

с ФУП, в котором $\lambda = 2$ м; $\mathcal{I} = 2,7 \cdot 10^{-3}$; $A = 1$ мрад·см; $\varphi_c = 30^\circ$; $E_3 = 110$ кэ/см; $\beta_{\text{вх}} = 0,156$ и $\beta_{\text{вых}} = 0,194$ (энергии примерно 11 и 18 Мэв соответственно); длина перемычки 0,5 см.

Ориентировочно задав $v_{0e} = 0,85$, найдем: $R = 1,38$ см; $k_1 R = 0,248$; $\Delta = 0,169$; $\omega_{\text{мин}} = 0,21$ (для $\varphi = 2\varphi_c$); $S = 1,08$. Выберем систему фокусировки ФФДД, тогда при $\sin 2\varphi_c = 1,2 \cdot 10^{-2}$ получим $D = 0,2$. Проведя прямую устойчивости на диаграмме рис. 4 ($\Sigma'_0 = 0,370$; $\Sigma'_0 = 0,214$), найдем, что в рабочей точке $v \approx 0,87$. Это соответствует $v_{0e} = 0,855$ ($v_h \approx 0,981$); $\Sigma'' = 0,206$; $\Sigma' = 0,095$. Поскольку найденное значение v_{0e} близко к первоначально заданному, уточняющего рас-

чета в данном примере можно не проводить, а сразу же по формулам (19) вычислить углы: $\psi_1 = 0,47$; $\varphi_1 = -0,43$; $\varphi_2 = 0,38$.

Поступила в Редакцию 5/IX 1966 г.
В окончательной редакции 10/III 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Тепляков. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 24 (1964).
2. В. В. Владимирский. Там же, № 3, 35 (1956).
3. Г. М. Анисимов, В. А. Тепляков. Там же, № 1, 21 (1963).
4. F. Fer et al. В кн. «Труды Международной конференции по ускорителям (Дубна, 1963)». М., Атомиздат, 1964, стр. 513.
5. В. А. Тепляков, В. В. Степанов. «Радиотехника и электроника» (в печати).

Экспериментальное исследование горячей плазмы, полученной инжекцией электронных потоков

Б. С. АКСАНОВ, Ю. Я. ВОЛКОЛУПОВ, К. Д. СИНЕЛЬНИКОВ, А. М. СМЕРНОВ

УДК 533.9

В настоящей работе приведены результаты экспериментальных исследований высокотемпературной плазмы, полученной в ловушках с магнитными пробками путем инжекции в них мощных, так называемых спиральных пучков электронов [1, 2]. При инжекции таких электронных пучков, имеющих большую перпендикулярную к магнитному полю составляющую скорости, в ловушку, заполненную нейтральным газом при давлении $\sim 10^{-5} - 10^{-4}$ мм рт. ст., в начальный момент возникает «предварительная» плазма, взаимодействие которой с электронным пучком приводит к пучковой неустойчивости и, следовательно, к появлению интенсивных ВЧ-колебаний, а также к нагреву плазмы [3]. Применение электронных пучков с большой перпендикулярной составляющей скорости позволило повысить эффективность использования мощности пучка при получении и нагреве плазмы, поскольку в этом случае более интенсивно раскачиваются ВЧ-колебания [4], которые, по-видимому, и вызывают ионизацию и нагрев.

Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. Катушки 1—2 образуют систему со встречными магнитными полями. Катушки 2—3 создают ловушку с магнитными пробками. Расстояние между пробками около 30 см. Магнитное поле в центре ловушки (B_0) достигало 5 кэс, в пробках ($B_{\text{п}}$) ~ 15 кэс. Электронная пушка расположена в центральной пло-

скости катушки 1 (примерно в однородном поле). Энергия инжекции электронов изменялась в пределах 0,5—5 кэв, а ток пучка от 0,5 до 5 а. На другом (противоположном от пушки) конце камеры располагался заземленный коллектор, охлаждаемый водой. Рабочий объем вакуумной камеры, заключенный между катушками 2 и 3, составлял примерно 3 л. Камера была изготовлена из нержавеющей стали и откачивалась до давления $(1 \div 2) \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст., после чего при постоянном проток подавался рабочий газ. При наличии плазмы давление в рабочем объеме ловушки несколько понижалось, что, по-видимому, связано с самооткачкой. Последняя, однако, «маскировалась» гажением со стенок ловушки, особенно когда плазма занимала весь рабочий объем. Давление нейтрального газа измерялось лампой ЛМ-2, рас-

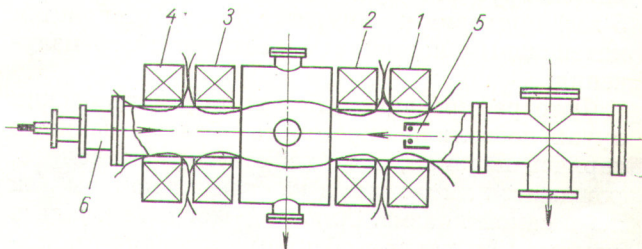
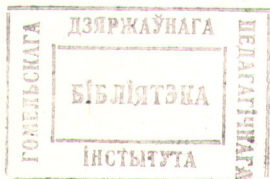


Рис. 1. Принципиальная схема установки:

1—4 — катушки магнитного поля; 5 — электронная пушка; 6 — ионный источник.



положенной на расстоянии 40 см от центра магнитной ловушки. Датчик давления помещался в экран, защищающий его от рассеянного магнитного поля. Перепад давления между центром ловушки и датчиком при самом низком рабочем давлении ($3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.) был незначителен, и ошибка в измерении давления нейтрального газа составляла не более 50%. В качестве рабочего газа использовали водород, дейтерий, гелий и др.

Метод создания горячей плазмы путем инжекции спиральных электронных потоков в ловушки с магнитными пробками позволяет получать плазму в различных состояниях. Эти состояния плазмы зависят от параметров установки и наиболее чувствительны к мощности, вводимой в плазму при помощи электронного пучка. Поэтому детально рассматривались следующие режимы: давление рабочего газа (водорода) в камере $3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.; напряженность магнитного поля в пробках ~ 9 кэс, в средней плоскости ~ 3 кэс; энергия инжектируемых электронов $V \approx 5$ кэв. При этих постоянных величинах вводимая мощность регулировалась за счет изменения тока инжекции.

При инжекции пучка электронов малой мощности ($W \approx 0,1 \div 0,2$ квт) вдоль оси ловушки благодаря ионизации остаточного газа создавалась «предварительная» плазма, которая занимала в основном область, ограниченную пучком. При увеличении мощности пучка свыше 0,2—0,3 квт в плазме вследствие развития пучковых неустойчивостей возникают ВЧ-поля и частицы плазмы набирают в этих полях энергию, достаточную для ионизации рабочего газа. В этот момент увеличивается занятый плазмой объем и резко повышается свечение. При мощности вводимого пучка 0,9—1 квт ярко светящаяся плазма распространяется на весь объем ловушки, а затем при мощности, несколько большей 1 квт, интенсивность свечения начинает уменьшаться. Дальнейшее увеличение мощности инжектируемого пучка (ток 1—1,5 а, энергия 5 кэв) приводит к тому, что плазма становится интенсивным источником рентгеновского излучения.

Фотографирование плазмы в рентгеновских лучах позволило определить область, занятую горячей плазмой, а также ответить на вопрос, рождаются ли γ -кванты на стенках камеры или же в самой плазме. Плазма фотографировалась при помощи камеры-обскуры, которая устанавливалась в средней плоскости ловушки перпендикулярно к оси системы. Из фотографии видно, что основная масса γ -квантов образо-

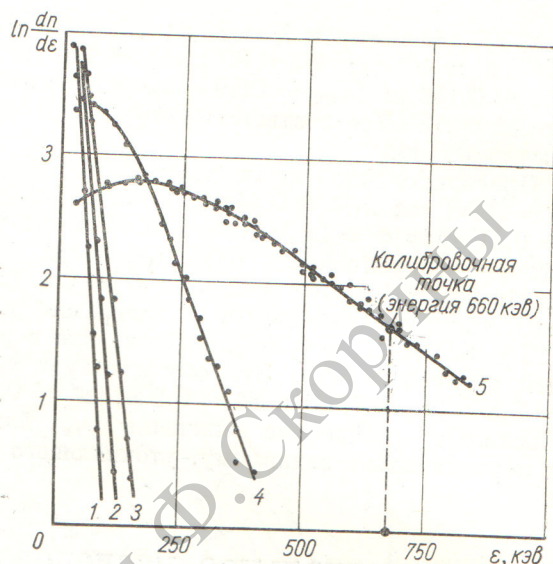


Рис. 2. Распределение γ -квантов по энергиям при различных значениях магнитного поля в центре (B_0)
 1 — 4,6 кэс; 2 — 0,6 кэс; 3 — 0,7 кэс; 4 — 1,3 кэс;
 5 — 1,1 кэс.

валась в объеме плазмы. На снимках нет засветок пленки в форме дисков, обычно наблюдаемых в районе пробок [5, 6]. Это свидетельствует о том, что в рассматриваемом случае излучение из плазмы значительно больше тормозного излучения со стенок камеры.

Плазма в данном режиме излучает в виде тормозного излучения большую мощность. Так, например, измерение рентгеновского излучения, выходящего наружу из установки через фланец из оргстекла, показало, что мощность дозы ионизирующего излучения на расстоянии 2 м от границы горячей плазмы составляет ~ 500 мкр/сек. На основании измерений энергетического распределения выходящих из ловушки γ -квантов можно получить некоторую информацию о температуре электронов плазмы. Выходящие из ловушки γ -кванты регистрировались при помощи спектрометрического кристалла NaJ(Tl), соединенного с фотоумножителем. Для анализа γ -квантов по амплитудам использовали стоканальный анализатор импульсов АИ-100. Весь измерительный тракт калибровался при помощи радиоактивных источников Co^{60} и Cs^{137} .

Характерные распределения γ -квантов по энергиям приведены на рис. 2 (параметром является магнитное поле). Из полученных кривых энергетического распределения γ -квантов, построенных в полулогарифмическом масштабе, можно определить электронную температуру

плазмы. По известной температуре и измеренной мощности тормозного излучения, убедившись в том, что последнее выходит из объема плазмы, можно найти плотность горячих электронов, обуславливающих это излучение:

$$Q = 1,5 \cdot 10^{-27} n_e^2 Z^2 \sqrt{T_e}.$$

Здесь Q — энергия (эрг), испускаемая за 1 сек в виде тормозного излучения из 1 см³ полностью ионизованной плазмы; T_e — температура, эв; Z — порядковый номер элемента ионов плазмы, в нашем случае $Z = 1$ (водород). Примеси тяжелых элементов могут существенно влиять на результат определения плотности горячих электронов таким методом, поэтому были приняты меры, устраняющие появление этих примесей в плазме (например, тренировка разрядом). Проведенные масс-спектрометрические исследования (методом парабол Томсона) ионов, выходящих как вдоль, так и поперек магнитного поля, показали, что кроме основной линии H_1^+ имеется слабая линия углерода, интенсивность которой приблизительно на два порядка меньше основной. Других примесей не обнаружено.

Плотность горячих электронов при максимальной температуре 100 кэв составляла около 10% плотности плазмы и была равна 10^{11} см⁻³. Общая плотность плазмы порядка 10^{12} см⁻³. В проведенных экспериментах было замечено, что максимальный нагрев электронов сопровождается уменьшением процентного содержания доли этих электронов ко всей массе электронов плазмы. При увеличении мощности инжектируемого пучка до 15–20 квт можно нагревать всю массу электронов до температуры ~10 кэв. В этом интенсивном режиме довольно эффективно нагревались и ионы плазмы (см. ниже).

Зависимость нагрева электронов от магнитного поля исследовалась при мощности пучка 5–7 квт. Найденная кривая $T_e = f(B)$ носит резонансный характер (рис. 3). Аналогичный ход имеет и кривая зависимости температуры электронов от давления рабочего газа. По-видимому, узость области, в которой осуществлялся интенсивный нагрев, обусловлена тем, что

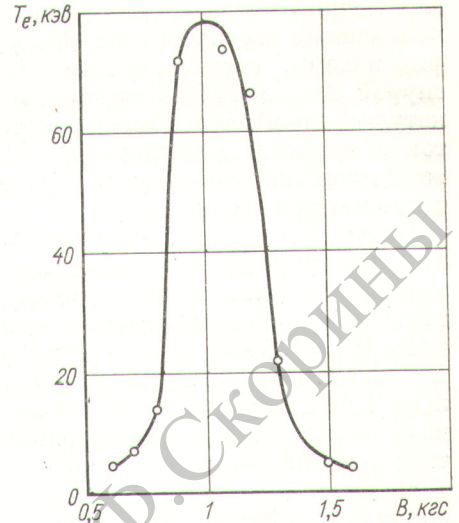


Рис. 3. Зависимость электронной температуры от магнитного поля ($V = 5$ кэв; $I = 1$ а; $p = 3 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст.).

в этом случае циклотронная частота была близка к плазменной, а в районе пробок частоты практически совпадали. Спектр ВЧ-колебаний плазмы, снятый при помощи спектроанализатора С4-5, приведен на рис. 4. Этот спектр простирается до 10^4 Мгц, а наиболее интенсивные гармоники лежат в области электронно-циклотронных ω_e и электронно-плазменных ω_{0e} частот. Ввиду того что поле ловушки с магнитными пробками неоднородно и, следовательно, ω_e может занимать целую область, проведение подробного анализа затруднено. Изменение давления при постоянном магнитном поле и, следовательно, при $\omega_e = \text{const}$ приводит также к резонансу между частотами ω_e и ω_{0e} , поскольку с изменением давления меняется плотность плазмы и соответственно ω_{0e} .

Температура плазмы оценивалась на основании измерений ее диамагнитных свойств. Диамагнетизм плазмы измерялся как датчиками, помещенными внутрь камеры, так и катушками, намотанными снаружи на вакуумную камеру. В обоих случаях абсолютные значения вытесненного магнитного поля определялись при помощи калибровки, которая осуществлялась

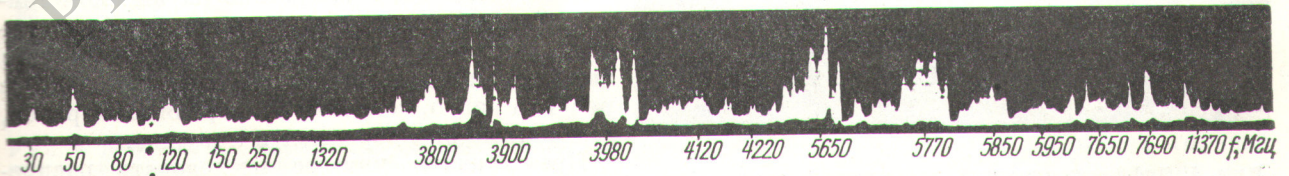
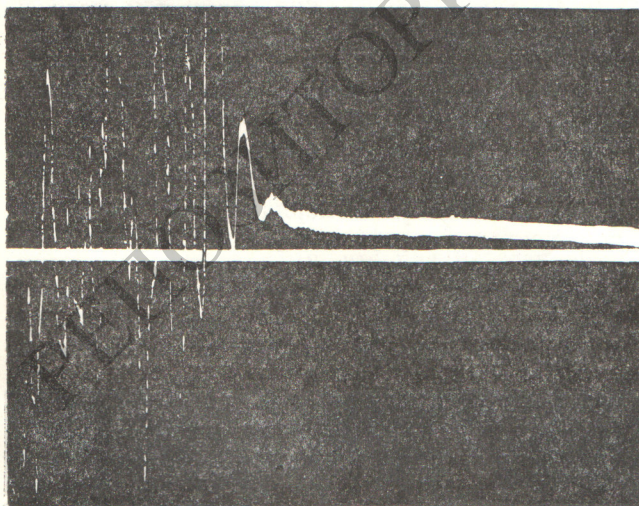


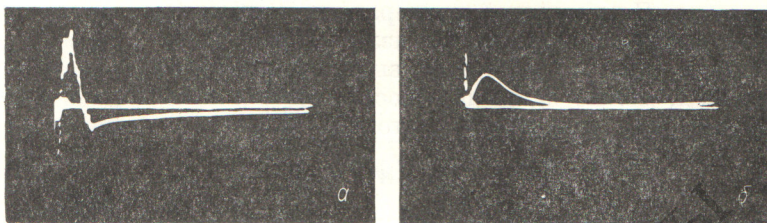
Рис. 4. Спектр ВЧ-колебаний плазмы (поле в центре равно 1 кГс).

следующим образом. По размерам, полученным на основании фотографии плазмы, сделанной камерой-обскурой, изготовлялся соленоид, через катушки пропускался электрический ток с частотой и амплитудой, соответствующими колебаниям сигнала с диамагнитного зонда.

На рис. 5 приведен дифференциальный диамагнитный сигнал, полученный при следующем режиме работы установки: стационарная вводимая мощность $W = 7,5 \text{ квт}$; $p = 8 \cdot 10^{-5} \text{ торр}$; $V = 1 \text{ кгс}$. Параметры плазмы: $T_{e \text{ гор}} \approx 100 \text{ кэв}$; $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $n_{e \text{ гор}} = 8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Как видно из осциллограммы, в стационарном режиме работы установки сигнал модулирован колебаниями с частотой $0,5\text{--}1 \text{ кгц}$. Амплитуда колебаний порядка 10 э . Эти сравнительно небольшие колебания температуры плазмы можно объяснить процессом периодического нагрева и охлаждения плазмы вследствие попадания в нее нейтральных атомов, появляющихся в результате интенсивной бомбардировки ионами и нейтралами стенок камеры. Подобные выбросы ионов и нейтральных атомов в данном режиме хорошо заметны на осциллограммах, полученных при помощи анализаторов ионов и нейтральных частиц [7], и происходят с той же частотой ($0,5\text{--}1 \text{ кгц}$). При обрыве инжекции пучка энергия плазмы первые $1\text{--}2 \text{ мсек}$ уменьшается в 10 раз, а затем наблюдается медленный спад энергии оставшейся плазмы.



Р и с. 5. Дифференцированный диамагнитный сигнал. Длительность развертки $0,1 \text{ сек}$.



Р и с. 6. Дифференцированный (а) и интегрированный (б) диамагнитные сигналы при импульсной инжекции электронного пучка. Длительность развертки $0,1 \text{ сек}$. Режим работы установки: $W=10 \text{ квт}$; $p=3 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$; $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$; $T_{e \text{ гор}} = 100 \text{ кэв}$; $n_{e \text{ гор}} \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Из осциллограммы, приведенной на рис. 5, видно, что система обладает сравнительно большой эффективностью нагрева: около 10% мощности пучка в данном режиме расходуется на нагрев плазмы. При импульсной инжекции электронного потока в магнитную ловушку после прекращения действия импульса диамагнитный сигнал спадает плавно по закону, близкому к экспоненциальному (рис. 6). Такой характер распада плазмы, соответствующий импульсному режиму (см. рис. 6), подтверждает предположение о том, что при непрерывной инжекции пучка флуктуации nT во время нагрева плазмы, а также быстрый спад nT в первый момент распада (см. рис. 5) связаны с охлаждением плазмы нейтральным газом, поступающим со стенок камеры. В импульсном режиме средняя вводимая мощность сравнительно невелика, и, следовательно, гажение со стенок и соответственно рассеяние электронов на нейтральном газе резко уменьшены. Измеренное значение nT составляет 10^{16} .

Плазма в ловушке стационарная и, как следует из фотографий плазмы в собственных рентгеновских лучах, снятых с экспозицией в несколько минут, оторвана от стенок и стабильна в период нагрева, за исключением незначительных флуктуаций nT (о которых говорилось выше), связанных с несовершенством вакуумных условий. Если прервать инжекцию электронного пучка, то такая плазма удерживается в ловушке сравнительно долго — порядка $0,1 \text{ сек}$ [8]. Это можно объяснить тем, что в подобной плазме значительно уменьшено рассеяние электронов вследствие их высокой температуры. Зависимость времени жизни горячих электронов от их энергии была получена авторами в более ранних работах (рис. 7). Из рисунка видно, чем больше энергия электронов, тем дольше они держатся в ловушке.

Представляло интерес исследовать распределение плотности и температуры по сечению

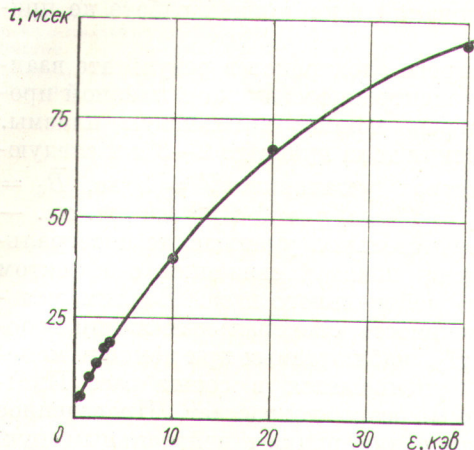


Рис. 7. Зависимость времени жизни горячих электронов от их энергии.

плазмы. Измерение распределения энергии плазмы по радиусу вблизи границы плазмы при помощи термозондов [9, 10], помещенных на разных расстояниях от оси ловушки, позволило установить, что при увеличении мощности пучка энергия, запасенная в плазме, возрастает. Черная полоса на рис. 8 соответствует области, занятой электронным пучком до начала его интенсивного взаимодействия с плазмой. На рис. 8, а показаны три кривые зависимости температуры зонда от радиуса при различных значениях мощности пучка (до 1,4 квт). На рис. 8, б приведены те же зависимости, снятые при больших мощностях инжектируемого пучка (до 2 квт). Из рисунка сле-

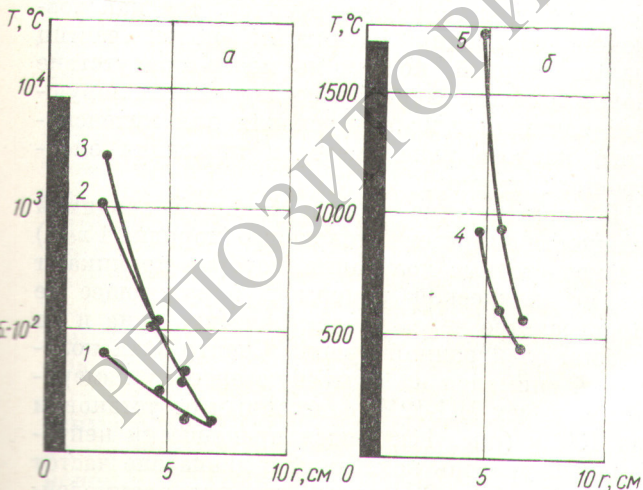


Рис. 8. Зависимость распределения энергии в плазме по радиусу при различных значениях мощности пучка: 1 — 1 квт; 2 — 1,2 квт; 3 — 1,4 квт; 4 — 1,8 квт; 5 — 2 квт. По оси ординат отложена температура термозонда (°C).

дует, что нагрев плазмы зависит от мощности пучка, а распределение энергии резко падает по радиусу. Последнее обстоятельство указывает на то, что горячую плазму окружает сравнительно тонкая оболочка из более холодной плазмы. Это предположение подтверждается также распределением nT по радиусу плазмы, измеренным по нагреву вольфрамового шарика, перемещаемого по радиусу (рис. 9, а). Распределение рентгеновского излучения с этого же шарика показывает, что область электронно-горячей плазмы заключена в пределах среднего пика (см. рис. 9, б). Это же подтверждают и снимки плазмы в рентгеновских лучах (рис. 10). Фотометрирование и соответствующий пересчет дают распределение, аналогичное распределению, приведенному на рис. 9, б.

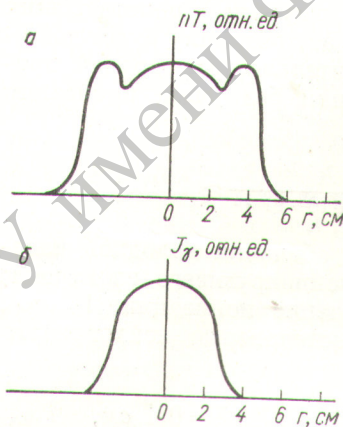


Рис. 9. Характерное распределение nT по радиусу плазмы (а) и примерная зависимость интенсивности рентгеновского излучения J_γ с вольфрамового шарика от радиуса плазмы (б). Вводимая мощность 2 квт.



Рис. 10. Область горячей плазмы (0 — 0 — ось ловушки; $W=2$ квт).

Эксперименты показывают, что электронно-горячая плазма окружена оболочкой из холодной плазмы с плотностью, значительно большей, чем плотность плазмы в центральной области. Так, например, в одном из режимов ($W \approx 15$ квт) абсолютное значение плотности холодной плазмы в сравнительно тонком слое (около 10 мм) достигало 10^{13} см⁻³ при плотности горячей центральной части не более 10^{12} см⁻³. В этом случае величина плотности холодной плазмы определялась по отсечке СВЧ-сигнала с $\lambda = 8$ мм. Плотность горячей плазмы находилась методом зондирования нейтральными пучками [7] и была равна $\sim 10^{12}$ см⁻³.

Если измерить толщину оболочки холодной плазмы методом термозондов, найти ее плотность по отсечке восьмимиллиметрового сигнала, установить размер горячей плазмы по снимку (камерой-обскурой) в рентгеновских лучах и определить ослабление плазмой нейтрального зондирующего пучка, то из соответствующих уравнений работы [11] можно оценить плотность горячей плазмы.

Наличие оболочки из холодной плазмы обеспечивает подавление конвективных неустойчивостей, защищает горячую плазму от попадания нейтралов, а также приводит к значительному уменьшению свечения плазмы в режиме «выгорания». Мы полагаем, что в этом плотном защитном слое и находятся электроны с энергией, близкой к энергии, соответствующей максимальному сечению ионизации нейтрального газа. Следовательно, глубина проникновения нейтрального атома в эту оболочку будет достаточно малой. Действительно, при грубой прикидке время ионизации без учета ионизации ионами равно

$$\tau_i = \frac{1}{n v_e \sigma_i} = \frac{1}{10^{13} \cdot 6 \cdot 10^8 \cdot 10^{-16}} \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Здесь n — плотность оболочки холодной плазмы; v_e — скорость ионизирующего электрона; σ_i — эффективное сечение ионизации. В этом случае глубина проникновения нейтрального атома в оболочку

$$\lambda_{e0} = v_0 \tau_i = 2 \cdot 10^5 \cdot 2 \cdot 10^{-6} = 0,4 \text{ см,}$$

где v_0 — скорость, с которой атом входит в плазменную оболочку. Для атомарного водорода при комнатной температуре $v_0 = 2 \times 10^5 \text{ см/сек}$. При плотности горячей плазмы 10^{13} см^{-3} и плотности окружающей холодной плазмы 10^{14} см^{-3} глубина проникновения будет еще меньше — порядка 0,04 см ($W > 15 \text{ квт}$). В этом случае даже атомы водорода, возникающие в результате диссоциации H_2^+ с энергией порядка 5 эв («Франк-Кондоновские нейтралы»), не пройдут через оболочку холодной плазмы.

Полученную электронно-горячую высокоионизованную плазму можно использовать для инжекции в нее ионов с энергией в десятки килоэлектронвольт. В этом случае возможны захват этих ионов и, согласно работе [12], эффективная передача энергии от ионов пучка ионам плазмы. Схема инжекции ионов вдоль оси ловушки через систему встречных магнитных полей показана на рис. 1, в этом случае коллектор убирался с пути пучка. Результаты

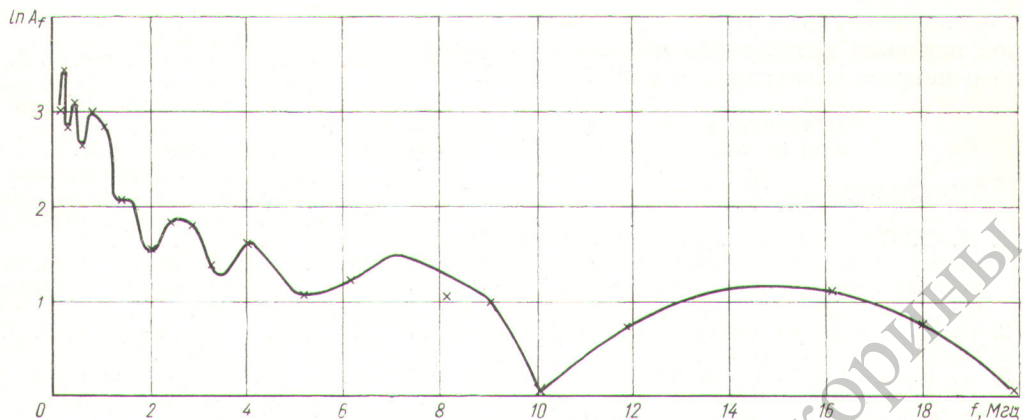
этих исследований в настоящей работе не приводятся.

Кроме нагрева электронов в результате взаимодействия электронного пучка с плазмой происходит нагрев ионной компоненты плазмы. При увеличении тока пучка до 2—3 а и следующих параметрах установки: $V = 5 \text{ кв}$, $\bar{V}_0 = 5 \text{ кгс}$, $B_{\text{п}} = 15 \text{ кгс}$, $p \approx 6 \cdot 10^{-5} \text{ мм рт. ст.}$ — наступает значительное уменьшение интегрального свечения плазмы, связанное с эффектом «выгорания» нейтрального газа. В этих условиях интенсивность спектральных линий водорода H_{α} и H_{β} , наблюдаемых при помощи монохроматора, уменьшается в сотни раз. Плотность плазмы резко возрастает. Проведенное нами зондирование плазмы нейтральным пучком (H_1^0) при различных значениях энергии [11] также свидетельствует о высокой степени ионизации. К сожалению, точное определение процентного содержания нейтральных атомов этим методом в режиме высокой степени ионизации затруднено из-за необходимости определения сечений с очень большой степенью точности.

Анализ ионов, выходящих перпендикулярно к магнитному полю, при помощи электростатического анализатора [7] показал наличие значительного числа ионов, энергия которых достигала более десятка килоэлектронвольт [13]. Полученное распределение ионов по энергиям хорошо согласуется с энергетическим распределением нейтральных атомов, найденным при помощи анализатора нейтральных частиц. Мы не утверждаем, что наблюдаемый максимум функции распределения ионов по энергиям соответствует температуре ионов, так как возможна сепарация магнитным полем частиц малых энергий, но тем не менее присутствие ионов больших энергий в исследованных ловушках заставляет искать условия для интенсивного нагрева ионов методом инжекции электронных пучков.

В этом режиме плазма большой вводимой мощности излучает интенсивные (порядка 1 квт) низкочастотные колебания, которые проникают из металлической камеры в окружающее ее пространство через диэлектрические окна и по вводам электронной пушки. Спектр этих колебаний снимался на штыревую антенну измерителем помех ИП-12М, отнесенным от установки на 100 м (рис. 11). Виден практически непрерывный уровень колебаний в диапазоне частот 0,15—20 Мгц. Возможно, что при взаимодействии с данными волнами в результате стохастического ускорения ионы и приобретают энергию в несколько килоэлектронвольт.

Р и с. 11. Спектр колебаний в районе ионно-циклотронных частот (A_f — амплитуда в относительных единицах).



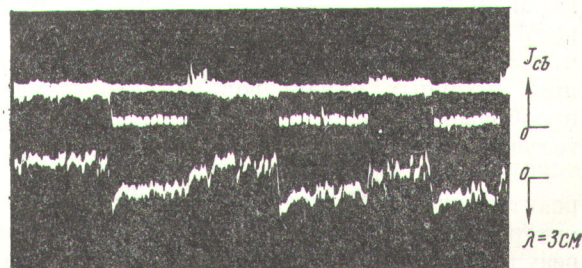
К настоящему времени выполнено несколько теоретических работ, посвященных нагреву ионов. В одном случае нагрев ионов плазмы объясняется развитием низкочастотных колебаний, возникающих в результате биений при нелинейном взаимодействии ВЧ-колебаний, возбуждаемых пучком [14—16]. В другом случае ионные колебания связываются с бесстолкновительной токово-конвективной неустойчивостью Михайловского [17]. И, наконец, наиболее эффективно ионы могут нагреваться при взаимодействии плазмы со стохастическими полями [18—21].

На основании полученных результатов и теоретических расчетов было решено заполнить ловушку дейтерием с целью изучения выхода нейтронов. Предполагалось, что в случае обнаружения нейтронов можно было бы оценить температуру ионов плазмы и легче определить режим максимального нагрева ионов. Нейтронное излучение измерялось по активности, наведенной в родиевой фольге. Было найдено, что в ловушке в данном режиме образуется до 10^5 нейтр/сек. При плотности плазмы 10^{12} см $^{-3}$ этому соответствует температура ионов дейтерия, равная ~ 1 кэв. Измерения показали, что интенсивность нейтронного излучения изменяется примерно пропорционально квадрату плотности плазмы и что распределение излучения вокруг установки практически изотропно. Нагрев ионов в этом случае возможен лишь при наличии «выгорания» нейтрального газа (что и имеет место в данном режиме), благодаря чему в объеме плазмы отсутствуют нейтральные атомы и, следовательно, уменьшено остывание ионов в результате перезарядки.

Переходное состояние между двумя режимами — режимом «выгоревшей» плазмы (полностью ионизованной плазмы) и режимом интен-

сивного свечения (не полностью ионизованной плазмы) — иллюстрирует рис. 12. Релаксация происходит с частотой 1 гц и вызвана тем, что вводимая мощность находится на пределе, необходимом для обеспечения устойчивого режима выгорания. Такой режим удобен для наглядного сравнения этих двух состояний плазмы. Из осциллограмм рис. 12 видно, что в режиме невыгоревшей плазмы наблюдается интенсивное свечение и отсутствует запыряние СВЧ-излучения с $\lambda = 3$ см. В режиме выгорания резко уменьшается световое излучение, в то время как плотность плазмы увеличивается до $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$. Во втором режиме ток, инжектируемый пушкой, возрастает в 2,5 раза, а ускоряющее напряжение уменьшается лишь на несколько процентов, что свидетельствует об увеличении проводимости плазмы.

Проведенные исследования позволили получить данные о режимах работы установки и свойствах созданной горячей плазмы. Повидимому, представляют интерес дальнейшие исследования такой плазмы в ловушках различного типа и инъекции быстрых ионов



Р и с. 12. Осциллограммы, иллюстрирующие два состояния плазмы:

верхняя осциллограмма — интенсивность свечения плазмы $J_{св}$; нижняя — мощность P СВЧ-излучения с $\lambda = 3$ см, прошедшего через плазму.

в электронно-горячую плазму, а также детальное изучение интересного режима одновременного нагрева электронов и ионов плазмы.

Поступила в Редакцию 26/X 1966 г.
В окончательной редакции 15/II 1967 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. К. Д. Синельников и др. В кн. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Вып. 4. Киев, Изд-во АН УССР, 1965, стр. 388.
2. К. Д. Синельников, Б. С. Акшанов. Там же, стр. 403, 410.
3. Я. Б. Файнберг. «Атомная энергия», 6, 431 (1959); 11, 313 (1961).
4. Е. А. Корнилов и др. В кн. «Взаимодействие заряженных частиц с плазмой». Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 36.
5. J. Alexeff et al. Phys. Rev., 136, A689 (1964).
6. Р. А. Демирханов и др. Доклад № 21, представленный СССР на Международную конференцию по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза (Калем, 1965).
7. В. В. Афросимов и др. ЖТФ, 30, 1456 (1960).
8. Б. С. Акшанов, Ю. Я. Волколупов, К. Д. Синельников. ЖТФ, XXXVI, 609 (1966).
9. Ж. Леконт. Инфракрасное излучение. М., Физматгиз, 1958.
10. И. И. Демиденко, И. И. Митина, В. Г. Падалка. В кн. «Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза». Вып. 3. Киев, Изд-во АН УССР, 1963, стр. 228.
11. Л. И. Крупник, И. Г. Шулика, Н. А. Демченко. В кн. «Исследование плазменных сгустков». Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 188.
12. В. Д. Шапиро. ЖТФ (письма в редакцию), 11, 10 (1965).
13. Б. С. Акшанов и др. В кн. «Взаимодействие заряженных частиц с плазмой». Киев, «Наукова думка», 1967.
14. В. Н. Ораевский, Р. З. Сагдеев. ЖЭТФ, 32, 1291 (1962).
15. Л. М. Коврижных, В. Н. Цитович. ЖЭТФ, 47, 1454 (1964).
16. Н. С. Репапов, Н. А. Хижняк. ЖТФ, 36, 219 (1966).
17. А. Б. Михайловский. «Атомная энергия», 19, 103 (1966).
18. Ф. Р. Басс, Я. Б. Файнберг, В. Д. Шапиро. ЖЭТФ, 49, 329 (1965).
19. В. Д. Шапиро. ЖЭТФ (Письма в редакцию), 2, 469 (1965).
20. P. Starrock. Phys. Rev., 1, 691 (1966).
21. K. Vol. On the mechanism of stochastic electron heating. Preprint, 1966. USA, Princeton University.

Исследование работы цезиевого термоэмиссионного преобразователя с молибденовым катодом

Ф. В. КОНДРАТЬЕВ, Г. В. СИНЮТИН, В. Ф. ТИХОНОВ

УДК 621.362

В последнее время значительное внимание уделяется разработке термоэмиссионного метода прямого преобразования тепловой энергии в электрическую. При этом особенно перспективным представляется использование ядерных реакторов в качестве источников тепловой энергии.

Создание реактора — термоэмиссионного преобразователя требует проведения комплекса работ, но в их основе лежит изучение выходных характеристик одиночного электрогенерирующего элемента. Необходимо отметить, однако, что между литературными данными определения выходных параметров термоэмиссионных преобразователей (ТЭП) наблюдаются значительные расхождения.

Молибден как материал оболочки катода реакторного ТЭП представляет значительный интерес. В настоящей работе рассматриваются результаты работы ТЭП с молибденовым катодом и обсуждаются присущие им закономерности.

В опубликованных работах различных авторов по исследованию ТЭП с молибденовым

катодом ([1—3] и др.) интервалы изменения определяющих параметров, как правило, были невелики, поэтому здесь рассмотрены все наиболее интересные режимы работы ТЭП с молибденовым катодом в дуговой области. Интерес к дуговому режиму обусловлен свойственными ему наиболее высокими удельными мощностями ТЭП.

Определенные затруднения при обработке результатов измерений вызывает отсутствие экспериментально апробированной теории дугового режима работы ТЭП. В связи с этим в качестве одной из задач настоящей работы авторы считали необходимым провести сравнение полученных экспериментальных результатов с феноменологической теорией Н. Рейзора.

Конструкция прибора и методика измерений

Различные режимы работы преобразователя изучались на цезиевом диоде с плоской геометрией электродов (рис. 1). Катод 2 был изготовлен из молибдена вакуумной плавки; площадь