

## Микроволновое излучение безэлектродного индукционного разряда

И. Ю. Адамов, Л. А. Душин, В. И. Кононенко, О. С. Павличенко

Описаны результаты исследования надтеплового микроволнового излучения плазмы безэлектродного индукционного разряда. Установлена корреляция микроволнового и рентгеновского излучений. Микроволновое излучение появляется в момент образования критической плотности плазмы для данной частоты приемника. Высказывается предположение о возникновении в плазме пучковой неустойчивости, приводящей к возбуждению электронных плазменных колебаний, трансформирующихся в поперечные электромагнитные волны.

Во многих установках по исследованию плазмы наблюдается сильное надтепловое микроволновое излучение [1—3]. Такое излучение может возникать в неравновесной плазме, в которой существуют либо токи, либо пучки заряженных частиц. Плазма в этом случае становится неустойчивой по отношению к раскату плазменных колебаний. Возникающие плазменные колебания большой амплитуды в ограниченной и неоднородной плазме могут преобразовываться в поперечные электромагнитные волны: плазма становится источником радиоактивного излучения мощностью, значительно превышающей тепловую. В работе [4] сообщалось о подобном механизме надтеплового микроволнового излучения из плазмы прямого сильноточного газового разряда и высказано предположение о связи этого излучения с коллективными процессами взаимодействия электронного тока с плазмой.

В установках, где плазма создается безэлектродным индукционным разрядом (типа  $\theta$ -пинча), всегда наблюдается рентгеновское излучение, свидетельствующее о наличии в плазме ускоренных электронов с большими энергиями. Такое искажение электронной функции распределения может привести к раскату плазменных колебаний. Цель настоящей работы — проверить предположение о возможности надтепло-

вого микроволнового излучения из плазмы безэлектродного индукционного разряда, вызванного теми же ускоренными электронами, при торможении которых возникает рентгеновское излучение.

### Описание установки и методов измерения

Микроволновое и рентгеновское излучения исследовались на установке, в которой плазма образовывалась в результате безэлектродного индукционного разряда в водороде. Переменное магнитное поле создавалось одновитковой катушкой диаметром 11 и длиной 20 см, подключаемой с помощью разрядника к батарее конденсаторов ( $C=18,6$  мкф,  $U=30$  кВ). Максимальная напряженность магнитного поля в пробке 16,5 кэ, пробочное отношение 1,1, период колебания магнитного поля 8,6 мксек. Для предварительной ионизации газа использовался генератор мощностью  $\sim 200$  вт с частотой 50 Мгц.

Изменение магнитного поля внутри и вне плазмы регистрировалось магнитными зондами, сигналы с которых через интегрирующие цепи подавались на осциллограф.

Плотность плазмы и скорость ее нарастания оценивались по ослаблению микроволновых сигналов, проходящих через плазму, с длинами волн 3,2; 0,8; 0,4 и 0,2 см. Положение слоев плазмы с плотностью выше критической для перечисленных длин волн определялось по амплитуде и фазе отраженного сигнала. Микроволновое излучение плазмы регистрировалось детекторными приемниками на длины волн 3,2; 0,8 и 0,4 см с чувствительностью порядка  $10^{-5}$  вт, рентгеновское излучение — с помощью сцинтилляционного датчика и ФЭУ. Оценка средней энергии рентгеновского излучения про-

водилась методом поглотителей. Область максимального рентгеновского излучения определялась съемкой разряда в рентгеновских лучах с помощью камеры — обскуры. Температура электронов оценивалась по относительной интенсивности линий гелия при незначительной добавке его в разрядную камеру.

### Результаты измерений

Микроволновое и рентгеновское излучения плазмы регистрировались в области начальных давлений  $1,2 \cdot 10^{-2} - 5,4 \cdot 10^{-4}$  мм рт. ст. при зарядных напряжениях на батарее конденсаторов 5—30 кВ. Источником излучений была область плазмы, находящаяся на оси одновитковой катушки.

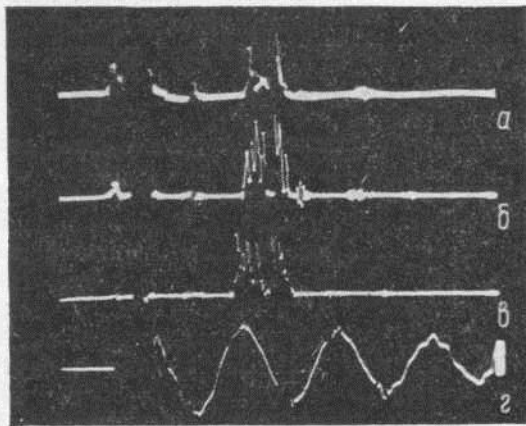


Рис. 1. Осциллограммы принятого микроволнового излучения на длинах волн 0,4 см (а); 0,8 см (б); 3,2 см (в) и внешнего магнитного поля (г). (Начальное давление  $6,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.; зарядное напряжение 20 кВ.)

На рис. 1 приведены типичные осциллограммы микроволнового излучения на различных длинах волн и изменения магнитного поля. Как видно, максимум интенсивности микроволнового излучения соответствует третьему полупериоду магнитного поля. Регистрируемый импульс рентгеновского излучения при этих условиях во времени также соответствует третьему полупериоду (рис. 2).

На рис. 3 приведена осциллограмма прохождения через плазму сигнала на длине волны 3,2 см при начальном давлении  $2,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. и зарядном напряжении 20 кВ. На ней видны также принятые импульсы микроволнового излучения, которые возникают в момент прохождения сигнала.

На рис. 4 показаны типичные осциллограммы микроволнового излучения и отраженного от плазмы сигнала на длине волны 3,2 см при начальном давлении  $6,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. и напряжении 20 кВ.

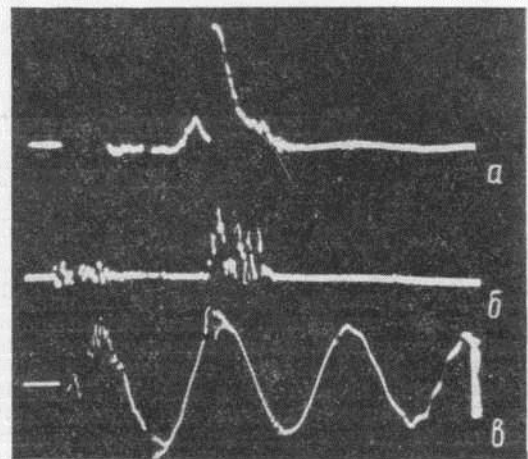


Рис. 2. Осциллограммы рентгеновского излучения (а), микроволнового излучения на длине волны 3,2 см (б) и магнитного поля (в).

Сопоставление осциллограмм, полученных в одинаковых условиях, показывает, что излучение из плазмы, отражение зондирующего и запыриание проходящего сигналов происходят од-

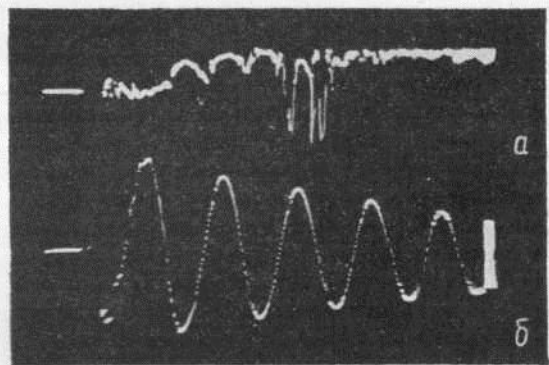


Рис. 3. Осциллограммы проходящего сигнала на длине волны 3,2 см (а) и магнитного поля (б).

новременно. Таким образом, необходимое условие возникновения микроволнового излучения на данной частоте — существование в плазме критической плотности заряженных частиц, при которой  $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n e^2}{m}}$  равно частоте приема.

На рис. 5 показана зависимость интенсивности микроволнового излучения на различных частотах от величины зарядного напряжения. Как видно из графика, излучение, превышающее по мощности порог чувствительности приемника, возникает на длине волны 3,2 см (а) при напряжении 5 кВ и на длине волны 0,8 см (б) при напряжении 10 кВ. Наблюдается слабое

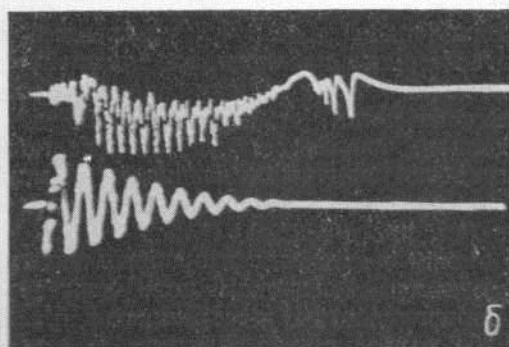
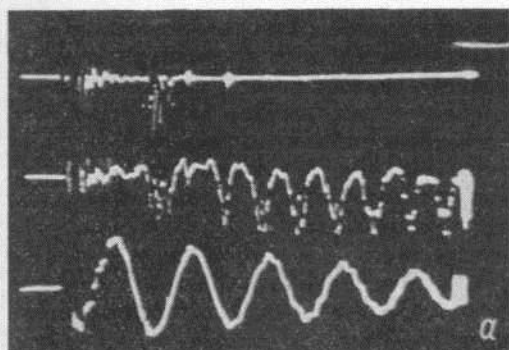


Рис. 4. Осциллограммы микроволнового излучения и отраженного сигнала на длине волны 3,2 см и магнитного поля [внизу] (а); отраженный сигнал и магнитное поле при меньшей скорости развертки (б).

повышение интенсивности излучения при увеличении зарядного напряжения. Излучение на длине волны 0,4 см возникает также при зарядном напряжении 10 кВ.

На рис. 6 приведена зависимость интенсивности микроволнового излучения от начального давления при зарядном напряжении 15 кВ. Максимум интенсивности соответствует давлению  $(4 \div 5) \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. При увеличении давления интенсивность излучения уменьшается, микроволновое и рентгеновское излучения возникают в более ранние полупериоды магнитного поля, и при давлении  $(1 \div 1,2) \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст. излучение исчезает. С понижением дав-

ления, начиная от  $4 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст., также наблюдается уменьшение интенсивности, а микроволновое и рентгеновское излучения возникают в более поздние полупериоды магнитного поля. Соответствующим образом происходит и смещение моментов времени образования критической плотности заряженных частиц. Микроволновое излучение исчезает при давлениях, при которых не может быть достигнуто

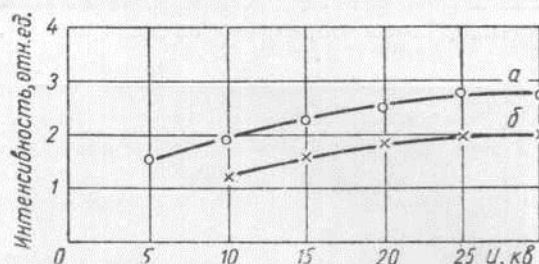


Рис. 5. Зависимость интенсивности микроволнового излучения от зарядного напряжения при начальном давлении  $4,5 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст.

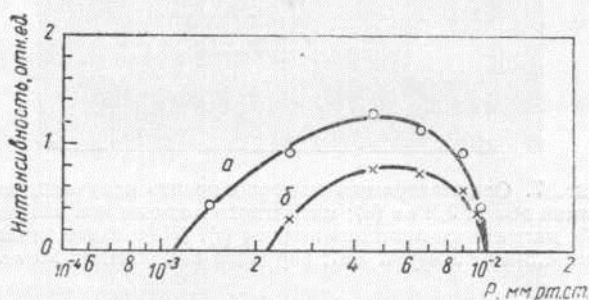


Рис. 6. Зависимость интенсивности микроволнового излучения от начального давления при зарядном напряжении 15 кВ (а, б — длина волны соответственно 3,2 0,8 см).

критическое значение плотности. Так, при давлении  $2,2 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. прекращается прием на длинах волн 0,8 и 0,4 см, а при давлении  $1,0 \cdot 10^{-3}$  мм рт. ст. — на длине волны 3,2 см.

Судить о поляризации микроволнового излучения трудно, поскольку излучающая часть плазмы находится под катушкой, являющейся экраном. Проведенные наблюдения показали, что во время приема излучения с торца разрядной трубки изменение поляризации приемных рупоров не влияло на величину регистрируемого сигнала. В случае приема сигнала через окно в катушке принимаемый сигнал с поляризацией электрического поля, параллельной внешнему магнитному полю, имеет меньшую амплитуду по сравнению с сигналом, принятым в случае перпендикулярной поляризации.

Из анализа амплитуды и фазы отраженного сигнала следует, что слои плазмы с критическими значениями электронной плотности ( $1,2 \times 10^{12}$ ;  $1,7 \cdot 10^{13}$  и  $7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ) под действием внешнего магнитного поля совершают радиальные колебания с удвоенной частотой магнитного поля  $\sim 240 \text{ кГц}$ . Максимальный диаметр плазмы плотностью  $1,2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  около 3,5—4 см. Важно отметить, что микроволновое излучение возникает на период раньше момента захвата плазмой магнитного поля обратного знака (рис. 7).

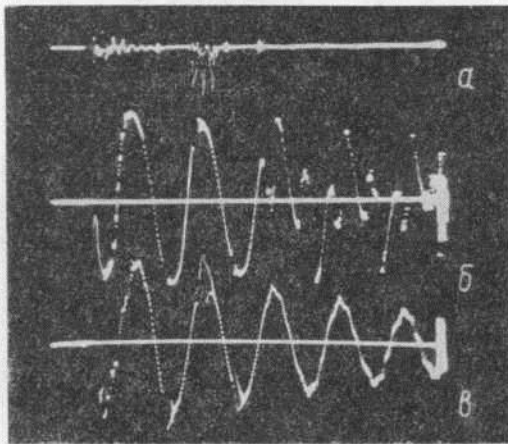


Рис. 7. Осциллограммы микроволнового излучения на длине волны 3,2 см (а); магнитного поля на оси плазмы (б); магнитного поля вне плазмы (в). (Начальное давление  $4,5 \cdot 10^{-3} \text{ мм рт. ст.}$ ; зарядное напряжение 20 кВ.)

Съемка рентгеновского излучения в указанной области давлений показала, что в основном оно испускается плазмой, находящейся под катушкой и имеющей диаметр  $\sim 3 \text{ см}$ . При таком диаметре электронная плотность плазмы превышает  $10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Энергия рентгеновского излучения, измеренная по поглощению в алюминии, была порядка 20—25 кэВ. Температура электронов, определенная по относительной интенсивности линий гелия, порядка  $3 \cdot 10^5 \text{ К}$ .

#### Обсуждение результатов

Оценки мощности теплового излучения плазмы, в которых использовались результаты измерения электронной температуры по относительной интенсивности синглетной и триплетной линий гелия, дали значение мощности, на несколько порядков меньше принимаемого. Объяснить это механизмом циклотронного излучения нельзя, поскольку в момент излучения

не выполняется условие равенства гирочастоты и частоты приема.

Как было показано [4], подобное надтепловое излучение возникает в плазме сильноточного газового разряда во время возбуждения мощных электронных плазменных колебаний при наличии дрейфового движения электронов. Возникшее электромагнитное излучение было результатом трансформации продольных плазменных колебаний в поперечные.

Корреляция моментов возникновения микроволнового излучения из плазмы и образования критической электронной плотности в нашем случае позволяет сделать вывод о возникновении достаточно интенсивных электронных плазменных колебаний с частотой  $\omega \approx \omega_{pe}$ . Такие колебания могут быть результатом возбуждения пучковой неустойчивости, появляющейся при наличии в плазме группы ускоренных электронов. Факт существования таких электронов в нашем случае подтверждается обнаруженным рентгеновским излучением, образующимся при взаимодействии ускоренных электронов с ионами плазмы.

Предположение о том, что ускоренные электроны возникают в области, где магнитное поле меняет свой знак (в момент захвата обратного магнитного поля), экспериментально не подтвердилось. Оказалось, что микроволновое и рентгеновское излучения возникают до момента захвата плазмой магнитного поля обратного знака (см. рис. 7).

Механизм появления ускоренных электронов в переменном магнитном поле исследовался экспериментально [5] и теоретически [6]. В работе [5] показано, что в быстро меняющемся магнитном поле возникают электроны с энергиями порядка сотен килоэлектронвольт и высказано предположение о бетатронном механизме такого ускорения. В работе [6] вычислялась энергия, которую могут приобретать электроны в переменном магнитном поле. Было показано, что при достаточной скорости нарастания магнитного поля электроны за один полупериод могут приобрести энергию порядка десятка килоэлектронвольт.

В нашем случае быстрые электроны могут возникать при движении в ускоряющем поле по спирали к центру системы. Область более плотной плазмы вблизи оси системы является местом взаимодействия ускоренных электронов с ионами примесей, вызывающего рентгеновское излучение. Кроме того, функция распределения электронов по скоростям в этот момент может иметь форму, приводящую к раскачке пучковой

неустойчивости, поскольку в начальные моменты выполняется условие  $T_e > T_i$ . При увеличении плотности плазмы максимум в спектре раскачиваемых колебаний смещается в сторону более высоких частот, и в момент времени, когда плотность плазмы достигает критического значения для фиксированной длины волны, регистрируется микроволновое излучение — результат трансформации продольных плазменных колебаний в поперечные. Это излучение в дальнейшем вследствие нагрева ионов при сжатии ( $T_e < T_i$ ) срывается.

В настоящее время трудно сказать, какой вид неустойчивости возникает в данном случае — «пучковая» или «токовая», — ввиду своеобразия механизмов развития этих неустойчивостей при наличии перпендикулярного магнитного поля. Результаты проведенных исследований дают большие основания полагать, что в данном случае имеет место пучковая неустойчивость.

Проверке этого предположения будут посвящены дальнейшие исследования.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность Я. Ф. Волкову, В. А. Супруненко, В. Т. Толоку, Я. Б. Файнбергу за обсуждение результатов работы и Л. В. Бржечко за помощь в работе.

Поступила в Редакцию 22/IV 1963 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. Dawson, C. Oberman. Phys. Fluids, 2, 103 (1959).
2. G. Field. Astrophys. J., 124, 555 (1956).
3. W. Bernstein et al. Phys. Fluids, 1, 430 (1958).
4. В. А. Супруненко и др. «Атомная энергия», 14, 349 (1963).
5. Я. Ф. Волков, В. Т. Толок, К. Д. Синельникова. «Ж. техн. физ.», 32, 811 (1962).
6. В. А. Анкудинов, В. М. Кельман, Л. Н. Сысоева. Там же, 33, 19 (1963).

УДК 539.125.5:539.471.017

## Сечения возбуждения уровней Mg, Cr<sup>52</sup>, Ni<sup>58</sup>, Ni<sup>60</sup> и Nb<sup>93</sup> при неупругом рассеянии нейтронов

Д. Л. Бродер, В. Е. Колесов, А. И. Лашук, И. П. Садохин, А. Г. Доббенко

Измерены сечения возбуждения некоторых уровней Mg<sup>24</sup>, Mg<sup>25</sup>, Mg<sup>26</sup>, Ni<sup>58</sup>, Ni<sup>60</sup>, Cr<sup>52</sup>, Nb<sup>93</sup> нейтронами в энергетическом интервале от 1 до 4 Мэв.

Проводится сравнение экспериментальных результатов с вычислениями, выполненными на основе оптической модели ядра с потенциалом Вудса — Саксона.

Сведения о сечениях неупругого рассеяния нейтронов могут быть получены различными экспериментальными методами. Широкое распространение получил метод изучения процесса неупругого рассеяния нейтронов, основанный на измерении спектров  $\gamma$ -излучения, сопровождающего этот процесс. Метод дает возможность не только установить схему энергетических уровней ядер, но и определить значения сечений возбуждения отдельных уровней. Применение рассеивателей из разделенных изотопов позволяет однозначно интерпретировать экспериментальные результаты.

Теория, позволяющая рассчитывать различные сечения взаимодействия нейтронов с атомными ядрами, в настоящее время недостаточно развита. Наибольшие успехи достигнуты при

вычислении сечений в оптической модели ядра. Такая модель с комплексным потенциалом с разумным краем позволяет удовлетворительно описывать не только полное сечение взаимодействия нейтронов с ядрами, но и отдельные его компоненты. Модель применяется также при вычислении сечений неупругого рассеяния нейтронов и дает хорошее согласие теоретических сечений с экспериментальными в тех случаях, когда известны схемы уровней ядер с их квантовыми характеристиками.

В настоящей работе исследуются сечения возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов на ядрах Mg, Cr<sup>52</sup>, Ni<sup>58</sup>, Ni<sup>60</sup> и Nb<sup>93</sup>. Производится сравнение экспериментальных результатов с теоретическими, вычисленными на основе оптической модели ядра с потенциалом Вудса — Саксона.

#### Описание эксперимента

Источником монохроматических нейтронов с энергией до 3 Мэв служила реакция  $\text{H}^3(p, n)\text{He}^3$ , а выше 3 Мэв — реакция  $\text{H}^2(d, n)\text{He}^3$ . Эти реак-