

Ордена Ленина

ИАЭ-2291

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

*В. А. Вершков, С. Е. Лысенко.*

*И. Б. Семенов, А. Ф. Щербак*

**Поведение плазмы  
в установке Токамак - 4  
при больших токах разряда**

Москва 1973

ОРДЕНА ЛЕНИНА  
ИНСТИТУТ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ им. И.В.КУРЧАТОВА

В.А.Вериков, С.Е.Лысенко,  
И.Б.Семенов, А.Ф.Щербак

ПОВЕДЕНИЕ ПЛАЗМЫ В УСТАНОВКЕ ТОКАМАК-4  
ПРИ БОЛЬШИХ ТОКАХ РАЗРЯДА

М о с к в а  
1978

Ключевые слова:

физика плазмы, эксперимент, Токамак-4, бесстолкновительный режим, большие токи, колебания плазмы, параметры разряда, примеси, энергобаланс.

#### А Н Н О Т А Ц И Я

Сообщаются результаты экспериментов на установке Токамак-4 при больших токах разряда (90-240 кА). Показано, что колебания плазмы могут приводить к уходу частиц. Приводятся зависимости времени сохранения энергии от параметров разряда. Подчеркивается, что примеси, идущие с диафрагмы, при увеличении энергонапряженности разряда будут оказывать большое влияние на энергобаланс плазмы.

Техн. редактор Е.Д.Маркова

T-10257.11.07.73г.Формат 60x90 1/8

Уч.-изд.л.1,24.Тир.250.Зак.12176

ОНТИ, ИАЭ

Основной целью экспериментов являлось получение и изучение плазмы в бесстолкновительном режиме, т.е. когда времена обращения тороидально запертых ионов по "банановым" траекториям меньше, чем характерные времена соударений. Вместе с тем теория предсказывает [1], что для таких режимов целый ряд макроскопических характеристик плазмы должен измениться по сравнению с режимами "плато", которые были характерны для токамаков до сих пор.

Ранее проведенные эксперименты [2] показали, что шнур остается макроскопически устойчивым вплоть до  $q = 2$ , где  $q = \frac{H_z \cdot a^2}{a \cdot J \cdot R}$  ( $a$  - малый,  $R$  - большой радиусы плазмы,  $H_z$  - продольное поле,  $J$  - разрядный ток). В связи с этим возникала возможность при увеличении разрядного тока пройти дальше в бесстолкновительную область. В настоящей работе описаны результаты этих экспериментов, кроме данных по ионной компоненте, приведенных в [3].

#### МЕТОДИКИ ИЗМЕРЕНИЙ

Проводился стандартный комплекс измерений [4], из которого определялся ток  $J$ , смещение шнура  $\Delta$ , энергия плазмы  $E$  и величина  $\beta = \frac{8\pi n_e (T_e + T_i)}{H_z^2}$ , концентрация  $n_e$ , проводимость плазмы  $\sigma$ , время сохранения энергии  $\tau_E$  и ряд других характеристик (при всех расчетах  $a = 16$  см).

Электронная температура  $T_{ex}$  определялась по мягкому рентгеновскому излучению (3+12 кэв) методом фильтров [5]. Анализ спектра проводился с помощью  $Al$  фольг 20+80 мк, установленных на быстровращающийся диск. Это дало возможность определять поглощение в 5 фольгах практически одновременно, т.е. за время, меньшее  $\tau_E$ . Зависимости коэффициента ослабления от толщины фольги для трех режимов приведены на рис.1. Видно, что они хорошо ложатся на расчетные кривые. Измерения мягкого рентгена проводились одновременно по 3 хордам (причем положение одного из каналов можно было менять от разряда к разряду, что давало возможность оценить распределение температуры по радиусу).

Поверхностные моды колебаний исследовались магнитными зондами [6]. Кроме того, проводились болометрические и спектральные измерения.

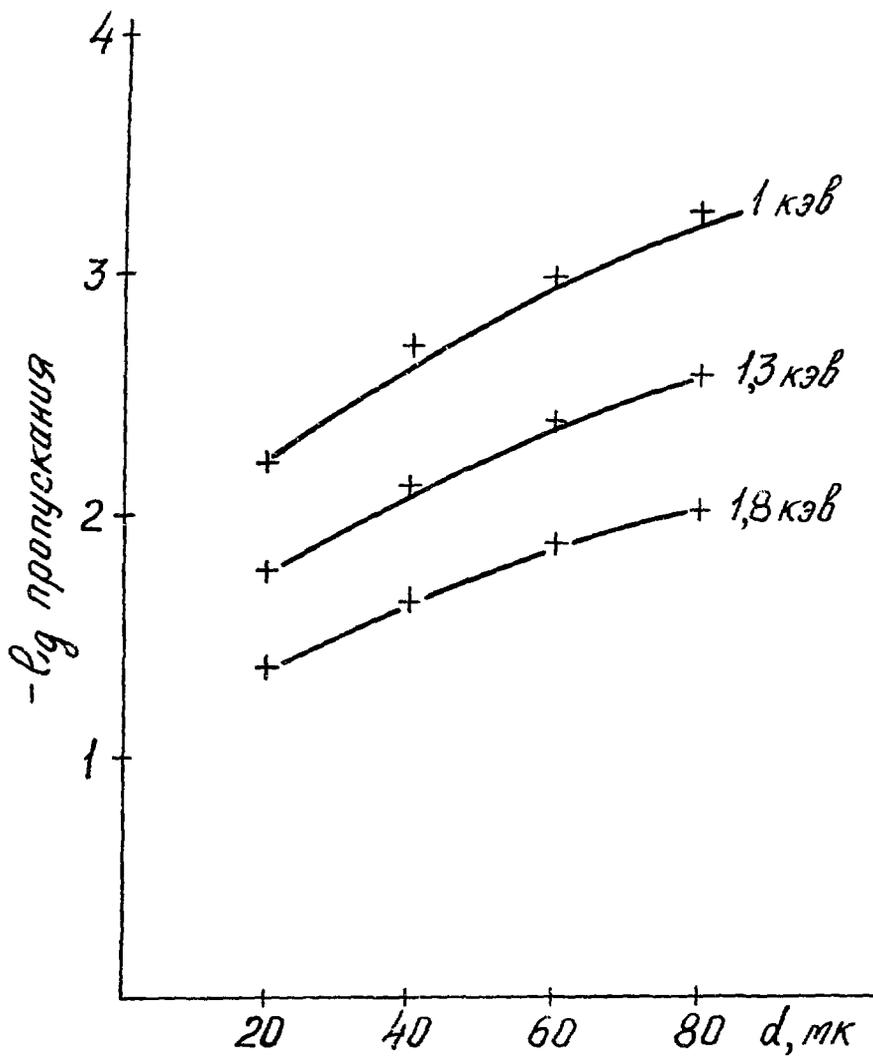


Рис.1. Зависимость  $-lg$  пропускания Al фольг от их толщины. Сплошные кривые - расчет, точки - экспериментальные данные для нескольких разрядов.

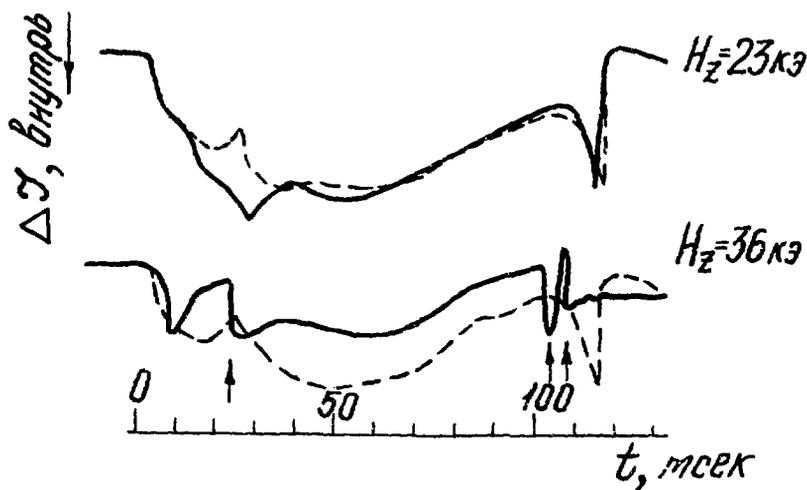


Рис.2. Сигналы зондов, характеризующие смещение плазмы для последовательных кадров ( $J = 150 \text{ ка}$ ,  $H_z = 23$  и  $36 \text{ кэ}$ ). Стрелками обозначены моменты неустойчивости срыва.

## УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Работа проводилась в следующем диапазоне изменения параметров: ток разряда от 90 до 240 кэ, магнитное поле  $H_z$  от 25 до 40 кэ,  $\varphi$  от 6 до 2, начальное давление газа от 1 до  $5 \cdot 10^{-4}$  торр. Перед работой проводился длительный прогрев камеры с последующей тренировкой частыми разрядными импульсами.

Следует отметить, что работа установки характеризовалась очень большим разбросом и неповторяемостью отдельных импульсов. Внешне этот разброс выражался в различии временного хода сигналов зондов смещения,  $\beta$ ,  $n_e$ ,  $T_e$ . На рис.2 приводятся осциллограммы сигналов зондов смещения для четырех последовательных кадров. Первые две сняты при продольном поле в 23 кэ. Видно, что различие в них наибольшее в начальной стадии процесса. Потом поле  $H_z$  было поднято до 36 кэ. В первом разряде (пунктир) это сказалось сравнительно слабо, но уже следующий кадр носит совсем иной характер.

Невоспроизводимость, по-видимому, связана с большой критичностью режима, особенно пробоя и стадии формирования, к небольшим неконтролируемым изменениям условий. Объяснить такую критичность можно следующими факторами:

- 1) плохие вакуумные условия - остаточный вакуум  $1 \cdot 10^{-6}$  торр из-за течи в камере;
- 2) возможное присутствие примеси в напускаемом газе;
- 3) влияние диафрагмы.

Все перечисленные факторы ведут к изменению состояния лайнера, а следовательно, к изменению взаимодействия плазмы со стенкой, которое, по-видимому, наиболее существенно в начальной стадии формирования разряда.

В частности, в экспериментах с большой энергонапряженностью особенную важность приобретает вопрос взаимодействия плазмы с диафрагмой. На рис.3 приведена фотография части лайнера Т-4 с диафрагмой, которая сделана из вольфрамовых пластин толщиной 3 мм. Из-за того что плазменный шнур мог смещаться в экваториальной плоскости, а также из-за выхода ускоренных пучков на внешний край диафрагмы, в этом месте была сделана массивная вставка, состоящая из двух пластин, расположенных под углом  $150^\circ$  друг к другу. Такое расположение позволило снизить удельное энерговыделение на поверхность диафрагмы. Однако после 1500 разрядов диафрагма оказалась сильно распыленной. По-видимому, на нее падал пучок ускоренных электронов, вольфрам вскипал и разбрызгивался по камере. На фотографии видны капли, осевшие на поверхность лайнера.

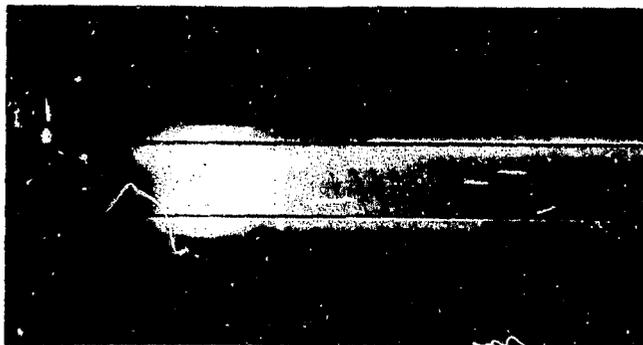
На рис.4 показана фоторазвертка свечения плазмы в начальной стадии разряда. Она снималась через вертикальную щель снаружи от плазменного шнура. Горизонтальные полоски на снимке могут быть следами пылинок или капель вольфрама, попавших в плазменный шнур.

## ПОВЕДЕНИЕ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЛАЗМЫ

Одним из проявлений невоспроизводимости разряда было различное поведение концентрации. На рис. 5 приведены графики временного хода концентрации для 6 кадров. При одинаковых начальных условиях  $n_e$  могла спадать, оставаться на постоянном уровне или расти. При малых давлениях ( $< 2 \cdot 10^{-4}$  торр) спад концентрации не наблюдался, при больших давлениях ( $2-5 \cdot 10^{-4}$  торр) мог быть как спад, так и рост  $n_e$ . При этом при малых полях  $\sim 25$  кэ рост не наблюдался, при полях  $H_z \sim 30-40$  кэ мог быть как рост, так и спад. В этом случае, если в начале разряда была слабая неустойчивость срыва и далее разряд оставался микроскопически устойчивым, то спад либо задерживался, либо наблюдался рост концентрации. Смещение для такого кадра изображено на рис.2 (сплошная кривая  $H_z = 36$  кэ). Моменты срывов обозначены стрелками.



Рис.3. Диафрагма установки Т-4 с частью лайнера. Расстояние между гофрами силфона 2 см.



↑                    5 мсек                    ↑                    ↑                    ↑  
подача                    ПЫЛИНКИ  
напряжения

Рис.4. Фоторазвертка начальной стадии разряда. Видны колебания плазмы и следы летящих капель или пылинок.

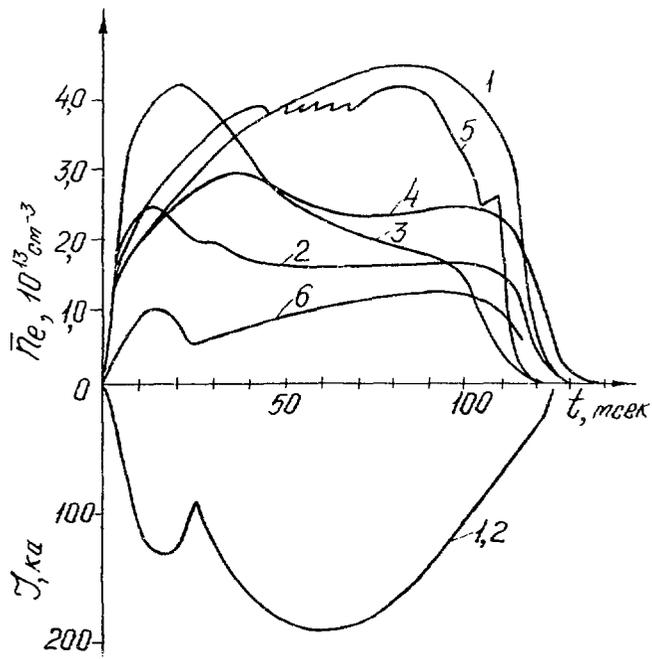


Рис.5. Ход концентрации во времени. Для сравнения даны осциллограммы токов.

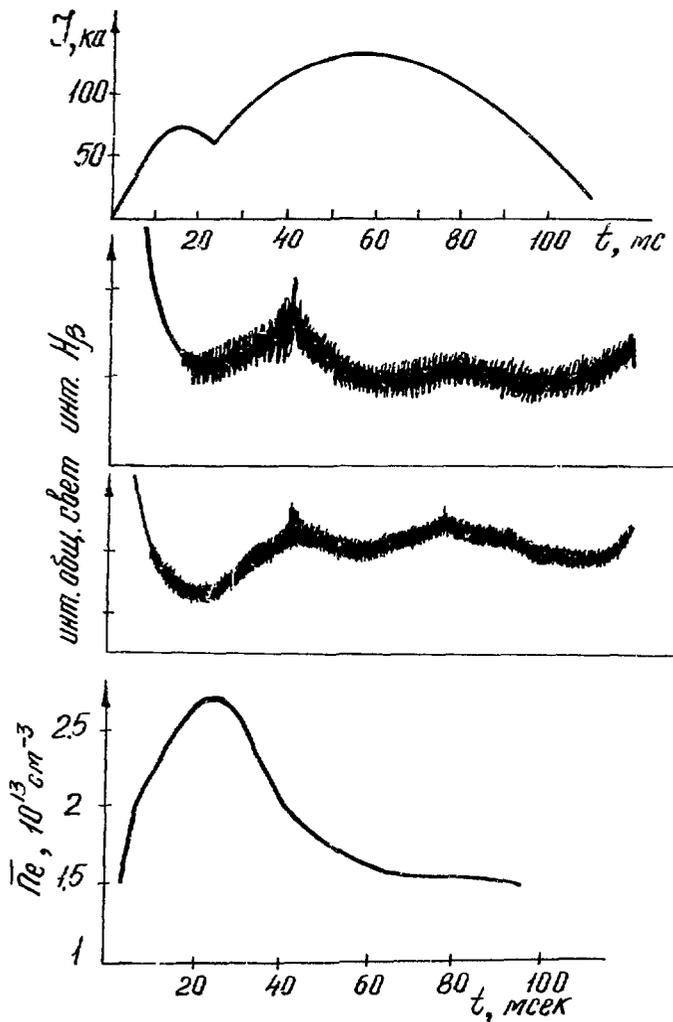


Рис.6. Ток разряда, свечение линии  $H\beta$  и общего света плазмы, концентрация плазмы.

В режимах со спадом шнур смещен внутрь камеры, а величина  $\beta$  и  $T_c$  после спада меньше, чем в режимах с ростом концентрации.

Спад плотности может быть связан либо с развитием неустойчивости и ухудшением удержания, либо с изменением притока со стенок.

На рис. 6 приведен ток разряда, временной ход средней концентрации плазмы, свечения линии  $H\beta$  и интегрального света. Видно, что спад не сопровождается уменьшением сигнала  $H\beta$ , который может быть связан с притоком, наоборот, свечение в момент спада несколько больше, чем в стационарной стадии. Это, казалось бы, говорит о том, что причиной спада является ухудшение удержания частиц. Рассмотрим несколько конкретных режимов со спадом  $n_e$ , изображенных на рис. 7-10.

Первые три рисунка относятся к режимам с  $q_{min} = 2+3$ , в четвертом  $q_{min} = 4$ . Обращает на себя внимание различие в поведении рентгеновских сигналов в разных кадрах, причем оно особенно сильно на нарастании тока, т.е. именно там, где происходит спад плотности. Более того, наблюдается корреляция между поведением рентгена, концентрацией и колебаниями, регистрируемыми магнитными зондами.

На рис. 7 приведен характерный кадр со спадающей плотностью. Видно, что процесс проходит в несколько этапов. Сначала наблюдается рост плотности, связанный с начальной ионизацией, а также интенсивности рентгеновского излучения в центре и на периферии плазмы. Затем плотность перестает расти, одновременно перестает расти излучение из периферических областей шнура. На зондах видны колебания с модой  $m = 3$ . Но излучение из центра плазмы продолжает расти с прежней скоростью, это означает, что профиль рентгеновского излучения обостряется. К моменту второго нарастания тока получается острый пик рентгеновского излучения по центру (сигнал канала  $-5$  см меньше в 20 раз сигнала в центре). В этот момент плотность и излучение из центра начинают неожиданно падать, причем если остановку роста и можно связать с изменением притока, т.к. в этот момент интенсивности интегрального света и линии углерода CIII выходят на стационарный уровень, то спад не сопровождается никакими изменениями на световых характеристиках и на излучении с периферии плазмы. Изменяются только плотность и рентгеновский сигнал из центра. Заканчивается спад развитием сильных колебаний необычной структуры, которую назовем модой  $m = 3$ . При этом наблюдается излом на всех осциллограммах разряда.

На рис. 8 приведен режим, в котором колебания  $m = 3$  развиваются очень сильно. Видно, что это приводит к значительному росту напряжения и свечения линии CIII. Плотность в этот момент продолжает падать, а рентгеновский сигнал минимален. Из рисунка также видно, что в течение всего времени спада температура  $T_{ex}(0)$  мало меняется и только после окончания колебаний  $m = 3$  наблюдается резкий рост температуры.

Переход от роста концентрации к спаду может происходить и более резко. Такой случай изображен на рис. 9. Характерно, что и в этом случае одновременно наблюдается излом на сигнале излучения из центра плазмы, а в момент спада развиваются колебания с  $m = 2$ .

При низком магнитном поле получить рост концентрации не удавалось. Но при большом (порядка 40 кэ) магнитном поле мог быть как спад, так и рост. В режиме, изображенном на рис. 10, минимальное значение  $q = 4$ , но тем не менее временной ход концентрации, рентгена, свечения линии CIV и интегрального света очень похожи на предыдущие режимы. Так, в момент  $\tau_1$  происходит остановка роста  $n_e$  и излучения с периферии шнура. В момент  $\tau_2$  начинается спад, который сопровождается уменьшением рентгеновского излучения из центра. После спада наступает стационарная часть разряда, причем электронная температура, оставшаяся постоянной во время спада, начинает расти. Одновременно наблюдаются колебания с  $m = 3$  и  $m = 2$ .

Необходимо отметить, что перед спадом получается очень острый профиль рентгеновского излучения. Распределения электронной температуры и концентрации по сечению в этот момент довольно широкие. Это означает, что происходит сильная концентрация при-

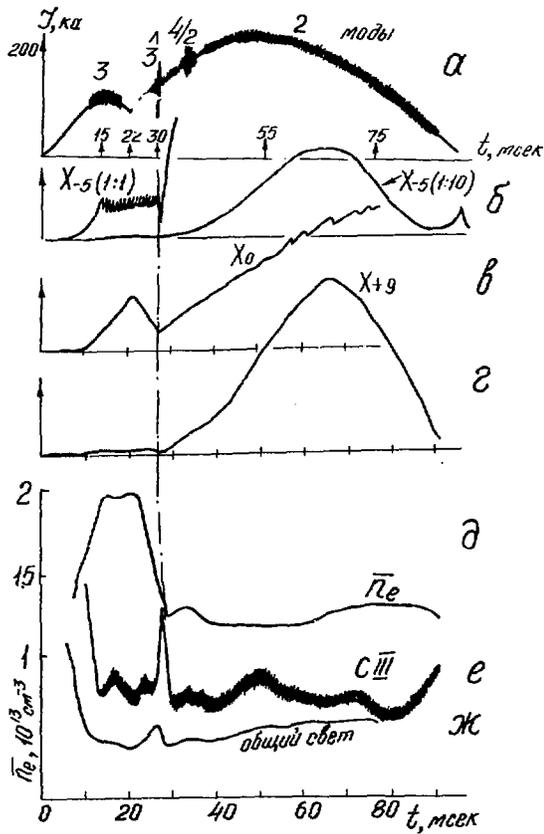


Рис. 7. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.

б-г) Осциллограммы сигналов рентгеновского излучения, снятые по трем хордам: на 5 см от центра, в центре и на 9 см наружу.

д) Осциллограмма концентрации плазмы.

е) Интенсивность свечения линии  $C III$ .

ж) Интенсивность общего свечения плазмы.

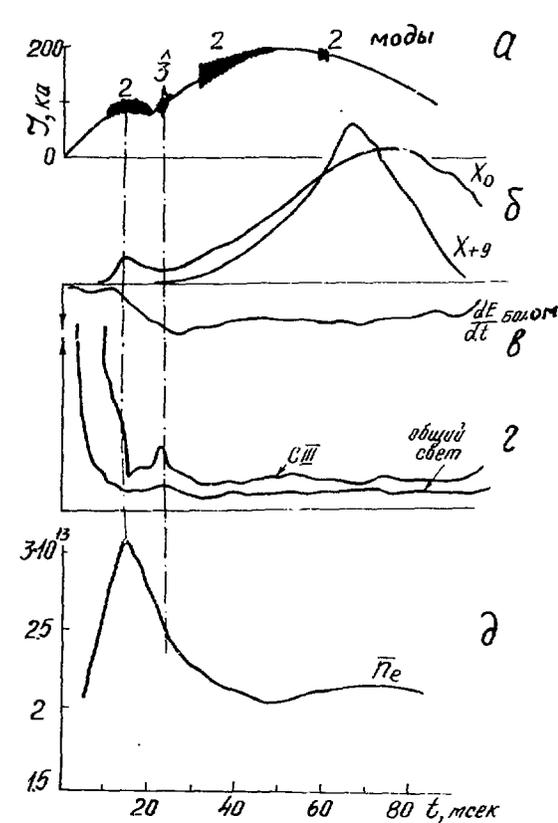


Рис. 8. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.

б) Рентгеновский сигнал в центре и на 9 см наружу.

в) Сигнал болометра, пропорциональный мощности излучения из плазмы.

г) Осциллограммы свечения линий  $C III$  и общего света.

д) Осциллограмма концентрации.

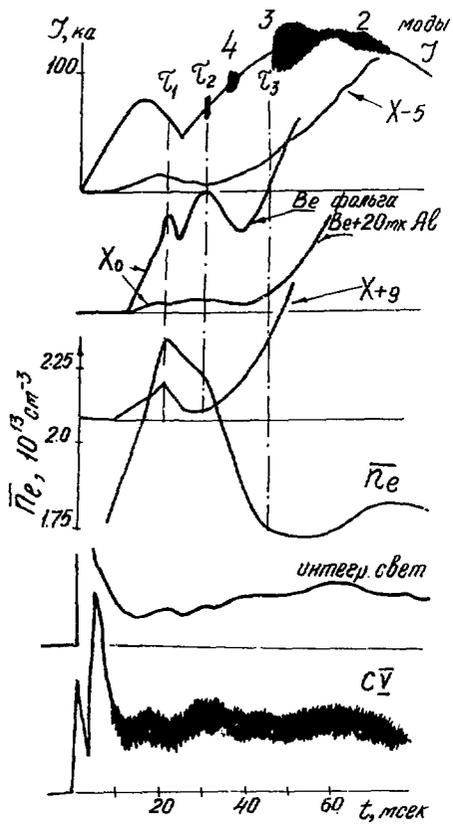


Рис.9. То же самое, что и на рис. 7.

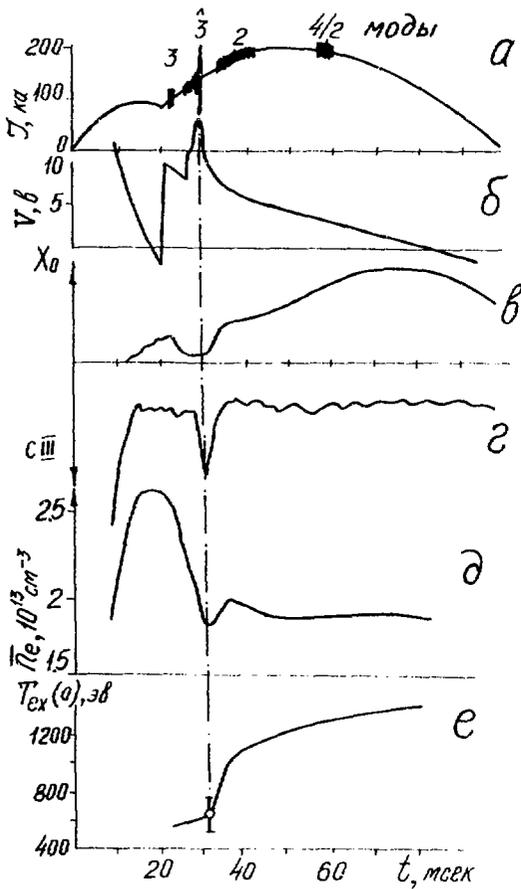


Рис.10. а) Ток разряда, на который наложены колебания плазмы.  
 б) Напряжение обхода.  
 в) Рентгеновский сигнал в центре шнура.  
 г) Свечение линии СШ.  
 д) Осциллограмма концентрации.  
 е) Изменение электронной температуры  $T_{ex}(0)$  в центре шнура со временем.

месей к центру плазмы [5]. Возможно, что такое распределение примесей является неустойчивым [8]. Это может вызвать спад плотности.

На рис. 11 и 12 изображены распределения рентгеновского излучения в различные моменты времени. Рис. 11 относится к режиму со спадом, изображенному на рис. 7. Видно, что к 22-й мсек образуется очень острый пик излучения в центре, причем с этого момента начинается спад концентрации и одновременно уширение профиля рентгеновского излучения. Рис. 12 построен для режима с ростом концентрации, изображенного на рис. 5, кривая 1. Видно, что в этом случае профиль излучения существенно более широкий с самого начала и его ширина слабо меняется во времени.

Таким образом, можно сделать вывод, что спад концентрации вызывается уменьшением времени жизни частиц. Об этом говорят следующие факты:

1. Во время спада не наблюдается уменьшения свечения линии  $H\beta$ .
2. Спад концентрации происходит на нарастании тока, а именно этот интервал времени сопровождается интенсивными колебаниями.
3. Спад плотности, как правило, коррелирует с развитием винтовых колебаний.
4. Спад  $n_e$  затрагивает и центр плазмы, так как меняется интенсивность рентгеновского излучения из центра плазменного шнура.

Возможно также, что спад связан с неустойчивостью острого распределения ионов примесей.

#### СТАЦИОНАРНАЯ ЧАСТЬ РАЗРЯДА

К моменту второго максимума тока спад или рост плотности прекращается и разряд переходит в стационарное состояние. Все приведенные ниже зависимости относятся именно к этой стадии. Следует отметить, что поскольку разряд очень критичен к изменению начальных условий, то снять зависимость от какого-либо одного параметра было довольно трудно, т.к. при этом обычно изменялись и остальные параметры. Этим объясняется малая статистика измерений.

На рис. 13 приведены зависимости  $\beta$  и  $\tau_E$  от концентрации. Рост  $\beta$  и  $\tau_E$  с  $n_e$  согласуется с результатами предыдущих экспериментов [7].

На рис. 14 и 15 приведены зависимости  $\beta$ ,  $\tau_E$ ,  $\sigma$ ,  $T_{ex}(0)$  от тока разряда для двух значений концентрации  $4 \cdot 10^{13}$  и  $2 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup>. В первом случае достигается довольно большое энергетическое время жизни, порядка 20 мсек, но оно падает с ростом тока. Такая зависимость противоречит ранее найденной:

$$\tau_E \sim a^2 H_J,$$

где  $H_J$  - поле тока [7].

Падение времени жизни при росте тока может вызываться ухудшением термоизоляции плазмы с уменьшением  $q$ . Но в данном случае  $\tau_E$  падает, начиная с 6 порядка, т.е. именно в той области, которая исследовалась ранее. Кроме того, при увеличении тока растет электронная температура, но проводимость меняется слабо, что говорит об увеличении количества примесей. Об этом же свидетельствует уменьшение отношения концентрации дейтонов к концентрации электронов с ростом тока [3]. Таким образом, в данном случае падение  $\tau_E$  можно связать с увеличением загрязнения разряда с ростом тока. Следует отметить, что при постоянстве  $\sigma$  мощность, выделяемая в разряде, растет как  $J^2$ , что может приводить к увеличению мощности, выделяемой на диафрагме.

Для серии разрядов с меньшей плотностью характерен рост  $\tau_E$ ,  $\sigma$ ,  $T_{ex}$  с увеличением тока, хотя величина  $\tau_E$  составляет 4-7 мсек,  $\beta$  при этом остается постоянной, а так как  $T_{ex}(0)$  меняется относительно слабо, это означает расширение профиля температуры с ростом тока, что действительно имеет место (рис. 16).

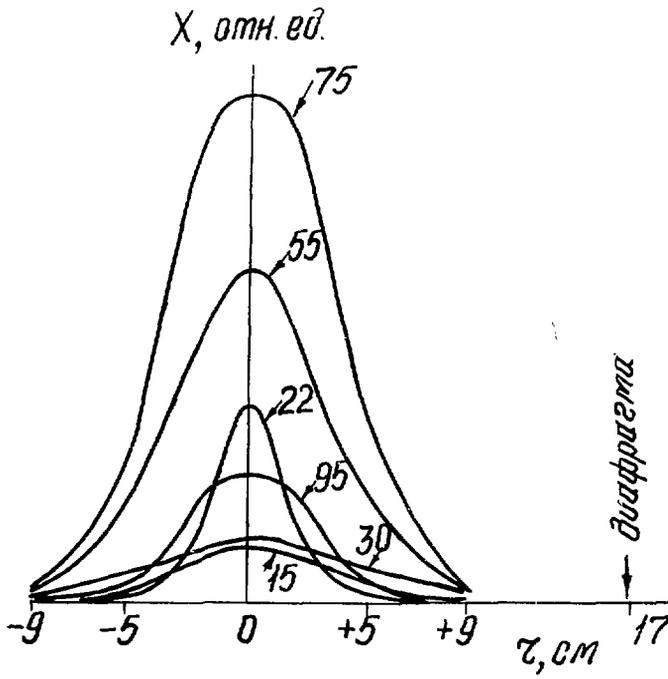


Рис.11. Необелиженный профиль свечения рентгеновского излучения для разряда, изображенного на рис.7 (цифры у кривых - моменты времени в мсек, на рис.7 отмечены стрелками).

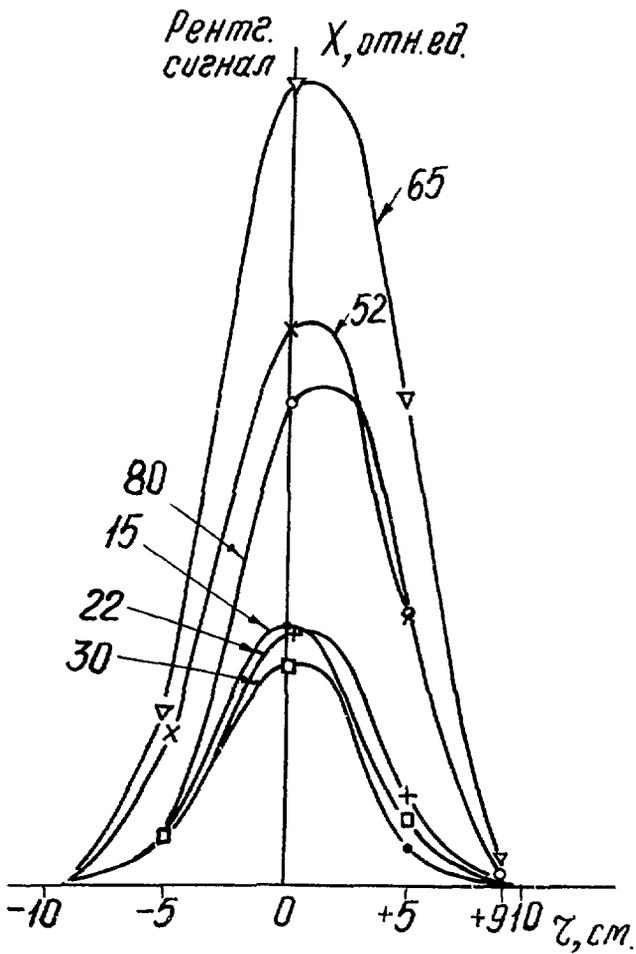


Рис.12. Профиль рентгеновского сигнала для режима с растущей концентрацией.

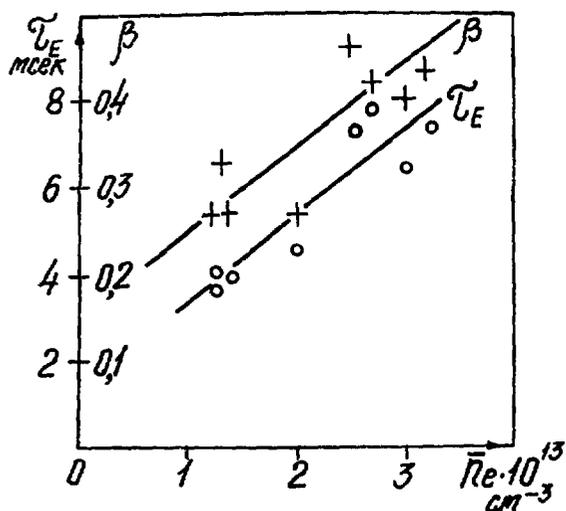


Рис.13. Зависимость  $\beta$  - (+) и времени сохранения энергии  $\tau_E$  - (o) от концентрации плазмы (ток  $J = 150$  кА,  $H_Z = 30$  кэ, водород).

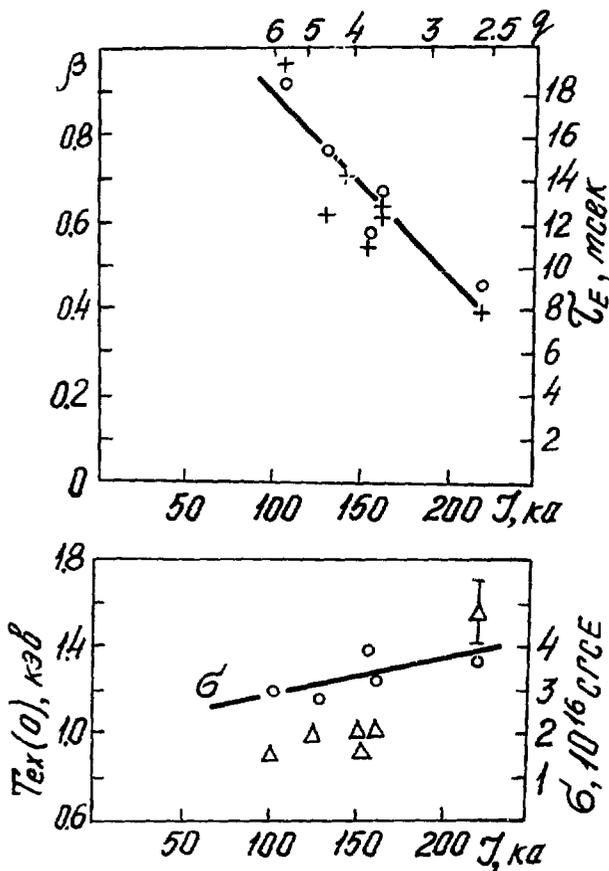


Рис.14. а) Зависимость  $\beta$  - (+),  $\tau_E$  - (o),  
 б)  $T_{ex}(0)$  - ( $\Delta$ ),  $\sigma$  - (o) от тока (концентрация  $\bar{n}_e = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $H_Z = 40$  кэ, дейтерий).

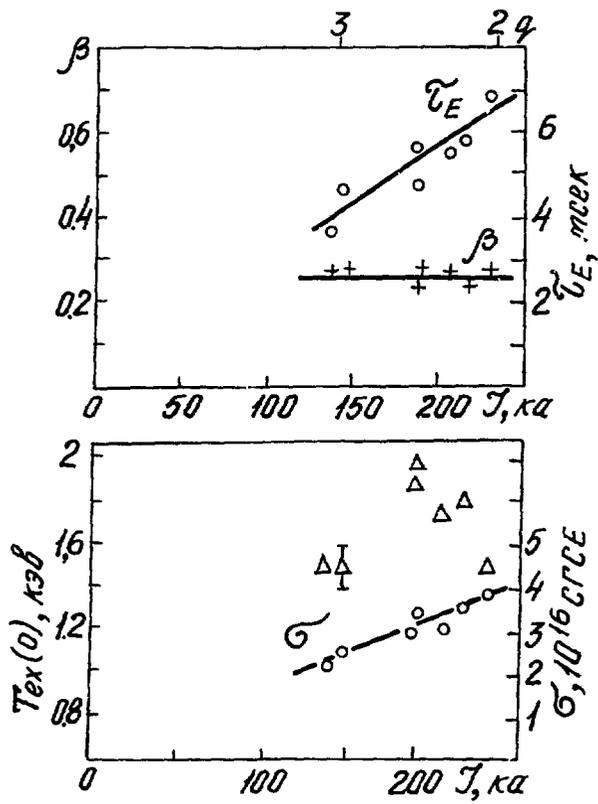


Рис.15. Обозначения те же, что и на рис. 14 (концентрация  $\bar{n}_e = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $H_z = 30 \text{ кэ}$ ).

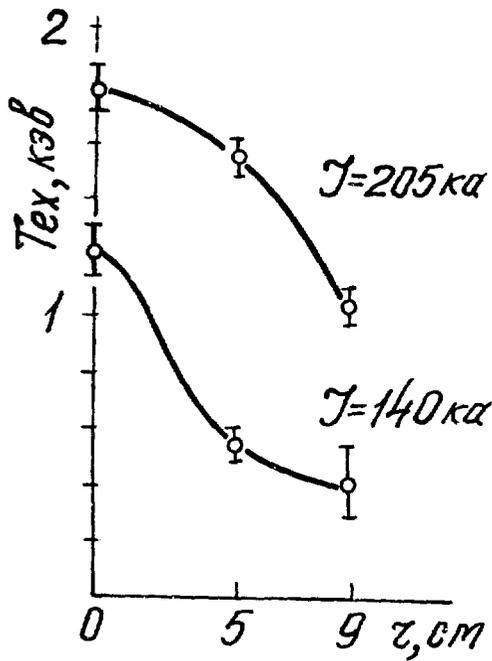


Рис.16. Зависимость распределения электронной температуры  $T_{ex}$  от тока.

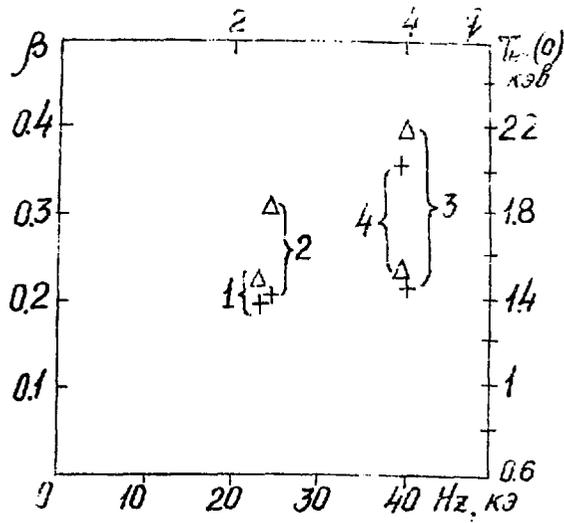


Рис.17. Зависимость  $\beta$  и  $T_{ex}(0)$  от поля  $H_z$  ( $J = 140$  кэ,  $\bar{n}_e = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ).

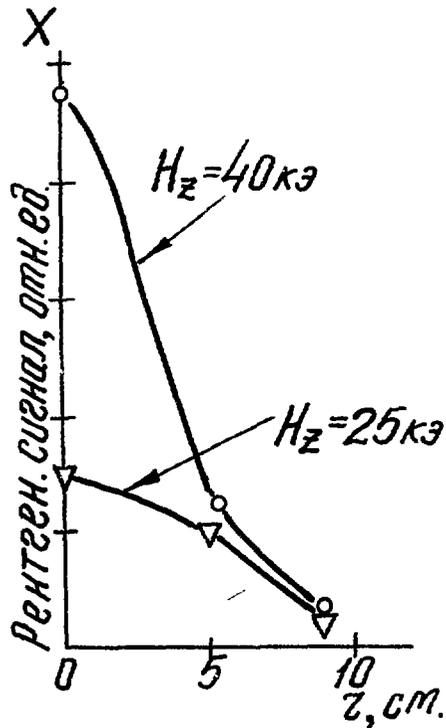


Рис.18. Распределение свечения рентгеновского излучения по сечению шнура для режимов (см.рис.17)  $\circ - H_z = 40$  кэ,  $\Delta - H_z = 25$  кэ.

Этот факт находится в соответствии с гипотезой, высказанной Л.А.Арцимовичем, согласно которой из-за требования  $q(r) > 1$  с увеличением тока его распределение должно становиться более широким, а следовательно, профиль температуры будет расширяться. Но тогда при увеличении поля  $H_z$  при фиксированном токе могут существовать более острые распределения тока по сечению. Результат такого эксперимента приводится на рис. 17, где показаны  $\beta$  и  $T_{ex}(0)$  для двух кадров (1) и (2) при малом  $H_z$  и двух (3) и (4) при большом поле. Зависимость от поля  $H_z$  не обнаружена, так как в одном режиме (3) температура в центре  $T_{ex}(0)$  возросла, а  $\beta$  не изменилась, что говорит об обострении профиля. В другом разряде (4)  $T_{ex}(0)$  не изменилась, в то время как  $\beta$  увеличилась. Это означает, что профиль температуры расширился. Но в обоих случаях с увеличением поля рентгеновский сигнал в центре растет (рис. 18). Это говорит о том, что процесс концентрации тока к центру может конкурировать с процессом концентрации примесей к центру, ведущим к вытеснению тока на периферию.

Следует отметить слабый рост электронной температуры с ростом тока, хотя ранее при токах до 130 ка была получена зависимость  $T_e(0) \sim J^2$  [4].

Работа проводилась под руководством Л.А. Арцимовича.

Авторы благодарят Е.П.Горбунова за предоставление данных о концентрации; В.С.Заверьяева, С.В.Мирнова, В.С.Стрелкова за обсуждение результатов, а коллектив установки Токамак-4 за помощь в проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Галеев, Р.З.Сагдеев. ЖЭТФ, 53, 348 (1967).
2. Л.А.Арцимович и др. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 1, 443 (1971).
3. В.С.Заверьяев, Е.П.Горбунов, М.П.Петров. Доклад № 119 на VI Европейской конференции по управляемому синтезу и физике плазмы, М., 1973.
4. А.М.Анашин и др. ЖЭТФ, 60, 2095 (1971).
5. В.А.Вершков, С.В.Мирнов. Доклад на V Европейской конференции по управляемому синтезу и физике плазмы. Гренобль, 1, 1972, стр. I.
6. С.В.Мирнов, И.Б.Семенов. Plasma Phys. and Contr. Nucl. Fusion Res., 2, 401 (1971).
7. Е.П.Горбунов, С.В.Мирнов, В.С.Стрелков. Nuclear Fusion, 10, 43 (1970).
8. B.Coppi, H.P.Furth, M.N.Rosenbluth, R.Z.Sagdeev. Phys. Rev. Lett., 12, 7, 377 (1966).

