

04:09;12

Магнитогидродинамические неустойчивости самосжатого резонансного стримерного СВЧ разряда

© Л.П. Грачев, И.И. Есаков, К.В. Ходатаев

Федеральное государственное унитарное предприятие „Московский радиотехнический институт РАН“,
117519 Москва, Россия
e-mail: esakov@dataforce.net

(Поступило в Редакцию 19 сентября 2002 г.)

Описывается импульсный свободно локализованный резонансный стримерный СВЧ разряд в воздухе и водороде высокого давления в линейно поляризованном поле стоячей волны открытого двухзеркального резонатора. Фиксируемые в опытах характерные внешние особенности разряда трактуются как проявления перетяжной и изгибной неустойчивости плазменного канала с продольным СВЧ током, сжимаемого магнитным полем этого тока.

Введение

Изучению импульсного свободно локализованного неиницированного газового СВЧ разряда в квазиоптических пучках бегущих электромагнитных (ЭМ) волн посвящено большое количество работ [1–5]. В фокусе таких пучков может быть обеспечен уровень поля, требуемый для пробоя газов при сравнительно высоком их давлении p , например воздуха до $p \approx 0.2 \text{ atm}$. При более высоких p , вплоть до 1 atm и выше, разряд такого типа был получен с использованием высокочастотного квазиоптического открытого двухзеркального резонатора, в котором возбуждается линейно поляризованное поле на высокой моде по продольной координате [6–10].

В [6] впервые сообщается о безэлектродном пробое воздуха атмосферного p в указанных условиях. В ней констатируется, что развивающийся при этом разряд имеет вид уединенного, вытянутого вдоль вектора электрической компоненты исходного СВЧ поля E_0 плазменного канала с ярким центральным ядром. В написанной по „горячим следам“ этих опытов, но опубликованной значительно позже работе [7] приводятся более подробно некоторые их результаты. В ней указывается, что разряд развивается вдоль E_0 из плазменного зародыша за счет усиления поля на его полюсах; дается характерное время развития разряда и высказывается предположение о том, что значительная часть ЭМ энергии, накопленной в резонаторе к моменту пробоя, выделяется в ядре. Его наличие авторами объясняется диссипативными процессами в плазме разрядного канала за счет ее конечной проводимости.

В [8] подтверждаются опытные данные работы [7]; обращается внимание на резонансный характер взаимодействия разряда с СВЧ полем при приближении его длины к половине длины волны поля $\lambda/2$ и делается предположение о реализации на заключительной стадии развития разряда СВЧ пинч-эффекта как механизма, ответственного за образование кумулятивного ядра. В [9] приводятся результаты дополнительных экспериментов, уточняющих последовательность развития этого разряда. В ней показывается, что разряд зарождается на

единичном „свободном“ электроде. Затем формируется сферический плазменный зародыш, за счет электростатического взаимодействия с исходным полем удлиняется вдоль E_0 в обе стороны от места зарождения. На этой стадии своего развития СВЧ разряд подобен стримеру в постоянном поле и практически не поглощает ЭМ энергию. Но в отличие от последнего при приближении длины СВЧ стримера к $\lambda/1$ ток I в его канале резонансно возрастает. При этом существенно увеличивается эффективное сечение взаимодействия разряда с исходным полем. В результате формируется высокотемпературное ядро. В [9], как и в [7], наличие ядра связывают с диссипативными процессами в плазме, имея в виду распределение I по длине резонансного СВЧ стримера с максимумом в его центральной области. Колебания авторов [8,9] в трактовке заключительной стадии развития разряда обусловлены прежде всего недостаточным количеством опытных данных из-за существенных трудностей диагностики разряда. Они связаны со значительным статистическим разбросом места и времени появления „затравочного“ электрона, с малым размером ядра при существенной удаленности разряда не только от ближайших элементов конструкции, но и от регистрирующей аппаратуры, малой длительностью всего разрядного процесса и особенно его заключительной стадии. Эти объективные трудности заставляют искать пути косвенного подтверждения той или иной версии образования кумулятивного ядра.

Так, в [10] описаны результаты исследования разряда данного типа не только в воздухе, но и водороде. Кроме того, к этому времени был реализован свободно локализованный стримерный СВЧ разряд в воздухе, H_2 и в поле квазиоптического пучка бегущих ЭМ волн [11]. В бегущей волне у начального, вытянутого вдоль E_0 стримера в воздухе ядро отсутствовало, но наблюдалось в H_2 . Во всех этих экспериментах ядро появлялось только при превышении исходного p газов неких пороговых значений и обусловленных ими пороговых пробойных амплитуд ЭМ поля E_{thres} . Оценки показали, что именно вблизи этих E_{thres} магнитное p на поверхности плазменного канала за счет протекающего по нему

продольного I начинало превышать газокинетическое p в разрядном канале. Результаты этих опытов позволяют остановиться именно на пинч-эффекте как механизме, ответственном за формирование кумулятивного ядра.

В [10] приводятся данные о том, что при разряде в H_2 в его центральной области наблюдаются и два разнесенных по длине ядра. Это дает основание предположить, что самосжатие подвержен сравнительно большой центральной участок плазменного канала с максимумом I , а наблюдаемые ядра есть результат перетяжечной неустойчивости процесса сжатия, присущей традиционным Z-пинчам [12]. В этом случае при определенных условиях у резонансного СВЧ стримера может наблюдаться и изгибная неустойчивость. Экспериментальному подтверждению этого предположения и посвящена настоящая работа.

Условия эксперимента

Схема установки приведена на рис. 1. На нем представлен резонатор, помещенный в камеру высокого p . Резонатор запитывается квазиоптическим пучком ЭМ волн, поступающим в камеру через радиопрозрачное окно. Для контроля поля в резонаторе часть рассеиваемой из него ЭМ энергии через соответствующую измерительную цепь поступает на вход осциллографа.

Запитывающий резонатор пучок имеет структуру линейно поляризованной TEM -волны. Ее центральная частота, соответствующая максимальной мощности пучка, $f_0 = 7005$ MHz. Резонатор запитывается одиночными импульсами длительностью $t_{pul} = 350$ μ s. В течение импульса частота поля линейно изменяется со скоростью 2 kHz/ μ s в пределах $f_0 \pm 350$ kHz.

Резонатор образован двумя сферически вогнутыми круглыми зеркалами с радиусом кривизны 17.5 см и диаметром 34 см. Они выполнены из медного листа толщиной 0.2 см. Зеркала располагаются соосно друг другу и запитывающему их пучку. Расстояние между ними по оси резонатора 29.6 см и может регулироваться

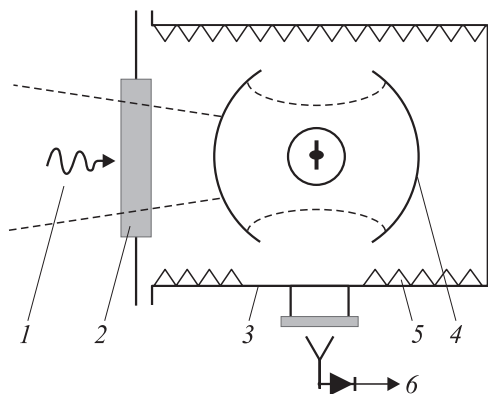


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 — ЭМ пучок, запитывающий резонатор; 2 — радиопрозрачное окно; 3 — герметичная камера; 4 — открытый резонатор; 5 — радиопоглощающее покрытие; 6 — к осциллографу.

для его настройки на центральную f_0 в пределах ± 0.5 см. Зеркало, обращенное к запитывающему пучку, перфорировано отверстиями и частично прозрачно. Резонатор возбуждается на простейшей азимутально-симметричной моде с гауссовым поперечным распределением поля и его структурой вдоль оси резонатора в виде стоячей волны [13]. Размер спада поля в e раз при удалении от оси резонатора в его центральной, фокальной плоскости равен 3 см. Вдоль оси резонатора поле имеет 13 вариаций, т.е. максимально в его центре. В опытах обеспечивалась максимальная амплитуда поля в его фокальной пучности $E_{max} = 150$ kV/cm при добротности резонатора $Q = 10^5$.

Цилиндрическая камера, по оси которой располагается резонатор, имеет диаметр и длину около 50 см. Ее внутренняя поверхность выложена радиопоглощающим материалом. На одном торце камеры укреплено радиопрозрачное кварцевое окно диаметром 40 см. Через него возбуждающий резонатор ЭМ пучок входит в камеру. На ее цилиндрической поверхности, напротив фокальной области резонатора, имеются два взаимно перпендикулярных иллюминатора диаметром 8 см с кварцевыми стеклами, прозрачными в оптическом и СВЧ диапазонах ЭМ волн. Фоторегистрация разрядной области производится через иллюминатор, ось которого перпендикулярна оси камеры и вектору E_0 поля. Камера рассчитана на избыточное $p_{max} = 8$ atm. При проведении экспериментов она предварительно откачивается до 0.1 Torr, а затем заполняется воздухом или H_2 .

При возбуждении резонатора рассеиваемая за края его зеркал СВЧ энергия, выходящая из камеры через свободный от фоторегистрирующей функции иллюминатор, улавливается волноводным рупором, детектируется и поступает на вход „запоминающего“ осциллографа. Форма сигнала на его экране позволяет производить настройку резонатора и контролировать временную зависимость амплитуды поля в его фокусе $E_0(t)$.

Эксперимент

При настройке резонатора камера заполнялась воздухом до p_{max} . При p_{max} воздух в ЭМ поле с амплитудой E_{max} пробиваться не должен. У него амплитуда критического пробойного поля $E_{cr}/p \approx 30$ kV/(cm · atm) [14], т.е. для пробоя воздуха при 8 atm необходимо поле $E_0 \geq 240$ kV. Эта величина значительно больше указанной выше $E_{max} = 150$ kV. И действительно, в эксперименте воздух при p_{max} не пробивался. При правильной настройке резонатора в течение СВЧ импульса на экране осциллографа фиксируется типичная резонансная кривая с ее полной шириной по уровню $1/\sqrt{2}$ от максимального значения $2\Delta f \approx 70$ kHz, что соответствует $Q = 10^5$.

В ходе экспериментов сначала выполнялась их контрольная серия с заполнением камеры воздухом при $p \geq 1$ atm. Уже эти опыты дали существенные и в определенном смысле неожиданные результаты.

В опытах воздух пробивался в фокальной пучности поля резонатора, но лишь до $p = 3 \text{ atm}$, что меньше ожидаемых 5 atm . Этот результат, скорее всего, связан с малым числом свободных электронов в воздухе при естественных условиях [15], хотя подробно он в данных экспериментах не исследовался.

При любых p в диапазоне $1 \leq p \leq 3 \text{ atm}$ в каждом конкретном СВЧ импульсе пробой мог быть, а мог и не быть. В случае пробоя на осциллограмме наблюдалась только часть переднего, нарастающего участка резонансной кривой до пробойного уровня $E_0 = E_{br}$, после чего сигнал на экране осциллографа резко, за время, меньшее долей микросекунды, падал до нуля. При фиксированном p в последовательных импульсах уровень E_{br} существенно отличался, находясь в диапазоне $E_{cr} < E_{br} < E_{max}$ [15], т. е. при фиксированном p исходная надкритичность поля $\Psi = E_{br}/E_{cr}$, при которой развивался разряд, в различных импульсах была существенно различной.

При $1 \leq p < 1.5 \text{ atm}$ в воздухе наблюдался разряд известного вида [10]: при E_{br} , лишь незначительно превышающем E_{cr} , это был вытянутый вдоль E_0 плазменный канал без центрального ядра; при большой Ψ это был канал с ядром.

При $p \geq 1.5 \text{ atm}$ в отдельных реализациях у разряда могло быть и два ядра, как, например, показано на рис. 2, *a*. Раньше такое наблюдалось только в H_2 [10]. Рис. 2, *a* соответствует $p = 1.5 \text{ atm}$. На нем и на всех последующих подобных рисунках помещены полученные при затемнении помещения интегральные фотографии со временем экспозиции, существенно превышающим время свечения разряда. На них ось резонатора горизонтальна, а вектор E_0 вертикален. На рис. 2, *a* длина плазменного канала $2l = 1.2\text{--}1.3 \text{ cm}$ и может служить масштабом изображения. Эта длина была оценена по контрольной фотографии элементов конструкции с известными размерами, находящихся вблизи центральной области резонатора, с того же ракурса и расстояния, с которого проводилось фотографирование разряда.

Измеренный по рис. 2, *a* размер $2l$ почти в два раза меньше резонансного $\lambda/2 \approx 2 \text{ cm}$. В определенном смысле это отражает саму „физику“ разряда. СВЧ разряд на стримерной стадии развития слабо поглощает ЭМ энергию. На этой стадии ярко светятся лишь его концы, перемещаются вдоль E_0 с экспоненциально нарастающей скоростью, достигающей значений 10^8 cm/s [9]. Эта стадия на фотографиях, скорее всего, вообще не фиксируется. Интенсивное свечение центральной области плазменного канала начинается лишь на резонансной стадии, когда ток I в этой области существенно возрастает. Сюда же надо добавить и возможность самосжатия области, сопровождающегося дополнительным выделением в ней ЭМ энергии и возрастанием светимости. В результате интегральная светимость разрядного канала в оптическом диапазоне на порядки различна по его длине и на фотографиях фиксируется лишь

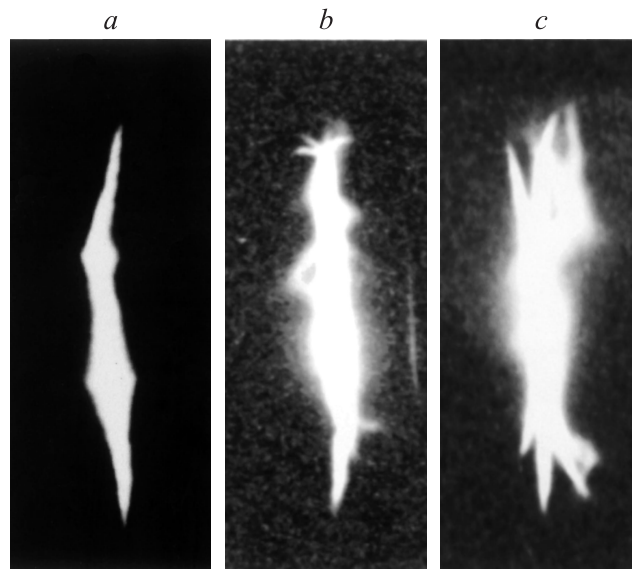


Рис. 2. СВЧ разряд в воздухе. p , atm: *a* — 1.5, *b* — 2.5, *c* — 3.

его центральная область. Данная логика не зависит от сорта газа. И действительно, во всех описанных ниже опытах, как в воздухе, так и в H_2 , независимо от Ψ на фотографиях размер $2l$ был примерно одинаков. Он колебался в пределах $1.2\text{--}1.4 \text{ cm}$.

На рис. 2, *a* диаметр плазменного канала $2a \approx 6 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$. Следует отметить, что, имея в виду интегральный характер фоторегистрации, этот размер соответствует максимальному диаметру канала, который он имеет в процессе развития разряда.

При $p \geq 2.5 \text{ atm}$ у разряда в воздухе начинает проявляться изгибная неустойчивость. Для примера на рис. 2, *b* приведена его фотография при $p = 2.5 \text{ atm}$. На рис. 2, *b* центральная область разряда, традиционное место расположения ядра, засвечена, ее структура по фотографии практически неразрешима. Это свидетельствует о значительном возбуждении воздуха в данной области. Канал разряда является интенсивным источником ионизирующего излучения [16,17], которое приводит к возбуждению окружающего канал воздуха. Воздух является сложным молекулярным объектом и при возбуждении „светится“ в широком спектральном диапазоне ЭМ волн. На фотографии в верхней части канала видны его изгибы с характерной длиной волны поперечных возмущений $\Lambda \approx 0.25 \text{ cm}$ и максимальной амплитудой смещений $A_{max} \approx 0.09 \text{ cm}$.

С ростом p разрядная область „размыта“ уже почти по всей фиксируемой на фотографии длине, что не позволяет различать ее внутреннюю структуру. Видно только, что она достаточно сложная, как, например, на рис. 2, *c*, на котором показан разряд при $p = 3 \text{ atm}$.

Основная серия экспериментов была проведена в водороде. В опытах H_2 пробивался во всем диапазоне $1 \leq p \leq 8 \text{ atm}$, что естественно. У водорода $E_{cr}/p = 10 \text{ kV}/(\text{cm} \cdot \text{atm})$ [14], и при $p_{max} = 8 \text{ atm}$

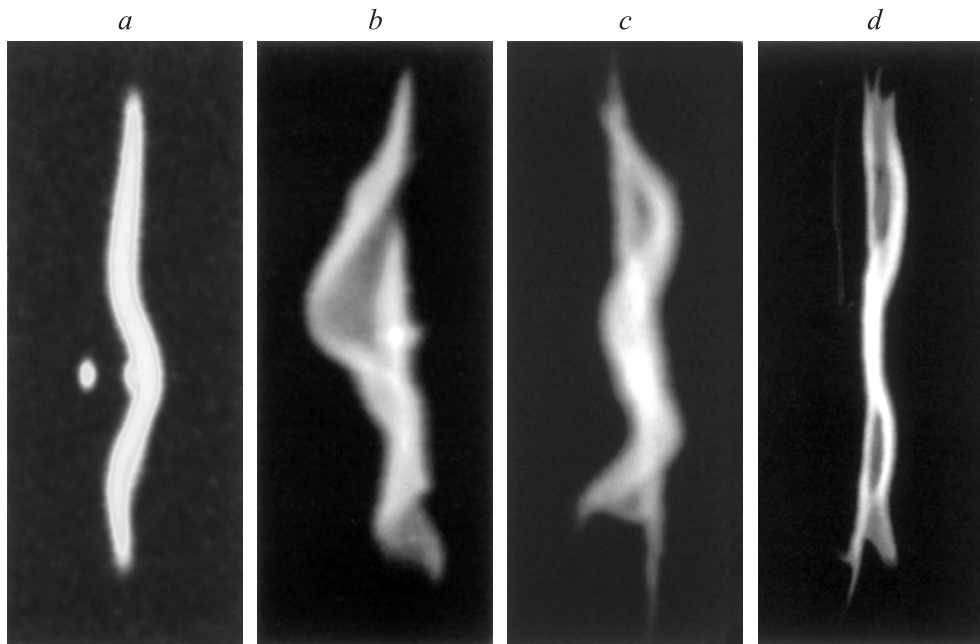


Рис. 3. СВЧ разряд в водороде. p , atm: a — 2.5, b — 4, c — 5, d — 8.

поле $E_{cr} = 80 \text{ kV/cm} < E_{max}$. Как и в воздухе, пробой H_2 происходил в фокальной пучности поля и носил нерегулярный характер. В каждом конкретном импульсе он мог быть, а мог и не быть. В случае пробоя в последовательных импульсах измеряемые E_{br} находились в диапазоне от E_{cr} для установленного в камере p до E_{max} . Таким образом, при фиксированном p разряд в H_2 , как и в воздухе, в различных импульсах развивался при различной Ψ .

При пробое в диапазоне $1 \leq p \leq 3 \text{ atm}$ в опытах с H_2 наблюдался обычный резонансный стримерный СВЧ разряд с одним или двумя ядрами. Проявившейся в опытах особенностью разряда в H_2 при сравнительно низких p является то, что он, как правило, в каждом отдельном СВЧ импульсе развивается из нескольких, слегка разнесенных в пространстве центров. Например, на рис. 3, a представлен разряд при $p = 2.5 \text{ atm}$. На нем видны три изолированные разрядные области. Одна из них развита до полной длины, а две другие находятся в зародыше. Их индуцированные поля влияют друг на друга. В результате развитый канал огибает область двух других „разрядных центров“, в свою очередь подавляя их развитие.

При $p \geq 3 \text{ atm}$ разряд в H_2 становится неустойчивым к изгибам. На рис. 3, b приведен разряд при $p = 4 \text{ atm}$. Зафиксированы два наложенных друг на друга, находящиеся в одной фокальной пучности поля, но разнесенные по глубине разрядные каналы, развивающиеся из двух „затравочных“ центров. Один канал, прямолинейный и меньшей длины, имеет ярко выраженное ядро, а второй изогнут. Характерная длина волны его изгиба $\Lambda \approx 0.6 \text{ cm}$ при максимальной амплитуде $A_{max} \approx 0.15 \text{ cm}$. Из рисунка следует, что изгиб канала

происходил из прямолинейного начального состояния. Именно поэтому область под „змейкой“ засвечена в процессе увеличения амплитуды изгиба, происходящего с определенной скоростью. При этом значении p в отдельных СВЧ импульсах меняется как количество разрядных каналов, так и форма изгиба основного, развитого канала. Последнее характерно именно для неустойчивостей. Конечная форма возмущенного канала не predetermined, как не predetermined его начальное возмущение.

На рис. 3, c приведен разряд при $p = 5 \text{ atm}$. На нем четко видны исходный прямолинейный разрядный канал и его конечное изогнутое положение с засвеченной областью под змейкой. Оцененные по фотографии диаметры начального канала и конечной змейки примерно одинаковы $2a \leq 3.2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$ при $\Lambda \approx 0.4 \text{ cm}$ и $A_{max} \approx 8.4 \cdot 10^{-2} \text{ cm}$. При этом p по-прежнему форма разряда в последовательных СВЧ импульсах существенно различна при примерном равенстве оцененных размеров $2a$, Λ и A_{max} .

В условиях эксперимента тенденция уменьшения Λ с ростом p сохраняется вплоть до 6–7 atm. С дальнейшим ростом p масштаб Λ начинает увеличиваться.

При $p \geq 5\text{--}6 \text{ atm}$ существенно уменьшается вероятность развития разряда из нескольких центров.

На рис. 3, d в качестве примера приведен типичный разряд при $p_{max} = 8 \text{ atm}$. Видно, что его канал в конечном положении изогнут практически по всей своей зафиксированной длине $2l \approx 1.3 \text{ cm}$. Это подтверждает высказанное выше предположение о том, что в экспериментальных условиях на фотографиях видна лишь ярко светящаяся часть разряда с большим l . Неяркие же концевые его участки длиной около 0.4 cm на них вообще не видны.

Обсуждение результатов

Важным результатом наблюдений являются два обстоятельства. Первое — это тот факт, что явное возникновение крупномасштабных неустойчивостей имеет пороговый по давлению газа характер. В H_2 этот порог равен примерно 3 atm. Второе — время развития неустойчивостей ограничено временем существования развитого стримера, не превышающим 10 ns [7–9]. Сочетание этих двух обстоятельств может быть интерпретировано на основе предположения о гидродинамической природе наблюдаемых неустойчивостей.

Оценки показывают, что отношение давления магнитного поля тока, наведенного в стримере в момент резонанса, к давлению плазмы в канале растет с увеличением начального p газа и может превысить единицу при $p > 1.5–2$ atm. Численное моделирование на разработанной феноменологической модели резонансного стримерного разряда в волновом поле при давлении H_2 в несколько atm продемонстрировало сильное компрессионное сжатие плазмы разряда усредненным магнитным давлением [18]. Поэтому естественно ожидать, что при больших p магнитодинамические эффекты, в частности возникновение крупномасштабных неустойчивостей, должны проявиться более ярко и наглядно.

Для оценки инкрементов магнитогидродинамических неустойчивостей естественно привлечь теоретические представления, разработанные для обычного линейного Z -пинча (см., например, [12, 19–22]), опираясь при этом на представление об усредненном по периоду СВЧ поля магнитном давлении.

Из этих теоретических работ следует, что цилиндрический разряд с продольным током в условиях равновесия магнитного и плазменных давлений неустойчив относительно крупномасштабных возмущений типа перетяжек и змеек. Инкременты этих неустойчивостей Γ пропорциональны магнитному полю H на поверхности разряда и обратно пропорциональны корню квадратному из плотности плазмы ρ . В случае СВЧ разряда в качестве поля H следует принимать его среднеквадратичное значение. В [21] приведены соотношения для Γ бесконечного скинированного цилиндрического пинча с однородным распределением ρ без продольного магнитного поля в вакууме при удаленном экране. В обсуждаемом эксперименте СВЧ скин-слой находится в одном порядке с радиусом разряда a и распределение ρ в разряде далеко от однородного. Из чего следует, что упомянутые соотношения применимы лишь в длинноволновом приближении $ka \leq 1$, где $k = 2\pi/\Lambda$ — волновое число возмущения. Для обоих типов возмущений можно принять для оценки инкремента неустойчивости выражение

$$\Gamma \cong \sqrt{\mu_0/\rho} \cdot H \cdot k, \quad (1)$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Н/м.

В момент резонанса ток I в полуволновом тонком вибраторе распределен по закону косинуса и его максимум ограничен сопротивлением излучения $R_w = 73 \Omega$

$$I = \lambda \cdot E_0 / (\pi \cdot R_w), \quad (2)$$

так что магнитное поле на поверхности разряда в его средней части

$$H = \lambda \cdot E_0 / (2\pi^2 \cdot a \cdot R_w). \quad (3)$$

С учетом (3) инкремент неустойчивостей может быть оценен соотношением

$$\Gamma(p) \cong \sqrt{\mu_0/\rho(p)} \cdot \lambda \cdot E_0(p) \cdot k / (2\pi^2 \cdot a \cdot R_w). \quad (4)$$

Возникновение неиницированного СВЧ разряда возможно лишь при превышении критического пробойного значения амплитуды внешнего поля $E_{cr}(p)$, пропорционального начальному p газа. Поэтому в (4) следует принять $E_0 \geq E_{cr}(p)$. Плотность газа без учета возможной компрессии не превышает начального значения, также пропорционального начальному p .

Приведенные в [18] результаты измерения радиуса разряда в зависимости от p воздуха и водорода в диапазоне 70–760 Torr можно приближенно аппроксимировать зависимостью

$$a(p) \approx 0.015/p, \text{ см}, \quad (5)$$

в которую значение p надо подставлять в atm.

Экстраполируя (5) в область $p > 1$ atm, получим для $\lambda = 4.3$ см и $ka = 1$, согласно (4) и (5), оценку инкремента для водорода

$$\Gamma(p) \approx 1.6 \cdot 10^7 \cdot p^{2.5}, \text{ s}^{-1}. \quad (6)$$

Из измерений следует, что резонансный ток поддерживается в стримере в течение десятка наносекунд [8, 18]. Потребовав $\Gamma > 10^8 \text{ s}^{-1}$, получим нижний порог возбуждения неустойчивостей по давлению

$$p > (10^8 / 1.6 \cdot 10^7)^{(1/2.5)} \approx 3.3 \text{ atm}. \quad (7)$$

Оценочное значение порога вполне удовлетворительно совпадает по порядку величины со значением, полученным в эксперименте. Это позволяет с большой долей уверенности полагать, что наблюдаемые крупномасштабные возмущения есть нелинейная стадия магнитогидродинамических неустойчивостей разрядного канала, давление плазмы которого удерживается усредненным за период СВЧ магнитным полем тока, наведенного в резонансном стримере.

Следует отметить, что привлечение теоретических представлений, развитых для традиционных Z -пинчей, в достаточной мере ограничено существенными отличиями их от СВЧ разрядов. Это — отсутствие проводящих кожуха и торцов, наличие окружающего плотного газа, сравнимость длины волны СВЧ поля с длиной разряда и связанная с этим неоднородность тока по длине разряда, пульсирующее магнитное давление и многое другое. Учет этих особенностей необходим при построении адекватной теории исследуемого процесса.

Заключение

Таким образом, в опытах реализован безэлектродный СВЧ пробой воздуха при давлении $1 < p \leq 3 \text{ atm}$ и водорода при $p \leq 8 \text{ atm}$. Пробой осуществлен в поле линейно поляризованной стоячей электромагнитной волны в фокусе высокодобротного квазиоптического открытого двухзеркального резонатора. Резонатор возбуждался излучением с длиной волны $\lambda = 4.3 \text{ cm}$. В результате пробоя развивался резонансный стримерный СВЧ разряд. Разряд был свободно локализованным и отстоял не менее чем на 10 см от ближайших элементов конструкции. На заключительной стадии развития разряда его центральная область длиной 1.2–1.4 см и диаметром в сотые доли сантиметра была подвержена как перетяжечной, так и ярко выраженной изгибной неустойчивостям. Изгибная неустойчивость начинает развиваться в воздухе при $p \geq 2.5 \text{ atm}$, а в водороде — с $p \geq 3 \text{ atm}$. Развитие крупномасштабных мод неустойчивостей с убедительностью свидетельствует об определяющей роли усредненного давления магнитного поля наведенного резонансного СВЧ тока в стримере. Они могут развиваться только в условиях самосжатия разряда магнитным давлением. Таким образом, наблюдаемые процессы должны быть классифицированы как СВЧ пинч-эффект.

СВЧ пинч-эффект интересен прежде всего как проявление известного явления в существенно иных условиях, а присущие ему особенности позволяют анализировать возможность его применения, например, как импульсного источника жесткого рентгеновского или нейтронного излучения.

Список литературы

- [1] *Высокочастотный разряд в волновых полях*. Сб. науч. тр. Горький: Институт прикладной физики АН СССР, 1988. 297 с.
- [2] *Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М.* Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996. 204 с.
- [3] *Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М.* Искусственная ионизованная область в атмосфере. М.: Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, 1986. 184 с.
- [4] *Khodataev K.V.* // Proc. IGPIG-XX. Invited papers. 1991. P. 207–217.
- [5] *Ходатаев К.В.* // Химическая физика. 1993. Т. 12. Вып. 3. С. 303–315.
- [6] *Авраменко Р.Ф., Грачев Л.П., Николаева В.И.* // Электропунктура и проблемы информационно-энергетической регуляции деятельности человека. Сб. ст. / Под ред. В.Г. Никифорова, В.Н. Пушкина. М.: ЦНИИ экономики и научно-технической информации угольной промышленности, 1976. С. 197–198.
- [7] *Авраменко Р.Ф., Батанов Г.М., Николаева В.И.* // Будущее открывается квантовым ключом. Сб. ст. М.: Химия, 2000. С. 197–201.

- [8] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В.* Препринт. Физико-технического института им. А.Ф. Иоффе РАН. СПб., 1992. № 1577. 59 с.
- [9] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В.* // ЖТФ. 1994. Т. 64. Вып. 2. С. 26–37.
- [10] *Барашенков В.С., Грачев Л.П., Есаков И.И., Костенко Б.Ф., Ходатаев К.В., Юрьев М.З.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 11. С. 31–35.
- [11] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Мишин Г.И., Ходатаев К.В.* // ЖТФ. 1996. Т. 66. Вып. 7. С. 32–45.
- [12] *Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г.* Горячая плазма и управляемый ядерный синтез. М.: МИФИ, 1977. 423 с.
- [13] *Грачев Л.П., Есаков И.И., Малыг С.Г., Ходатаев К.В.* // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 6. С. 66–74.
- [14] *Мак-Доналд А.* Сверхвысококачественный пробой в газах. М.: Мир, 1969. 206 с.
- [15] *Барашенков В.С., Грачев Л.П., Есаков И.И., Костенко Б.Ф., Ходатаев К.В., Юрьев М.З.* // ЖТФ. 2000. Т. 70. Вып. 10. С. 34–39.
- [16] *Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г.* // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. Вып. 14. С. 888–891.
- [17] *Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г.* // Физика плазмы. 1986. Т. 12. Вып. 11. С. 1369–1375.
- [18] *Grachev L.P., Esakov I.I., Khodataev K.V.* // Proc. Intern. Workshop „Strong microwave in plasmas“. Nizhny Novgorod, 2000. Vol. 1. P. 291–305.
- [19] *Спитцер А.* Физика полностью ионизованного газа. М.: Мир, 1965. 212 с.
- [20] *Синельников К.Д., Руткевич Б.Т.* Лекции по физике плазмы. Харьков, 1964. 234 с.
- [21] *Трубников Б.А.* Теория плазмы. М.: Энергоиздат, 1998.
- [22] *Имиенник В.С., Боброва Н.А.* Динамика столкновительной плазмы. М.: Энергоатомиздат, 1997.