамикой ускоренных электронов, которые также локализованы на резонансных магнитных поверхностях. В связи с этим представляют интерес данные,

полученные на стеллараторе "Ураган-2" с помощью подвижной рентгеновской мишени в плазме [9, 21]. Измерения показали, что в стеллараторе существует ряд локализованных по радиусу плазмы зон высокой рентгеновской активности, где интенсивность потока P_γ и энергия квантов ϵ_γ сильно зависят от параметров разряда. Наиболее интенсивные пстоки убегающих электронов обнаружены вблизи резонансных магнитных поверхностей при углах вращательного преобразования, равных $t_z = 0,5$ и $1,0$. Динамика зон рентгеновской активности качественно согласуется с моделью образования магнитных островов в стеллараторе.

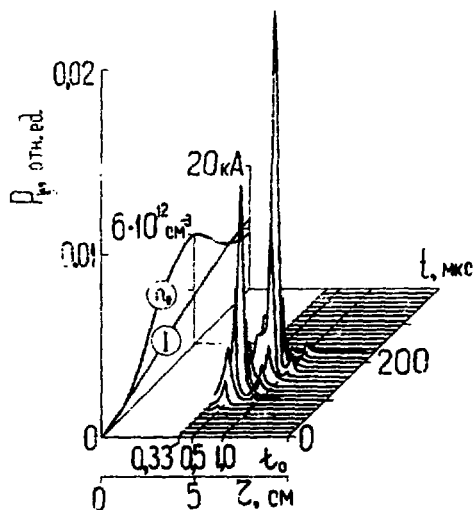


Рис. 5. Эволюция радиального распределения интенсивности жесткого рентгеновского излучения, наблюдаемого из мишени в плазме, осциллограммы тока J и плотности ($U = 4$ кВ, $20:1$, $H = 15,8$ кГс, $e = 0,56$, $p = 8,5 \cdot 10^{-5}$ Торр)

На рис. 5 показана эволюция радиального распределения интенсивности рентгеновского излучения из мишени в плазме P_γ для разряда высокого напряжения $U = 4$ кВ, $20:1$ в магнитном поле $H = 15,8$ кГс. Для сравнения интенсивность P_γ нормирована на максимальную величину сигнала, регистрируемого в разряде низкого напряжения $U = 0,8$ кВ. Видны следующие особенности: 1) ускорение сильно подавлено по отношению к разряду низкого напряжения; 2) зоны локализации максимумов интенсивности в начальные моменты времени совпадают с вакуумными резонансными поверхностями и дрейфуют по радиусу со скоростью около 10^4 см/с; 3) интенсивность P_γ и энергия квантов ϵ_γ резко падают с ростом тока и температуры плазмы и к моменту времени $t = 230$ мкс становятся ниже порога регистрации детектора $\epsilon_\gamma \sim 10$ кэВ при величине отношения $J/H \approx 0,5$ (кА/кГс).

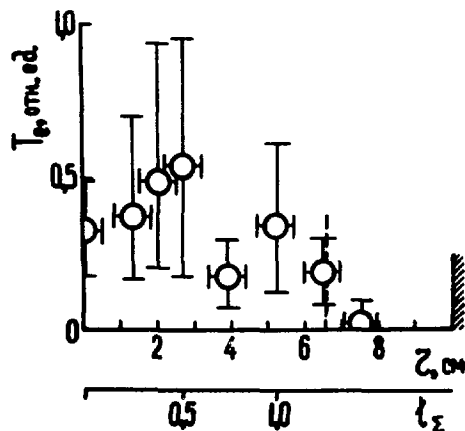


Рис. 6. Радиальное распределение электронной температуры плазмы в интервале времени $t = 250-300$ мкс по данным томсоновского рассеяния, полученное в плоскости, перпендикулярной плоскости тора, ($U = 4$ кВ, 20:1, $H = 15,8$ кГс, $\epsilon = 0,56$, $n = 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$, $p = 8,5 \cdot 10^{-5}$ Торр)

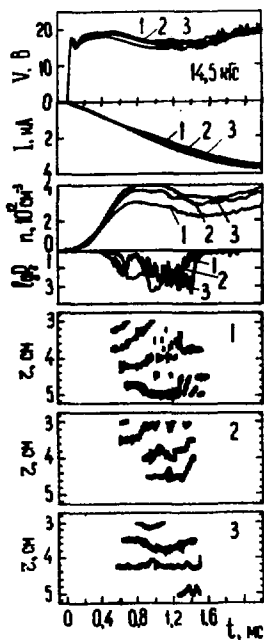


Рис. 7. Динамика зон рентгеновской активности в плазменном вихре для различных величин отношения токов продольной и винтовой обмоток магнитного поля при работе стелларатора с одним винтовым полутором: 1 - $J_{пр}/J_{в} = 6$ кА/24 кА; 2 - 6/28,6; 3 - 6/30. ($U = 1$ кВ, 40:1, $H = 14,5$ кГс, $p = 8,5 \cdot 10^{-5}$ Торр)

Исследования показали, что срыв ускорения электронов в течение разряда сопровождается диссипацией энергии ускоренных электронов в плазме, что приводит к дополнительному нагреву плазмы вблизи резонансных магнитных поверхностей.

Сильно неоднородное радиальное распределение электронной температуры плазмы T_e по данным томсоновского рассеяния после срыва

ускорения (в момент начала депрессии плотности $t = 250...300$ мкс) представлено на рис. 6, где максимумы температуры соответствуют резонансным зонам $z = 1,0$ ($r = 5,2$ см) и $z = 0,5$ ($r = 2,7$ см). Харак-

тер изменения радиального распределения и динамика зон рентгеновской активности в зависимости от амплитуды поля винтовой гармоник в стеллараторе \mathcal{E} показаны на рис. 7. Видно, что зоны могут дрейфовать как во внутрь шнура в соответствии с изменением тока \mathcal{J} и суммарного угла вращательного преобразования $\mathcal{C}_{\mathcal{E}}$, так и наружу. Наблюдаются срывы монотонного течения в потоке ускоренных электронов внутри плазменного шнура.

Таким образом, при всей сложности внутренней динамики плазмы и разряда в целом явления типа срывов в стеллараторе с сильным током есть результат перегрева плазмы в зонах магнитных резонансов, очевидно, возникающего вследствие перезамыкания магнитных силовых линий в турбулентной плазме.

2. СТРЕСС-НАГРЕВ В СТЕЛЛАРАТОРЕ

Идея "стресс-нагрева" состоит в диссипации энергии магнитного поля тока в турбулентной плазме при перезамыкании магнитных силовых линий*. Указанные особенности принципиально отличают этот тип омического нагрева от нагрева плазмы током на аномальном активном сопротивлении (турбулентный нагрев) [22, 23]. Ниже рассмотрим основные экспериментальные доказательства и закономерности перехода сильно-точного турбулентного разряда в режим "стресс-нагрева".

Ряд экспериментальных фактов, полученных на стеллараторе "Ураган-2", показывают, что для объяснения существенного увеличения скорости нарастания тока и уменьшения времени достижения его максимальной величины с ростом вводимой в разряд мощности, а также усиления роста энерговыделения как в плазме, так и на стенке разрядной камеры, необходимо учитывать эффекты несохранения полоидального магнитного потока в плазме.

Причинами несохранения потока могут быть: 1) перестройка магнитной конфигурации, например, из-за скинирования тока; 2) потеря потока из плазменного шнура вследствие разрушения магнитной конфигурации; 3) диссипация энергии магнитного потока в плазме при перезам-

* *stress* - в смысле подвергать напряжению плазменный шнур из-за перезамыкания магнитных силовых линий в части или во всем объеме плазмы.

кании магнитных силовых линий. Что касается скинирования тока, то на стеллараторе "Ураган-2" этот факт не нашел должного экспериментального подтверждения. Поэтому потеря потока из плазмы и его диссипация в плазме, как следует из данных предыдущего раздела, остаются самыми важными моментами в динамике нагрева плазмы током в стеллараторе.

Если учесть, что изменение напряжения на обходе шнура, измеряемое петлей, связано с изменением магнитного потока в плазме

$$\Delta \Phi \Big|_{t_1}^{t_2} = \int_{t_1}^{t_2} V(t) dt - \int_{t_1}^{t_2} V_0 dt, \quad (1)$$

где V - полное напряжение на петле радиусом $\bar{R} + a$; V_0 - невозмущенное напряжение на оси плазменного шнура радиусом \bar{R} , $\Delta \Phi = \Delta H_1 \pi (\bar{R} + a)^2$ - изменение потока, то при частичной потере потока положительный скачок напряжения, регистрируемый в разрядах в момент срыва (см. рис. 2, $t = 1$ мс), дает важную информацию о динамике потока.

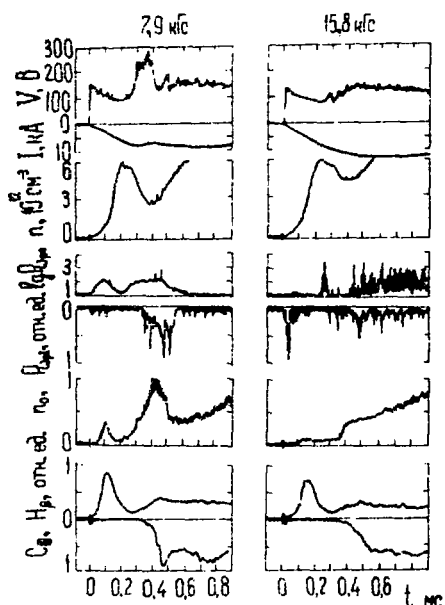


Рис. 8. Осциллограммы сильноточных разрядов для двух магнитных полей: $P_{\omega_{pe}}$ - интенсивность микроволнового излучения на частоте ω_{pe} (шкала логарифмическая), ослабление в канале при 7,9 кГц - 0 дБ, при 15,8 кГц - 20 дБ; $P_{\omega_{pi}}$ - шумы вблизи частоты ω_{pi} , регистрируемые магнитной петлей вне плазмы; P_0 - поток нейтральных атомов перезарядки $E_i \approx 0,5$ кэВ. ($U = 4$ кВ, 20:1, $H = 7,9$ кГц, $p = 1,1 \cdot 10^{-4}$ Торр; $H = 15,8$ кГц, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\epsilon = 0,56$)

На рис. 8 показаны осциллограммы сильноточных разрядов для двух магнитных полей $H = 7,9$ и $15,8$ кГц при постоянном напряжении на конденсаторной батарее омического нагрева $U = 4$ кВ, 20:1. Принципиальное различие в характере этих разрядов показывают сигналы всех датчиков. Разряды в слабом магнитном поле напоминают разряды рис. 2.

В сильном поле уменьшается положительный скачок напряжения и уменьшается провал плотности в период депрессии ($t = 0,2 \dots 0,4$ мс). Ток в этот период не испытывает ограничения. Сильно растет интенсивность микроволнового излучения из плазмы вблизи частоты ω_{pe} . Излучение становится надтепловым и нестационарным, имеет характер интенсивных коротких спорадических вспышек. С ростом магнитного поля растет температура высокоэнергетичного ионного "хвоста", как показано на рис. 9.

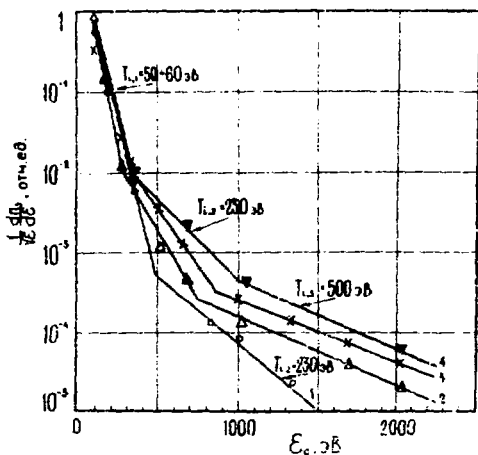


Рис. 9. Нормированные энергетические спектры ионов для различных величин магнитных полей: 1 — 7,2 кГс; 2 — 9,6 кГс; 3 — 12 кГс; 4 — 14,2 кГс (разряды серии рис. 8, $t = 200 \dots 230$ мкс, $n = 6 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$)

Результаты спектральных измерений в широкой микроволновой области частот дают ряд важных сведений о характере самой микротурбулентности плазмы и позволяют связать эволюцию этих спектров с динамикой поперечного магнитного потока. В частности, из данных рис. 10 следует, что в слабом магнитном поле центральная область плазмы не испытывает существенных возмущений при срывах, сопровождающихся скачком напряжения на обходе ΔV . Характер микроволнового излучения остается тепловым и стационарным. Максимальная величина температуры электронов плазмы в разряде, оцененная по интенсивности микроволнового излучения, достигает $T_e = 450$ эВ на плато тока ($t = 300 \dots 400$ мкс, спектры III и IV). Однако сильному возмущению подвергается периферия плазмы, где выполнено условие замагниченности $\omega_{ce} > \omega_{pe}^*$ и где при срыве наблюдаются спорадические узкополосные вспышки на дециметровых частотах $\frac{\omega_{pe}}{2\pi} = 18$ ГГц $< \omega_{pe, max}$ (см. рис. 10, II, ω_{pe}^* — пунктир). Видно также, что при выходе на плато тока вся низкочастотная область микроволнового спектра $\frac{\omega}{2\pi} < 18$ ГГц становится сильно надтепловой и нестационарной (спектры III и IV).

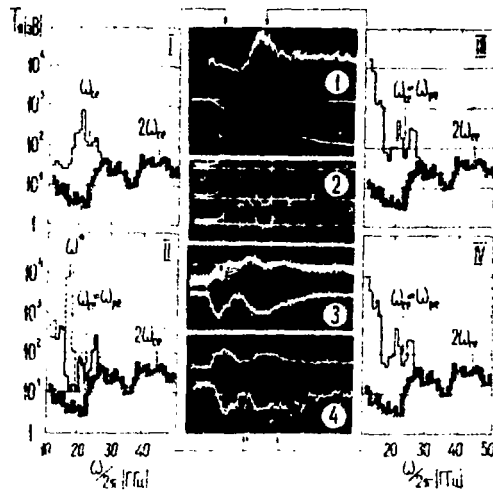


Рис. 10. Динамика спектров микроволнового излучения плазмы сильноточного разряда в слабом магнитном поле $\frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} \approx 1$, $H = 7,9$ кГс. Осциллограммы: 1 - напряжение на обходе камеры 50 В/дел, ток - 5 кА/дел и линия примеси $\text{C III } 4647 \text{ \AA}$ (пунктир); 2 - интерферограмма средней плотности, $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ между линиями; 3, 4 - микроволновое излучение на частотах 26, 21 и 23, 18 ГГц соответственно (шкала по вертикали логарифмическая 2-3-го порядка величины, масштаб развертки 100 мкс/дел). Спектры даны для моментов времени: I - 100 мкс; II - 200 мкс (пунктир), ω^* - спорадический всплеск излучения $\omega_{pe} < \omega_{pe, \text{max}}$; III - 350 мкс; IV - 450 мкс от начала разряда; штрихованная часть - пороговая чувствительность приемной системы

Качественные изменения характера микроволнового излучения вблизи ω_{pe} при срывах, такие как высокий уровень интенсивности $T_{\gamma} \sim 10^2 T_e$, нестационарность и спорадичность, позволяют предположить, что генерация интенсивных ленгмюровских колебаний ω_{pe} связана с эффектами перезамыкания магнитных силовых линий. Эти предположения полностью согласуются с динамикой ускоренных электронов, регистрируемых по рентгеновскому излучению из мишени, помещенной в плазму. Особо следует подчеркнуть, что режим генерации на тепловом микроволновом излучении вблизи ω_{pe} при сильном ослаблении сигнала второй гармоники $2\omega_{pe}$ соответствует режиму полного срыва свободного ускорения (убегания) электронов в сильных электрических полях $E > E_{кр}$ (режим сильной ионной плазменной турбулентности ω_{pe}) [10, II, 23].

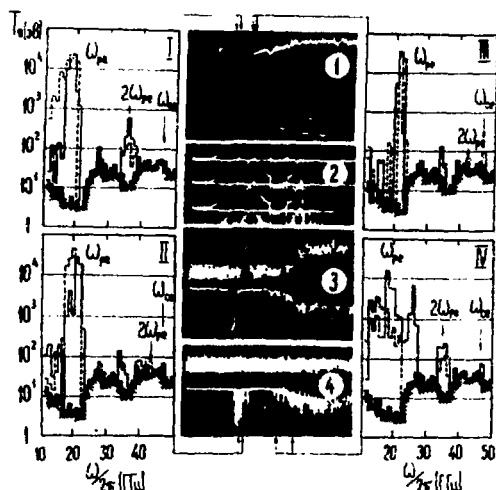


Рис. 11. Динамика спектров микроволнового излучения плазмы сильноточного разряда в сильном магнитном поле $\frac{\omega_{ce}}{\omega_{pe}} = 2,2$, $H = 17,4$ кГс. Осциллограммы: 1 - напряжение на обходе камеры 50 В/дел, ток - 5 кА/дел, и линия примеси $Si III 4647 \text{ \AA}$ (пунктир); 2 - интерферограмма средней плотности, $2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ между линиями; 3, 4 - микроволновое излучение на частотах 23, 17 и 28, 22 ГГц соответственно (шкала по вертикали логарифмическая 3-го порядка величины, масштаб развертки 100 мкс/дел). Спектры даны для моментов времени: I - 180 (пунктир), 200 мкс; II - 320 (пунктир), 350 мкс; III - 370 (пунктир), 390 мкс; IV - 450 (пунктир), 550 мкс; штрихованная часть - пороговая чувствительность приемной системы

Исследования показали, что уже при слабой степени замагниченности, когда $\omega_{ce} > 1,3 \omega_{pe, ток}$, возбуждение интенсивного надтеплового ленгмювского спектра наблюдается в центральных областях плазменного шнура. Спектры рис. 11 показывают, что в сильных магнитных полях надтепловое микроволновое излучение вблизи ω_{pe} генерируется в течение всего разряда и связано именно с плотной плазмой в центральных областях шнура. В этом случае разряд можно разделить на две стадии: начальную, от момента пробоя газа до момента срыва плотности и излома напряжения ($t < 300$ мкс), и квазистационарную, на плато тока. На начальной стадии в локализованных по радиусу плазмы малоподвижных зонах вблизи резонансных магнитных поверхностей генерируются вспышки интенсивного излучения ω_{pe} с узким спектром $\Delta \omega_{pe} \sim \omega_{pe}$ (спектры I-III). На последующей стадии возбуждается сильно нестационарный надтепловой

спектр (I_U), захватывающий широкую область частот от $0,5 \omega_{pe}$ до ω_{pe} , который соответствует стадии эффективного "перемешивания" плазмы (МГД-активность) и возбуждения колебаний во всем объеме плазменного шнура.

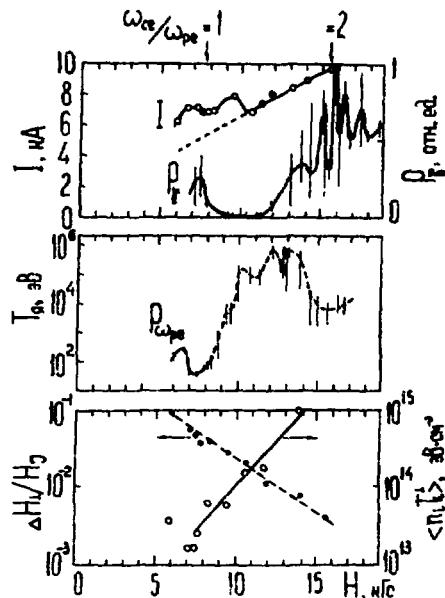


Рис. 12. Зависимости, характеризующие турбулентизацию и нагрев плазмы при заперении полоидального магнитного потока в плазме с ростом напряженности магнитного поля в сильноточных разрядах: I - ток, P_x - интенсивность рентгеновского излучения из мишени в плазме ($r = 5,7$ см) $E_y \sim 10$ кВ; T_m - яркостная температура микроволнового излучения на дециметровской частоте ω_{pe} (сплошная линия - тепловое, пунктир - надтепловое спорадическое); $\Delta H_1/H_0$ - относительная величина напряженности полоидального магнитного поля, вытесненного из плазменного шнура, $H_0 = 0,2 \cdot I / r$; $\langle n_i T_i \rangle = n_1 T_{i,1} + n_2 T_{i,2}$ - полная энергия, запасенная в ионном компоненте плазмы, $n_1 T_{i,1}$, $n_2 T_{i,2}$ - число частиц и температура основной массы ионов и горячего ионного "хвоста". ($U = 4$ кВ, 20:1, $n = 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ - const, $p = 10^{-4} \dots 8 \cdot 10^{-5}$ Торр, $t = 200 \dots 300$ мкс осциллограммы рис. 8)

Итогом наблюдений можно считать зависимость параметров сильноточного разряда от магнитного поля, которая получена на стеллараторе "Ураган-2" при постоянной плотности плазмы $n = 6 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$ и напряжении на конденсаторной батарее $U = 4$ кВ, 20:1 [10, 20]. Зависимости

рис. 12 показывают динамику перехода разрядов с сильным током из режима срывов в режим аномального энерговыделения во всем объеме плазмы при увеличении устойчивости магнитной системы стелларатора с ростом напряженности магнитного поля. Все данные относятся к характерному моменту времени в разрядах, соответствующему началу срыва и депрессии плотности плазмы (см. рис. 8). Видно, что величина тока в разрядах \mathcal{I} , достигаемая к моменту срыва, растет линейно с ростом магнитного поля H , исключая область резонанса, где $\omega_{ce} \approx \omega_{pe}$. Отсюда следует, что начало срыва соответствует достижению в разрядах предельного значения отношения $\mathcal{I}/H \approx 0,6$ при заданной величине стеллараторного параметра $\xi = 0,56$ ($\chi_0 = 1$).

Подавление срывов с ростом магнитного поля, с одной стороны, приводит к уменьшению величины отношения $\Delta N_1/N_2$, характеризующего вытеснение полоидального магнитного потока из плазмы; с другой - существенно увеличивает нагрев электронов и ионов плазмы. Как видно на рис. 12, при изменении магнитного поля всего в два раза полное энерго-содержание ионного компонента плазмы $\langle n_i T_i \rangle$, измеряемое по перезарядке нейтральных атомов при учете количества остаточных атомов в плазме, увеличивается приблизительно на два порядка величины. В свою очередь, температура "хвоста" высокоэнергетических ионов растет квадратично с ростом поля $T_{i,2} \sim H^2 \sim \mathcal{I}H$.

Уровень турбулентных шумов также существенно возрастает в плазме. Яркостная температура излучения на ленгмювской частоте $T_{\lambda} \sim P_{\omega_{pe}}$ увеличивается на 2-3 порядка величины. Характер излучения становится спорадическим. В микроволновом спектре излучения из плазмы сильно подавлены вторая гармоника $2\omega_{pe}$ и гармоники электронных циклотронных частот [10, 11]. В этих условиях интенсивность потока ускоренных электронов P_{γ} на мишень, которая находится в плазме, сильно увеличивается с ростом поля H при существенном ограничении максимальной энергии этих электронов на уровне порядка 10 кэВ.

На рис. 13 показаны осциллограммы для одного и того же разряда из серии измерений, соответствующих зависимости рис. 12. Они иллюстрируют, что в режиме аномального энерговыделения и перегрева плазмы неустойчивость срыва существенно изменяет характер поведения разряда на плато тока. Нестабильность повторяемости разряда, наблюдаемая при постоянных условиях эксперимента, свойственна только определенной величине напряженности магнитного поля, например, $H = 13,4$ кГс.

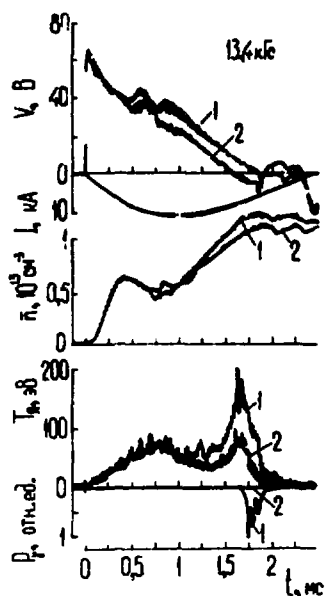


Рис. 13. Осциллограммы невозпроизводимого разряда при одинаковых начальных условиях и резонансной настройке магнитного поля (1 - без срыва, 2 - срыв):

T_2 - яркостная температура на второй циклотронной гармонике $2 \omega_{ce}$; P_γ - интенсивность жесткого рентгеновского излучения со стенки камеры ($U = 4$ кВ, $20:1$, $p = 9,3 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\epsilon = 0,56$)

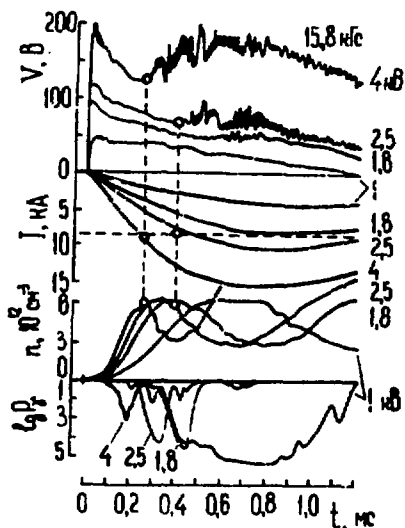


Рис. 14. Осциллограммы разрядов при различных напряжениях на конденсаторной батарее: P_γ - рентгеновское излучение из мишени (шкала логарифмическая, $r = 5,7$ см; $20:1$, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\epsilon = 0,56$; кружки - моменты срыва плотности и скачка напряжения; пунктир горизонтальный - величина критического тока)

В то же время при постоянном магнитном поле (рис. 14) с ростом напряжения на конденсаторной батарее омического нагрева U и соответственно тока в плазме J , при достижении величины отношения $J/H \approx 0,6$, что соответствует порогу эффективного нагрева ионов при $E \geq E_{кр}$, разряд переходит в режим аномального энерговыделения во всем объеме плазмы [8, 24].

Таким образом, в стеллараторе "Ураган-2" режим аномального нагрева электронов и ионов во всем объеме плазмы, очевидно, вызванный пересамканием магнитных силовых линий ("стресс-нагрев"), реализуется в условиях сильной турбулизации плазмы при пороговых значениях напряженности электрического поля $E \sim E_{кр}$ и тока в плазме $J/N \approx 0,6$, что соответствует величине добавки угла вращательного преобразования от тока на границе плазмы $t_r \approx 0,5$ при $t_0 = 1$.

Попытка проведения полномасштабного эксперимента по "стресс-нагреву" плазмы в стеллараторе "Ураган-2" для случая предельных параметров установки ($N = 20$ кГс) дала обнадеживающие результаты [8,24]. Условия этого эксперимента отличались тем, что дополнительно для создания плазмы использовалась эффективная омическая предионизация газа (водород) коротким импульсом тока. С целью уменьшения загрязнения плазмы примесями мощные разряды в стеллараторе создавались еще более короткими при $U = 4$ кВ и соотношении витков трансформатора 10:1. В плазму вводилась большая омическая мощность $P_{OH} \sim 4$ МВт. При этом не наблюдалось заметных ограничений роста плазменного тока и ионной температуры плазмы с увеличением вводимой в разряд мощности.

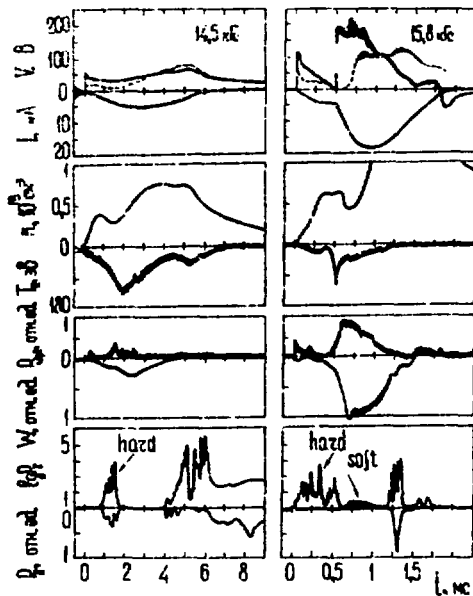


Рис. 15. Стандартный разряд (левая колонка, $U = 1$ кВ, 40:1, $p = 8,5 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\xi = 0,56$) и мощный разряд с предварительной ионизацией (правая колонка, $U = 4$ кВ, 10:1, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\xi = 0,56$). Пунктир - омическая составляющая напряжения. T_e - яркостная температура излучения на циклотронных гармониках $2 \omega_{ce}$ - в слаботоочном и $\omega = \omega_{ce}$ - в мощном разряде; I_{hard} - интенсивность жесткого (*hard*) и мягкого (*soft*) рентгеновского излучения из мишени ($r = 5,7$ см), шкала логарифмическая; I_{soft} - интенсивность жесткого рентгеновского излучения со стенки разрядной камеры шкала линейная; W - сигнал болометра; $P_{\omega pi}$ - ионные плазменные шум

На рис. 15 для сравнения приведены осциллограммы двух типов разрядов в стеллараторе, соответствующих стандартному разряду при $U = 1$ кВ, 40:1 [25] и разряду повышенной мощности с предварительной ионизацией

газа $U = 4$ кВ, 10:1 [20, 24]. Анализ показывает, что без учета факта несохранения поперечного магнитного потока весьма трудно объяснить особенности поведения разряда большой мощности при отсутствии эффектов скинирования тока и, в частности, весьма интенсивный нагрев электронов и ионов за короткое время $\Delta t \sim 0,1$ мс. На обеих осциллограммах напряжения (рис. 15) пунктиром представлена величина активной составляющей напряжения, рассчитанная в предположении, что магнитный поток не диссипирует и не теряется из плазмы. Видно, что в мощном разряде уже за первые 50 мкс после включения импульса напряжения большой амплитуды плотность плазмы испытывает депрессию, интенсивность турбулентных шумов достигает максимума и ток превышает критическое значение для развития неустойчивости срыва $J/N = 0,6$. Кажущееся противоречие состоит в том, что эффективный нагрев плазмы, о чем свидетельствуют быстрое уменьшение интенсивности жесткого рентгеновского излучения из мишени в плазме P_{γ} ($E_{\gamma} \sim 50$ кэВ) и увеличение интенсивности мягкого его компонента ($E_{\gamma} \sim 3 \dots 7$ кэВ), а также нагрев ионов идет в течение первых 100 мкс, практически, при нулевой величине активной составляющей мощности омического нагрева. Это может свидетельствовать в пользу включения диссипации энергии поперечного магнитного потока в плазме.

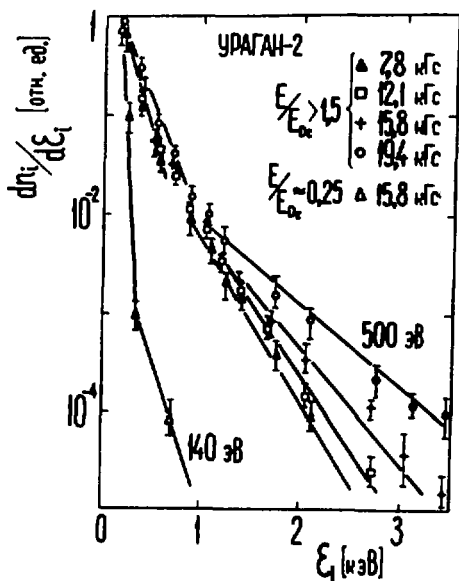


Рис. 16. Нормированные энергетические спектры ионов для различных магнитных и электрических полей в мощных разрядах с преднизацией: ($U = 4$ кВ, 10:1, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\xi = 0,56$, $l = 5,5 \cdot 10^{12}$ см², $t = 0,75$ мс осциллограммы рис. 15 - правая колонка)

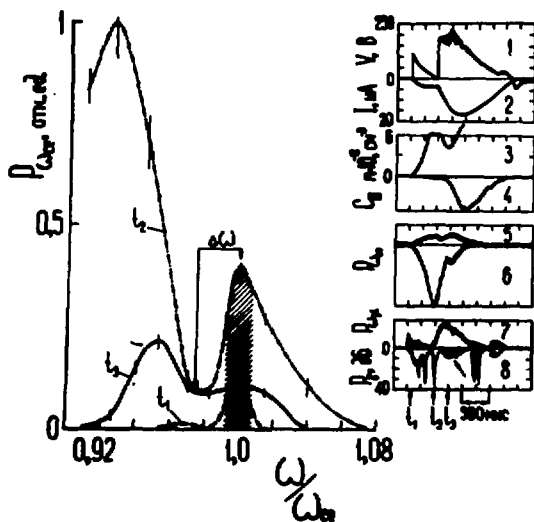


Рис. 17. Эволюция спектра первой циклотронной гармоники ω_{ce} в мощных разрядах с предионизацией. Осциллограммы: 1 - напряжение; 2 - ток; 3 - плотность; 4 - линия примеси Si III 4647 Å; 5 - $\frac{\omega}{\omega_{ce}} = 0,98$; 6 - $\frac{\omega}{\omega_{ce}} = 0,954$; 7 - интенсивность конных плазменных шумов ω_{pe} на зонде; 8 - интенсивность рентгеновского излучения из мишени ($\gamma = 5,7$ см, шкала логарифмическая; $\Delta\omega$ - смещение центра резонансной линии излучения; штриховка - ширина области резонансного циклотронного поглощения $\Delta H/H = 1,5\%$. ($U = 4$ кВ, 10:1, $H = 15,8$ кГс, $\epsilon = 0,56$, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр)

На рис. 16 показаны нормированные энергетические спектры ионов. Как и в предыдущих опытах (рис. 9), температура конного "хвоста" в мощных разрядах сильно растет с ростом напряженности магнитного поля $T_{i,2} \sim H^2$ [20]. При плотности плазмы $\bar{n} = 4 \cdot 10^{12}$ см⁻³ в магнитном поле $H = 19,4$ кГс получена конно-горячая плазма $T_{i,1} = 0,25$ кэВ, где 10% частиц имели температуру $T_{i,2} = 0,75$ кэВ. Температура ионов и число частиц резко увеличиваются при переходе через критические значения напряженности электрического поля $E \sim E_{кр}$ и тока в плазме [24].

В пользу аномально быстрого нагрева электронов в мощных разрядах на рис. 15 также свидетельствуют интенсивный интегральный поток излучения в ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской области W , измеряемый болонетром, и спектр электромагнитного излучения на первой циклотронной гармонике ω_{ce} . Эволюция циклотронного спектра во времени представлена на рис. 17. Видно, что "холодный" максимум излучения на резонан-

своей частоте $\omega = \omega_{ce}$ и одновременно наблюдаемое релятивистское красное смещение спектра из-за ускорения электронов, существующие в течение первых 20 мкс (t_2), сменяются сильным уширением и смещением всего контура резонансной линии на величину $\frac{\Delta\omega}{\omega_{ce}} = \sqrt{2\pi} \frac{T_e}{m c^2} = 2 \dots 2,5\%$ по отношению положения максимума излучения холодной плазмы при t_1 и t_2 . Это эквивалентно нагреву всех электронов плазмы до температуры $T_e \approx 5$ кэВ [26].

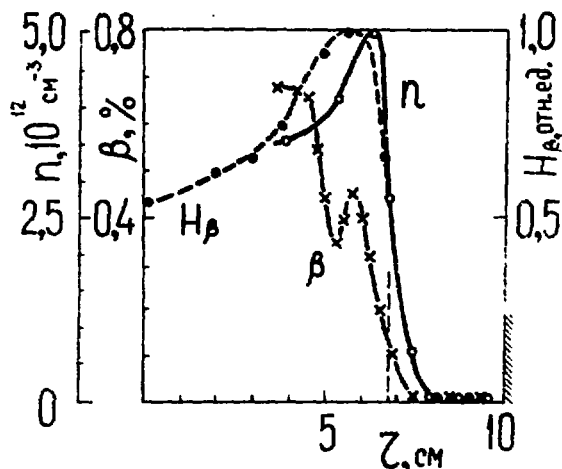


Рис. 18. Радиальное распределение локального "бета" плазмы β , плотности n и свечения линии H_β 4861 Å в мощном разряде с предварительной ионизацией газа ($U = 4$ кВ, $I_0 = 1$, $p = 9 \cdot 10^{-5}$ Торр, $\xi = 0,56$, $H = 16$ кГс, $t = 0,75$ мс, $n = 5,5 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$; пунктир - граница крайней неразрушенной магнитной поверхности в стеллараторе ($t_0 = 1$))

Об эффективном разогреве плазменного шнура как целого также свидетельствуют измерения диамагнетизма плазмы локальным магнитным зондом [24]. На рис. 18 показаны радиальные распределения "бета" плазмы β , полученные локальной магнитной петлей, а также плотности плазмы n и свечения плазмы H_β . В данном случае плотность измерена фазовым методом на длине волны $\lambda_0 = 2$ мм в зазоре между отражающим лепестком и открытым торцом волновода ($\Delta z = 4$ мм), погружаемых в плазму. Видно, что по сравнению с режимами срыва (см рис.3) в мощных разрядах диамагнетизм плазмы распределен достаточно однородно в широкой области шнура, ограниченного в стеллараторе крайней неразрушенной магнитной поверхностью (пунктир). Величина среднего по сечению шнура "бета" плазмы составляет при этом $\bar{\beta} \approx 0,5\%$.

Необходимо отметить, что в стеллараторе с сильным тском при измерениях абсолютной величины электронной температуры традиционными методами (микроволновым и лазерным) возникали серьезные затруднения. Как уже отмечалось, микроволновое излучение вблизи ленгмювской частоты ω_{pe} имеет нетепловой характер. Спектр вблизи электронных циклотронных гармоник ω_{ce} и $2\omega_{ce}$, хотя и соответствует тепловому спектру, однако имеет сильные искажения. При явных признаках нагрева электронов (по данным мягкого рентгеновского излучения и болометра) осциллограммы излучения на гармониках ω_{ce} и $2\omega_{ce}$ рис. 15, характеризующие временной ход электронной температуры $T_e \sim T_d \sim P_{\omega_{ce}}$, дают сильно заниженный результат. Наблюдаемое можно объяснить тем, что на стеллараторе в области линейного участка, где проводились измерения, при достаточно высокой степени однородности магнитного поля $\Delta H/H = 1,5\%$ вследствие сильного нагрева электронов плазмы происходит уход частоты излучения из зоны резонансного поглощения (см. рис. 17). Это обстоятельство в данных экспериментах не позволяло измерять температуру электронов непосредственно по абсолютной интенсивности теплового излучения вблизи циклотронных гармоник.

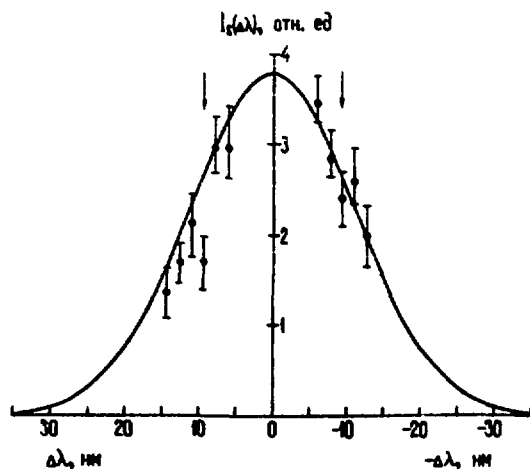


Рис. 19. Сравнение спектра сигналов томсоновского рассеяния лазерного излучения в плазме (кружки) с гауссовским спектром (сплошная линия) для слаботочных разрядов (левая колонка рис. 15)

Спектр томсоновского рассеяния лазерного излучения в плазме стелларатора "Ураган-2" также сильно искажен по сравнению с гауссовским спектром. В настоящее время этот факт хорошо известен на токамаках и стеллараторах [27-29].

На рис. 19 представлен спектр томсоновского рассеяния в плазме стандартного омического разряда на плато тока $t = 3,9$ мс, (см. рис. 15,

левая колонка), который является иллюстрацией сказанного. Видно, что экспериментальные точки удовлетворительно ложатся на гауссовскую кривую, соответствующую температуре электронов $T_e = 65$ эВ. Однако в области малых смещений $\Delta\lambda = \pm 10$ нм, отмеченных стрелками, симметрично на красном и фиолетовом крыльях спектра наблюдается выпадение экспериментальных точек вниз. Эффект деформации спектра рассеяния усиливается на ранних стадиях разряда, при приближении к центральным областям шнура, а также с ростом вводимой в разряд омической мощности (рис. 20). Обращает на себя внимание стационарный характер наблюдаемого эффекта возмущения электронной функции распределения в области малых энергий для частиц с фазовой скоростью $V_{\varphi} \sim 0,5V_{Te}$. Если предположить, что эффект вытеснения частиц из области малых фазовых скоростей связан с развитием мелкомасштабной стационарной турбулентности, то, в частности, по данным рис. 19 степень турбулентности плазмы имеет достаточно высокий уровень $W/\pi T \sim 1,5 \cdot 10^{-2}$, что может соответствовать напряженности электрического поля флуктуаций $\tilde{E}_r \approx 3,6$ кВ/см. Сам по себе эффект деформации функции распределения электронов в плазме с током является исключительно важным для дальнейшего изучения природы мелкомасштабной турбулентности и механизма термализации энергии потоков частиц и волн в плазме.

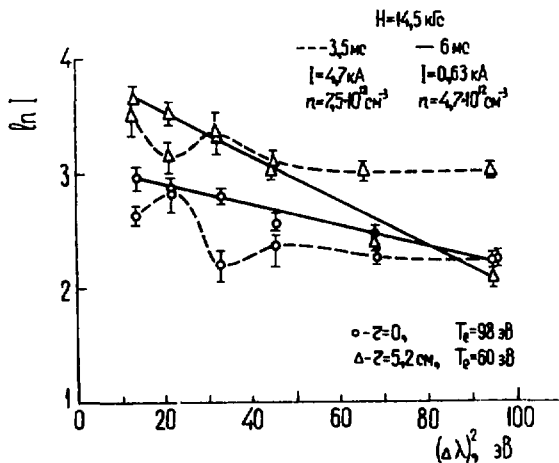


Рис. 20. Спектры лазерного рассеяния (красное крыло) в слаботочном разряде для различных моментов времени и различных радиусов (левая колонка рис. 15)

Таким образом, суммируя результаты предварительных экспериментов в стеллараторе "Ураган-2" в условиях, характерных для перезамыкания магнитных силовых линий и осуществления "стресс-нагрева", обусловлен-

ных динамикой полоидального магнитного потока в плазме, можно заключить, что на стеллараторе удастся ввести в плазму большую омическую мощность $P_{OH} \approx 3,8$ МВт и за весьма короткое время 350 мкс поднять величину газокинетического давления плазмы до предельных значений $\bar{\beta}_{max} \sim 0,6 \dots 0,8\%$. Наблюдается удовлетворительное согласие в оценке величины газокинетического давления плазмы в стеллараторе по данным спектров электронно-циклотронного и рентгеновского излучения, а также по диамагнитным измерениям локальным зондом [8, 24], которые показали наличие диамагнетизма плазмы в достаточно широкой области плазменного шнура.

ВЫВОДЫ И ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В плазме стелларатора "Ураган-2" с сильным током обнаружена неустойчивость типа срыва. Установлен пороговый характер развития неустойчивости как функции отношения J/N и $E/E_{кр}$. Показано, что для стелларатора с углом прокручивания на границе плазмы $\tau_0 = 1$ порог неустойчивости соответствует величине $J/N \approx 0,6$ (кА/кГс) при $E > E_{кр}$ и добавке угла вращательного преобразования током, равной $\tau_T \approx 0,5$.

2. Установлена связь между изменением полоидального магнитного потока в объеме плазменного шнура и аномальным нагревом электронов и ионов плазмы. Исследована динамика спектра турбулентных шумов в зависимости от напряженности электрического и магнитного полей. Обнаружена перекачка энергии в спектре колебаний из области ленгмюровских частот ω_{pe} к ионным плазменным частотам ω_{pi} с ростом электрического поля, а также аномальное уширение надтеплого ленгмюровского спектра ω_{pe} при запираии полоидального магнитного потока в объеме шнура и сильном перемешивании перегретых зон с ростом напряженности магнитного поля.

3. Идентифицированы зоны аномального энерговыделения в плазме. Обнаружена пространственная локализация ускорения и нагрева электронов на резонансных магнитных поверхностях, связанных как с вакуумной, так и возмущенной током магнитной конфигурацией стелларатора.

4. Результаты исследований позволяют предположить в качестве возможной причины срывов в стеллараторе потерю локального равновесия плазмы вследствие аномального энерговыделения и перегрева областей плазмы вблизи резонансных магнитных поверхностей при перезамыкании магнитных силовых линий в турбулентной плазме.

5. На стеллараторе "Ураган-2" показана принципиальная возможность подавления неустойчивости срыва с ростом напряженности магнитного поля и перехода турбулентного разряда в режим так называемого "стресс-нагрева", где энерговыделение возможно во всем объеме шнура вследствие перезамыкания магнитных силовых линий. В указанном режиме нагрева в плазму с плотностью $4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ введена омическая мощность 3,8 МВт и получена величина среднего по сечению шнура "бета" плазмы порядка $\bar{\beta} \sim 0,5\%$ при $T_e \approx 5 \text{ кэВ}$ и $n = 16 \text{ кГс}$. Максимальная величина ионной температуры, оцененная по "хвосту" ионной функции распределения методом перезарядки нейтральных атомов, достигла величины $T_{i,2} = 0,5 \text{ кэВ}$. Процесс развития мощного импульсного разряда в стеллараторе характеризуется тем, что нагрев изолированных зон внутри шнура вблизи резонансных магнитных поверхностей сменяется сильным перемешиванием зон и разогревом шнура как целого.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадомцев Б.Б. О неустойчивости срыва в токамаках. - Физика плазмы, 1975, т. 1, вып. 5, с. 710-715.
2. Сыроватский С.И. Динамическая диссипация магнитного поля и ускорение частиц. - Астрономический журнал, 1966, т. 43, с. 340.
3. Малых Н.И., Перепелкин Н.Ф., Уткина Л.А., Ямпольский Е.С. Исследование турбулентной плазмы методом некогерентного рассеяния миллиметровых волн. - Атомная энергия, 1968, т. 25, вып. 1, с. 3-9.
4. Горбунов Е.П., Разумова К.А. Влияние магнитного поля на магнито-гидродинамическую устойчивость плазмы и удержание заряженных частиц в установке "Токамак". - Атомная энергия, 1963, т. 15, № 5, с. 363-370.
5. Pyatov V.N., Shiskin A.A. Modification on Pfirsch-Schluter particle diffusion by resonant magnetic perturbation. - Nucl.Fusion, 1979, vol. 19, N 6, p. 831-837.
6. Gourdon C., Marty D., Maschke E., Dumont J. Configuration du type stellarator avec puits moyen et cisaillement des lignes magnetiques. - In: Plasma Phys. and Cont. Nucl. Fusion Res., 1969, Vienna, vol.1, p. 847-861.
7. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Petviashvili V.I., Vasil'ev M.P. Superfine structure of UHF spectrum of exploding current caviton. - In: 8th Eur. Conf. Contr. Fusion and Plasma Phys., Prague, 1977, vol.1, p. 144.

8. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Vasil'ev M.P. et al. The dynamics of microprocesses and current turbulent heating of a plasma in "Uragan-2" stellarator. - In: The 3d stellarator workshop. Moscow 21-23 September 1981, vol.1, p. 61-67.
9. Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Арсеньев А.В. и др. Пространственная локализация ускорения и нагрева электронов при пробое газа омическим током в стеллараторе "Ураган-2". - Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, вып. 15, с. 919-924.
10. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Slavnyj A.S. et al. Current turbulent ion heating in modulational instability regime and caviton transport dynamics in a stellarator in a high magnetic field. - In: 9th Eur. Conf. Contr. Fusion and Plasma Physics. Oxford (U.K.) 1979, BP31, p. 85.
11. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Volkov E.D. et al. Restriction and suppression of electron runaway in a stellarator during ohmic heating of a magnetized plasma. - In: 11th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Aachen (FRG), 1983, vol.7D, part 1, D-17, p. 243-246.
12. Ellis R.Q., Goldberg L.P., Gorman J.G. Loss of charge particles in stellarator during ohmic heating. - Phys. Fluids, 1960, vol. 3, N 3, p. 468-473.
13. Stodiek W., Ellis R.Q., Gorman J.G. Loss of charged particles in a stellarator. - Nucl. Fusion, 1962, Suppl. pt.1, p. 193-198.
14. Горбунов Е.П., Долгов-Савельев Г.Г., Муховатов В.С. и др. Исследование тороидального разряда в сильном магнитном поле. - ЖТФ, 1960, т. 30, с. 1152.
15. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М.: ДМ, 1961, 467 с.
16. Рудаков Л.И. Механизмы турбулентного нагрева и потерь в токамаках. - В кн.: Исследования по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Т. 2. Вена: МАГАТЭ, 1971, с. 235-245.
17. Мирное С.В. Физические процессы в плазме токамака. М.: Энергоиздат, 1983, 185 с.
18. Дикий А.Г., Кузнецов Ю.К., Павличенко О.С. и др. Термоизоляция и удержание плазмы в стеллараторе "Ураган". - В кн.: Исследования по физике плазмы и управляемому термоядерному синтезу. Т. 2. Вена: МАГАТЭ, 1975, с. 45-61.

19. Петвиашвили В.И., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А. и др. Двумерные ленгмюровские солитоны и дискретность спектра СВЧ-излучения из плазмы при $\omega_{ce} > \omega_{pe}$. - ЖЭТФ, 1980, т. 79, вып. 39, с.828-835.
20. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Slavyuj A.S., Vasil'ev M.P., et al. The dynamics of microprocesses and current turbulent heating of ions in "Uragan-2" stellarator. - In: Res. Rep. IPPJ-548, Oct. 1981, Nagoya, Japan.
21. Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Швец О.М. и др. О пространственной локализации убегающих электронов на резонансных магнитных поверхностях в стеллараторе. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 84-2, Харьков, 1984.
22. Завойский Е.К., Рудаков Л.И. Турбулентный нагрев плазмы. - Атомная энергия, 1967, т. 23, вып. 5, с. 417-431.
23. Волков Е.Д., Перепелкин Н.Ф., Супруненко В.А., Сухомлин Е.А. Коллективные явления в токонесущей плазме. - Киев: Наукова думка, 1978, 186 с.
24. Perepelkin N.F., Suprunenko V.A., Vasil'ev M.P., Slavyuj A.S. et al. The distinguishing feature of plasma heating by high turbulent current in "Uragan-2" stellarator. - In: 10th Eur. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys., Moscow (USSR), 1981, vol.1, E-12.
25. Гутарев Ю.В., Дикий А.Г., Пашнев В.К. и др. Динамика токового разряда в стеллараторе "Ураган-2". Препринт ХФТИ 84-15, М.: ЦНИИатоминформ, 1984.
26. Arsen'ev A.V., Vukov V.E., Bocharov V.K. et al. Plasma heating and confinement in the Kharkov stellarators. - In: Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., Baltimore (USA) 1982, vol.11, p. 227-240. Vienna, 1983.
27. Pieroni L., Segre S.E. Observation of non-Maxwellian electron distribution functions in the Alcator device by means of Thomson scattering and their interpretation. - Phys. Rev. Lett., 1975, vol.34, N 15, p. 928.
28. Bartimo R., Buratt P., Pieroni L., Tadusco O. Non-thermal electron distribution function in Frascati tokamak. - In: 9th Eur.

Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys. Oxford (U.K.) 1979, vol.1,
в 2.5.

29. Блох М.А., Ларионова Н.Ф. Наблюдение немаксвелловских распределений электронов по скоростям в плазме стелларатора Л-2 методом лазерного рассеяния. - Физика плазмы, 1981, т. 7, вып. I, с.57-63.

Николай Федорович Перепелкин, Александр Владимирович Арсеньев,
Михаил Петрович Васильев, Евгений Дмитриевич Волков,
Владимир Григорьевич Коновалов, Валентин Десятилович Коцубаянов,
Борис Васильевич Кравчин, Анатолий Егорович Кулага,
Анатолий Порфирьевич Литвинов, Александр Семенович Славный

ПРОБЛЕМА ЛОКАЛЬНОГО ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТЬ СРЫВА
В СТЕЛЛАРАТОРЕ С ТУРБУЛЕНТНЫМ ТОКОМ "УРАГАН-2". (СТРЕСС-НАГРЕВ)

Редактор, корректор Т.И.Бережная

Подписано в печать 24.01.85. Т-01361. Формат 60x84 1/16.

Офсетная печать. Усл.п.л. 2,0. Уч.-изд.л. 1,7. Тираж 270. Заказ № 229.

Цена 25 коп. Индекс 3624.

Отпечатано в Харьковском ордена Ленина
и ордена Октябрьской Революции физико-техническом институте.
310108. Харьков, ул. Академическая, 1

25 коп.

Индекс 3624

Препринт, 1985, 1-28.