

УДК 533.9.082.74

РАДИОЧАСТОТНАЯ ДИАГНОСТИКА РАСПАДАЮЩЕЙСЯ ПЛАЗМЫ В “ГИГАНТСКОЙ” КОАКСИАЛЬНОЙ ЛИНИИ НА БОЛЬШОЙ ПЛАЗМЕННОЙ УСТАНОВКЕ

© 2024 г. И. Ю. Зудин*, В. В. Кочедыков**, М. Е. Гуцин, А. В. Стриковский,
С. В. Коробков, А. Н. Катков, И. А. Петрова, И. М. Вершинин

Федеральный исследовательский центр “Институт прикладной физики
им. А. В. Гапонова-Грехова РАН”, Нижний Новгород, Россия

* e-mail: zudiniy@ipfran.ru

** e-mail: v.kochedykov@ipfran.ru

Поступила в редакцию 10.10.2023 г.

После доработки 19.12.2023 г.

Принята к публикации 23.12.2023 г.

Для лабораторного моделирования эффектов взаимодействия сверхширокополосных электромагнитных импульсов с частично ионизированной атмосферой и ионосферой на крупномасштабном стенде “Крот” (ИПФ РАН) создан новый научный инструмент: “гигантская” коаксиальная линия длиной 10 м и диаметром 1.4 м, заполняемая распадающейся плазмой индукционного разряда. Описано применение двух радиочастотных методов волновой диагностики — отсечки и фазового интерферометра, позволяющих определять концентрацию плазмы, заполняющей линию, в широком диапазоне значений $N_e = 10^7 - 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Результаты измерений сопоставляются с данными, полученными контактной диагностикой — зондом с СВЧ-резонатором. Интерферометрический метод реализован с учетом неоднородного распределения концентрации плазмы как вдоль, так и поперек передающей линии, которая в рабочем диапазоне частот импульсных и непрерывных диагностических сигналов представляет собой сверхразмерный коаксиальный волновод. Обсуждаются особенности применения и ограничения контактных (зондовых) и бесконтактных (волновых) методов диагностики с учетом неоднородного распределения плазмы в коаксиальной линии и особенностей ее конструкции.

Ключевые слова: диагностика плазмы, интерферометр, передающая линия, лабораторное моделирование, ионосфера

DOI: 10.31857/S0367292124020055, EDN: SBYDUG

1. ВВЕДЕНИЕ

Передающие линии с плазменным заполнением используются в фундаментальных исследованиях и находят применение в различных приложениях. Подобные решения лежат в основе устройств плазменной СВЧ-электроники: дисперсионные свойства плазмы в волноводах позволяют использовать ее как замедляющую систему [1, 2]. Эффекты отсечки электромагнитных волн в передающих линиях с плазмой могут использоваться для селекции частот [3, 4], а эффекты нелинейного поглощения — для управления потоками мощного излучения [5]. Изменения амплитудно-частотных характеристик отрезков передающих линий в присутствии плазмы применяются в диагностических целях, в первую очередь — для измерения концентрации электронов [6–8]. В технологических системах, в которых передающие линии используются для создания и поддер-

жания ВЧ- и СВЧ-разряда, важными представляются вопросы согласования генераторов и передающих линий с плазменной нагрузкой [9, 10].

Перспективной областью применения передающих линий с плазменным заполнением является экспериментальное моделирование распространения сверхширокополосных электромагнитных импульсов (СШП ЭМИ), в том числе — высокого уровня мощности, через атмосферу и ионосферу [11, 12]. Чтобы приблизить условия взаимодействия ЭМИ с лабораторной плазмой к условиям в ионосфере, необходимо организовать протяженную трассу прохождения ЭМИ в форме квазипоперечной (ТЕМ) электромагнитной волны, соответствующей естественным условиям. Проводившиеся ранее эксперименты по облучению ЭМИ большого столба плазмы из рупорных антенн [13] обладают рядом недостатков, таких как рефракция ЭМИ из-за по-

перечной неоднородности электронной концентрации, искажение формы ЭМИ за счет переотражений от стенок камеры, которые могут затруднять интерпретацию экспериментальных результатов. Альтернативным подходом является использование для моделирования ионосферных явлений передающих линий, поддерживающих распространение ЭМИ в форме ТЕМ-моды с возможностью ионизации газа в рабочем зазоре между проводниками. Такие линии могут быть реализованы в коаксиальной [14, 15] или полосковой [16] геометрии. Передающая линия с плазменным заполнением позволяет сосредоточить электромагнитное поле в поперечном направлении, исключив расходимость и сохраняя при этом свойства распространяющейся в ней ТЕМ-волны близкими к свойствам волны в свободном пространстве.

Первые эксперименты по распространению ЭМИ в плазме с компактными передающими линиями были проведены в США в 70-х гг. прошлого века [17]. В минувшие годы в связи с совершенствованием источников ЭМИ, с одной стороны, и расширением использования крупномасштабных установок для моделирования околоземной плазмы, с другой стороны, эти идеи получили развитие. Недавно на стенде “Крот” (ИПФ РАН) был создан новый научный инструмент — крупномасштабная (“гигантская”) коаксиальная линия (ГКЛ) с плазменным заполнением [14, 15]. ГКЛ обеспечивает распространение ЭМИ в плазме на трассе до 10 м подобно тому, как ТЕМ-волна распространяется в свободном пространстве, заполненном однородным диэлектриком. Поперечный размер плазмы составляет более 1 м.

Вопрос корректного определения параметров плазмы в ГКЛ, в первую очередь — концентрации электронов, важен для планирования экспериментов и анализа получаемых результатов. Рабочие значения концентрации плазмы, при которых проводятся эксперименты с СШП ЭМИ наносекундной длительности, составляют $N_e = 10^7 - 10^9 \text{ см}^{-3}$. Такие значения не всегда удобны для измерения компактными зондами, легмюровскими или иными конструкциями. В наиболее простом виде теория, лежащая в основе зондовых диагностик, разработана в приближении “тонкого” слоя пространственного заряда, когда размер зонда существенно (на порядки) превосходит радиус Дебая r_d . При указанных ранее значениях N_e радиус Дебая может достигать величин порядка 1 мм, а толщина слоя пространственного заряда оказывается, соответственно, порядка 1 см. При таких параметрах режим “тонкого” слоя реализуется при размерах зонда не менее нескольких сантиметров. Использование контактных зондов такого размера может существенно

искажать профиль плазмы. Кроме того, контактные зонды, введенные на штангах вдоль радиуса ГКЛ, при проведении экспериментов с ЭМИ нарушают структуру электромагнитного поля в рабочем зазоре линии. При прохождении ЭМИ, особенно высокого уровня мощности, любой зонд в плазме играет роль приемной антенны, что создает угрозу помех и даже выхода диагностической аппаратуры из строя.

Альтернативным решением являются бесконтактные волновые методы диагностики. В данной работе представлены результаты использования на ГКЛ двух реализаций схемы радиопросвечивания плазмы, а именно методов отсечки и фазового интерферометра. Эти методы, оказавшиеся достаточно удобными, применены совместно с более традиционным для установки “Крот” методом зонда с СВЧ-резонатором на отрезке двухпроводной линии.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

ГКЛ, использованная в экспериментах, имеет общую длину 10 м [15]. Линия состоит из центральной (рабочей) цилиндрической секции длиной $l = 3 \text{ м}$ и двух конических переходов длиной 3.5 м, выполняющих роль волновых трансформаторов (рис. 1).

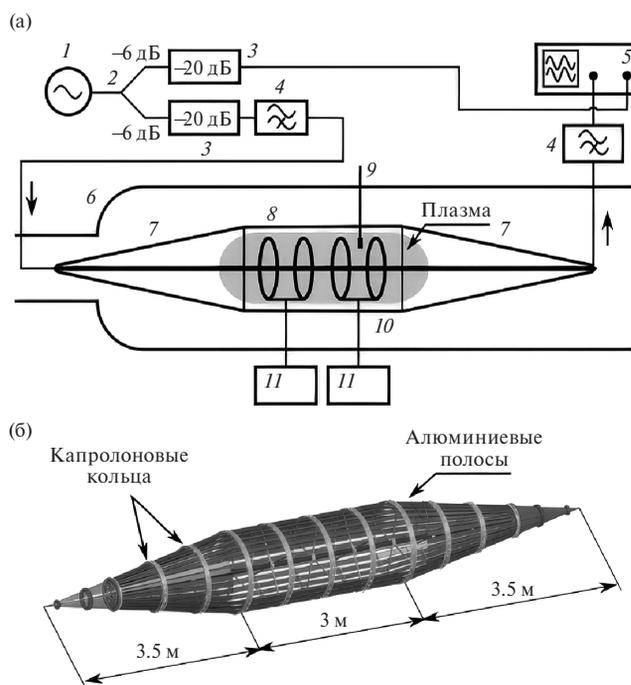


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (а): 1 — генератор, 2 — резистивный делитель мощности, 3 — аттенюатор, 4 — фильтр верхних частот, 5 — осциллограф, 6 — вакуумная камера, 7 — конический переход ГКЛ, 8 — рабочая секция ГКЛ, 9 — СВЧ-зонд, 10 — индуктор, 11 — ВЧ-генератор; эскиз ГКЛ (б).

За счет использования волновых трансформаторов ГКЛ обеспечивает распространение коротких ЭМИ в рабочей секции в виде ТЕМ-волн в случае, если линия является сверхразмерной, т.е. ее поперечные размеры превышают пространственную длину ЭМИ в направлении распространения [14]. Внешний проводник ГКЛ образован алюминиевыми пластинами, установленными на обечайку из капролоновых колец. Внутренним проводником является сплошная дюралюминиевая труба переменного сечения. Внешний радиус рабочей секции $r_2 = 70$ см, радиус внутреннего проводника $r_1 = 4$ см. Входной и выходной импедансы ГКЛ составляют 50 Ом, импеданс рабочей секции 170 Ом. Использование ГКЛ в режиме сверхразмерного (широкого) коаксиального волновода позволяет моделировать явления, развивающиеся в плазме при движении фронта ЭМИ, уменьшив вклад приэлектродных эффектов.

ГКЛ устанавливается внутри вакуумной камеры стенда “Крот” [18]. В качестве рабочего газа в описанных в данной работе экспериментах использовался аргон при давлениях $p = 7 \times 10^{-4} - 5 \times 10^{-2}$ Торр. Заполнение рабочей секции линии плазмой осуществляется с помощью импульсного высококачественного индукционного разряда. Для этого внутрь линии вводятся четыре одновитковых индуктора диаметром 90 см. Индукторы устанавливаются соосно с внутренним проводником на расстоянии 75 см друг от друга. Для создания плазмы к индукторам подводится импульс с частотой 5 МГц, мощностью около 100 кВт и длительностью 1 мс от лампового ВЧ-генератора. Измерения проводятся в спокойной распадающейся плазме в режиме многократных повторений плазмосоздающего импульса, на стадии распада плазмы после окончания каждого импульса. Частота повторений составляет 1 раз в 20 с.

На начальной стадии распада плазмы для ее диагностики использовался контактный метод — зонд с СВЧ-резонатором на отрезке двухпроводной линии [8]. Нами применялись два зонда с длинами резонаторов около 3 и около 8 см с резонансными частотами, соответственно, $f_{res,0} = 2.66$ ГГц и 931 МГц, и близкими значениями добротности $Q \approx 100$. Величина концентрации N_e определяется по сдвигу резонансной частоты зонда в плазме f_{res} в соответствии с выражением

$$f_{res}^2 = f_{res,0}^2 + f_p^2, \quad (1)$$

где $f_p = (N_e e^2 / 4\pi^2 \epsilon_0 m_e)^{1/2}$ — электронная плазменная частота. Для получения зависимости concentra-

ции плазмы от времени $N_e(t)$ применялась процедура, в рамках которой зонд, установленный в плазме, возбуждался непрерывными сигналами на различных частотах $f > f_{res,0}$. Для каждой из частот f регистрировался момент наступления резонанса в отклике зонда и, таким образом, за несколько импульсов восстанавливался ход концентрации. Измерения, произведенные зондами в различных точках по радиусу ГКЛ, позволяют восстанавливать профиль плазмы в его динамике на начальной стадии распада. Минимальное значение концентрации $f_{p, \min}$, которое позволяет измерить зонд с СВЧ резонатором, можно оценить из следующего выражения:

$$f_{p, \min}^2 = \left(\frac{2}{Q} \right) f_{res,0}^2. \quad (2)$$

Согласно формуле (2), минимальные измеримые значения концентрации для зонда с меньшей резонансной частотой — около 2×10^8 см⁻³, и, соответственно, 2×10^9 см⁻³ для зонда с большей резонансной частотой. На практике, модельные эксперименты по просвечиванию прозрачной плазмы СШП ЭМИ проводятся и при более низких значениях концентрации, вплоть до $N_e \sim 10^7$ см⁻³ [15]. Кроме того, обеспечивающий измерения концентраций уровня $N_e \sim 10^8$ см⁻³ зонд с резонансной частотой $f_{res,0} = 931$ МГц за счет больших размеров уже не дает приемлемого пространственного разрешения (длина зонда — почти 10 см, радиус плазмы — не более 70 см), и, как мы увидим в дальнейшем, достаточно сильно возмущает плазму.

Для диагностики разреженной плазмы на поздних временах ее распада в ГКЛ был реализован метод радиопросвечивания непрерывными сигналами в диапазоне от первых десятков МГц до 1 ГГц, которые могут распространяться вдоль линии в виде ТЕМ-волн. Схема радиопросвечивания плазмы в ГКЛ приведена на рис. 1а. В качестве источников зондирующих сигналов использовались генераторы Г4-112 (24—400 МГц) и Г4-76А (400—960 МГц). С помощью резистивного делителя мощности, выполненного по схеме треугольника [19], сигнал разделялся в опорное и сигнальное плечи (опорный и зондирующий сигналы) с ослаблением 6 дБ.

В сигнальном плече схемы перед ГКЛ устанавливались аттенюатор с ослаблением 20 дБ и фильтр верхних частот (ФВЧ) с граничной частотой 20 МГц, которые защищали выходные цепи генераторов от отраженного от плазмы сигнала и плазмосоздающего импульса. Амплитуда сигнала,

подводимого к ГКЛ (30 мВ), была выбрана достаточно низкой для исключения нелинейных эффектов в разреженной плазме [20]. Зондирующий сигнал, прошедший через ГКЛ, вместе с ослабленным до того же уровня опорным сигналом подавались на входы цифрового запоминающего осциллографа Tektronix MSO 64 с частотой дискретизации до 25 Гвыб/с, рабочей полосой до 8 ГГц и разрядностью АЦП 12 бит. Опорный сигнал ослаблялся аттенуатором с целью исключения влияния межканальной наводки на результаты измерений. Входы осциллографа защищались от плазмосоздающего импульса с помощью ФВЧ.

Амплитуды и фазы зондирующего и опорного сигналов определялись в результате цифровой обработки записанных волновых форм. Для уменьшения влияния шумов осциллографа на результаты измерений волновые формы подвергались цифровой фильтрации полосовым фильтром (ПФ) Бесселя второго порядка с шириной полосы 100 кГц. Центральная частота ПФ уточнялась по спектру опорного сигнала. Квазимонохроматические сигналы, полученные в результате фильтрации пробного и опорного сигналов (u_i и u_r соответственно), переводились в комплексную форму (\hat{u}_i и \hat{u}_r) с помощью преобразования Гильберта [21]. Амплитуда пробного сигнала вычислялась как модуль его комплексного представления $A = |\hat{u}_i|$, фаза отсчитывалась относительно опорного сигнала $\phi = \arg(\hat{u}_i / \hat{u}_r)$. Цифровая обработка производилась с помощью инструментов библиотеки `scipy.signal` языка Python 3 [22].

Пример осциллограмм зондирующего и опорного сигналов после применения ПФ приведен на рис. 2. Создание плазмы приводит к запирающему зондирующего сигнала, или отсечке. По мере распада плазмы зондирующий сигнал выходит из отсечки; передающая линия с плазмой становится прозрачной при выполнении условия $f \geq f_p$.

С использованием полученных массивов амплитуд и фаз метод радиопросвечивания может быть реализован в двух модификациях.

Первая модификация — метод отсечки — использует только массивы амплитуд зондирующих сигналов. В рамках метода [23] каждая из частот зондирования f связывается с соответствующим значением критической концентрации плазмы $N_c = 4\pi^2 f^2 \epsilon_0 m_e / e^2$. Далее, выбрав критерий отсечки зондирующих сигналов в процентах от невозмущенного (“вакуумного”) значения амплитуды, можно определить моменты выхода из отсечки сигналов на всех частотах зондирования f , и построить зависимость $N_c(t)$.

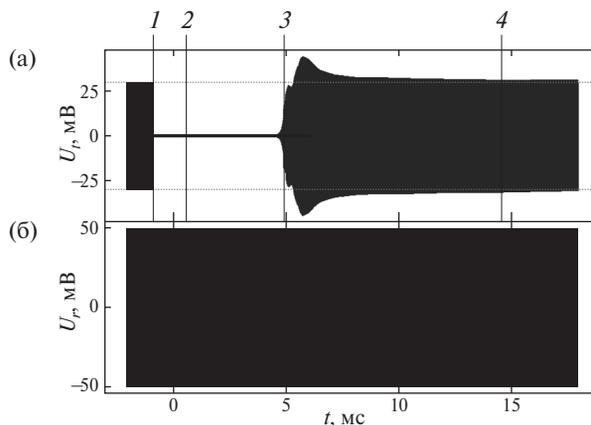


Рис. 2. Примеры осциллограмм зондирующего (а) и опорного (б) сигналов. Частота сигнала $f = 202$ МГц, давление газа — $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, при построении осциллограмм использован полосовой цифровой фильтр. Цифрами обозначены моменты: 1 — включение плазмосоздающих генераторов, 2 — выключение плазмосоздающих генераторов, 3 — выход зондирующего сигнала из отсечки, 4 — выход амплитуды зондирующего сигнала на вакуумный уровень (с точностью 3%).

В рамках данного исследования при обработке сигналов за выход из отсечки принимался момент, в который уровень амплитуды составлял 20% от “вакуумного” значения. Концентрация плазмы в ГКЛ распределена неоднородно, и метод отсечки не обладает высокой точностью; получаемые методом отсечки значения концентрации ассоциировались с максимальными значениями концентрации плазмы в ГКЛ, $N_c = N_{e, \max}$, в каждый момент.

Второй — интерферометрический — метод определения концентрации основан на измерении фазового набега зондирующего сигнала в плазме [23]. Как известно [24], величина фазового набега, возникающего при распространении плоской монохроматической волны через слой плазмы толщиной l , равна

$$\phi = \sqrt{\epsilon} \phi^{(0)} = 2\pi \sqrt{\epsilon} fl / c, \quad (3)$$

где $\epsilon = 1 - f_p^2 / f^2 = 1 - N_e / N_c$ — диэлектрическая проницаемость плазмы, ϕ^0 — набег фазы на трассе длины l в вакууме, c — скорость света. В случае плазмы с концентрацией много меньшей критической при выбранной частоте зондирования, $N_e \ll N_c$, для определения N_e можно использовать приближенную формулу

$$N_e \simeq N_c \frac{2\delta\phi}{\phi^{(0)}}, \quad (4)$$

где $\delta\phi = \phi^0 - \phi$.

Неоднородность распределения концентрации N_e может быть учтена введением геометрического фактора χ , с использованием которого максимальная концентрация плазмы в ГКЛ $N_{e,\max}$ связывается с фазовым набегом следующим выражением, аналогичным (4):

$$N_{e,\max} = N_c \frac{2}{\chi} \frac{\delta\phi}{\phi^{(0)}}. \quad (5)$$

Определение геометрического фактора χ и процедура его расчета для произвольного профиля разреженной плазмы, заполняющей ГКЛ, вынесены в прил. 1.

При обработке сигналов в рамках интерферометрического метода использовалось предположение о том, что динамика распада изотропной (внешнее магнитное поле $B_0 = 0$) слабо ионизированной плазмы в ГКЛ определяется процессом амбиполярной диффузии. Решение задачи о диффузии плазмы в рабочей секции ГКЛ, представляющей собой камеру коаксиальной геометрии, вынесено в прил. 2. Очевидно, что на поздних временах распада пространственная структура плазмы определяется наиболее долгоживущими объемными модами; соответствующие распределения $N_e(z, r)$ получены в прил. 2 и используются при расчете конкретных значений χ . Стоит отметить, что фактор χ , хотя и зависит от конкретного профиля плазмы, но изменяется не в широких пределах. Для однородного заполнения ГКЛ плазмой $\chi = 1$; для реалистичных профилей плазмы в ГКЛ в процессе диффузионного распада значения фактора изменяются в диапазоне $\chi \sim 0.25$ – 0.4 .

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Зонды с СВЧ-резонаторами позволяют восстановить поперечный профиль концентрации электронов в ГКЛ в его динамике на начальной стадии распада плазмы, в течение 3–5 мс после выключения плазмозоадающих генераторов. Профили плазмы, полученные в несколько последовательных моментов времени при крайних значениях давления нейтрального газа, минимальном и максимальном, представлены на рис. 3. При высоком давлении ($p = 5 \times 10^{-2}$ Торр) максимум концентрации находится напротив индуктора, при низком ($p = 7 \times 10^{-4}$ Торр) максимум смещен к внутреннему проводнику. При обоих давлениях распределения достаточно плавные. Эволюция профиля концентрации на данном временном отрезке, в целом, соответствует модели диффузионного распада плазмы. Выполненные измерения позволяют полагать, что и на более позд-

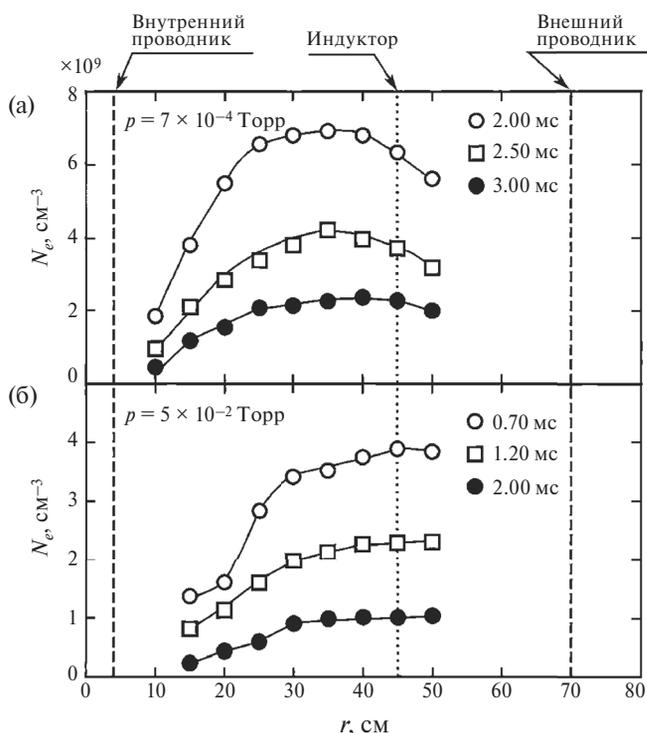


Рис. 3. Распределения концентрации плазмы в поперечном сечении ГКЛ, измеренные с помощью СВЧ-зонда в разные моменты времени. Время отсчитывается от окончания плазмозоадающего импульса. (а) $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, (б) $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр.

них временах структура плазмы в процессе распада существенно не изменяется.

Рисунок 4 иллюстрирует применение метода отсечки для диагностики плазмы в ГКЛ. На нем представлены зависимости амплитуды зондирующих сигналов с разными частотами f , проходящих через ГКЛ в процессе создания и распада плазмы, в зависимости от времени. Для всех используемых частот прохождение зондирующего сигнала через линию прекращается практически сразу после включения плазмозоадающих генераторов — наблюдается отсечка. В зависимости от частоты, спустя 3–7 мс после окончания плазмозоадающего импульса сигналы выходят из отсечки.

Обращают на себя внимание следующие особенности использования метода отсечки. Во-первых, выход из отсечки четко выражен только для достаточно высоких частот зондирования $f > f^* \sim 72$ МГц. На низких частотах, $f < f^*$, амплитуда сигнала при выходе из отсечки нарастает существенно медленнее, с характерным “пьедесталом”. Согласно рис. 4, момент появления сигнала (около 5 мс после окончания импульса создания плазмы) наступает раньше,

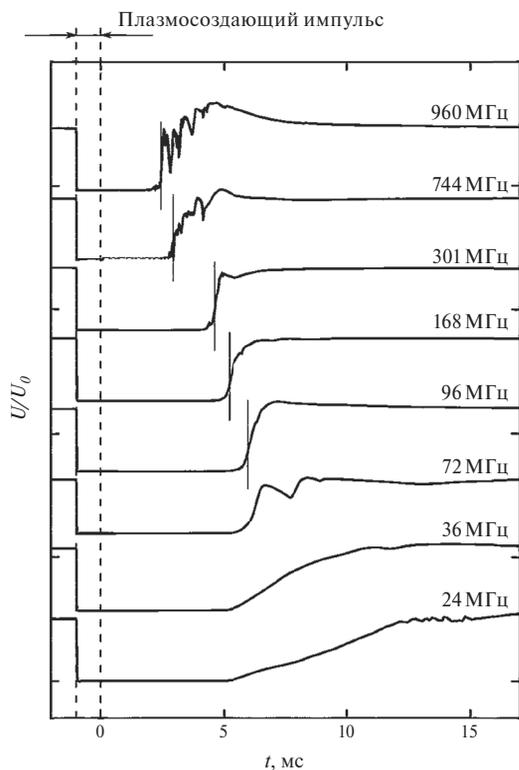


Рис. 4. Амплитуда зондирующих сигналов с различными частотами, прошедших через ГКЛ при её заполнении плазмой. Момент времени $t = 0$ соответствует окончанию плазмозооадающего импульса. Пунктиром отмечены начало и конец плазмозооадающего импульса, вертикальные метки – моменты выхода сигнала из отсечки, использованные для определения зависимости концентрации от времени. Эксперимент выполнен при давлении $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр.

чем при зондировании на частотах $f > f^*$, и перестает зависеть от частоты f : метод отсечки не может быть использован для диагностики. Во-вторых, на частотах $f > 300$ МГц в области отсечки появляется достаточно глубокая модуляция амплитуды зондирующего сигнала. Эта модуляция связана с интерференционными явлениями, которые проявляются с уменьшением длины волны излучения в линии с околоритической плазмой; она, в целом, не мешает применению метода отсечки.

Для построения зависимостей концентрации плазмы от времени методом отсечки при дальнейшей обработке данных выбирались только зондирующие сигналы с частотами $f > 90$ МГц; моменты отсечки по уровню 20% от “вакуумной” амплитуды для сигналов, представленных на рис. 4, отмечены вертикальными штрихами.

Метод фазовой интерферометрии применим только к достаточно разреженной плазме ($N_e \ll N_c$) в условиях, в которых амплитуда сигнала мало отличается

от “вакуумного” уровня. При обработке результатов для вычисления концентрации использовались только те участки осциллограмм из массива амплитуд, на которых уровень пробного сигнала отличался от “вакуумного” уровня не более чем на 3%. Чем выше частота, тем раньше, как правило, сигнал становился пригодным для определения концентрации по величине фазового сдвига.

Сводные результаты измерений концентрации распадающейся в ГКЛ плазмы, выполненных СВЧ-зондом, методом отсечки и методом фазового интерферометра при давлениях аргона $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр и $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр представлены в полулогарифмическом масштабе на рис. 5 и 6 соответственно. СВЧ-зонд в ходе измерений устанавливался вблизи центрального сечения ГКЛ в радиальной позиции $r = 30$ см, близкой к максимуму поперечного распределения концентрации (см. рис. 3). В рамках интерферометрического метода геометрический фактор при обработке массивов фаз выбирался равным $\chi = 0.39$, как для основной диффузионной моды согласно расчету из прил. 2. Результаты применения всех трех методов диагностики согласуются между собой. Данные, полученных обоими волновыми методами, дополняют друг друга, демонстрируя общий тренд распада и давая близкие абсолютные значения концентрации в общем для них диапазоне $N_e \sim 10^8$ см $^{-3}$. Результаты измерений зондом с СВЧ-резонатором демонстрируют те же временные тренды, что и волновые методы, но по абсолютной величине концентрации показания зонда систематически отличаются от данных, полученных радиопросвечиванием. Особенностью интерферометрических данных является разброс кривых $N_e(t)$, получаемых при различных частотах зондирования f : при выходе на концентрации уровня 10^7 см $^{-3}$ ошибка определения N_e достигает 300%.

Более подробно рассмотрим динамику плазмы при каждом из давлений. При минимальном давлении, $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, распад плазмы идет практически строго по экспоненциальному закону $N_e \sim \exp(-t/\tau)$ с характерным временем $\tau \approx 0.85$ мс. Такой режим распада начинается спустя приблизительно 0.5 мс после выключения плазмозооадающих генераторов, и продолжается до времен порядка 6.5 мс: за это время концентрация плазмы уменьшается почти на 4 порядка. Показания зонда с СВЧ-резонатором на начальном этапе изменяются синхронно с показаниями метода радиопросвечивания, однако по абсолютной величине занижены относительно концентраций, получаемых методом отсечки, приблизительно в 2 раза. Замедление распа-

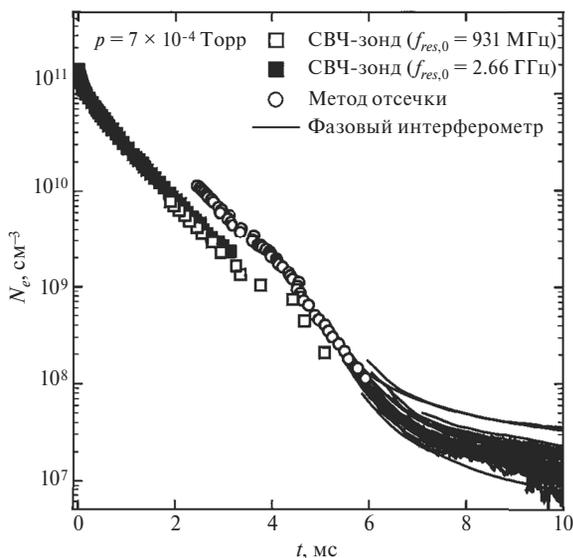


Рис. 5. Зависимость концентрации плазмы от времени, измеренная с помощью СВЧ- зонда, методом отсечки и методом фазового интерферометра. Давление $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр.

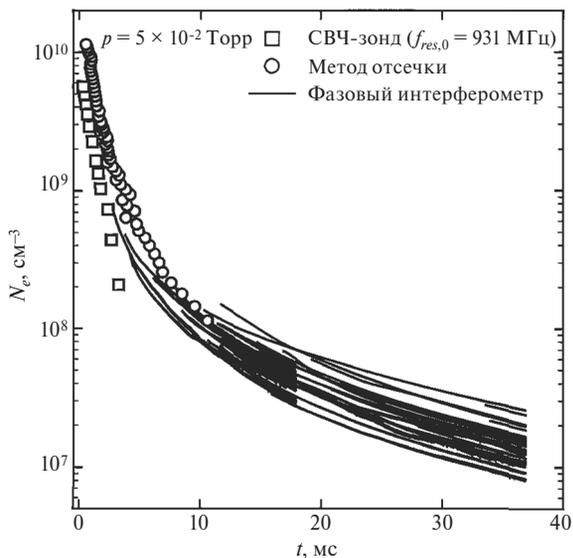


Рис. 6. Зависимость концентрации плазмы от времени, измеренная с помощью СВЧ- зонда, методом отсечки и методом фазового интерферометра. Давление $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр.

да на поздних временах ($t > 7$ мс) при концентрациях $N_e < 3 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ дает только интерферометрический метод.

При давлении $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр максимальная концентрация электронов почти на порядок меньше, чем при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, но плазма живет заметно дольше: шкалы времени на рис. 5 и 6 отличаются

в 4 раза. При этом концентрация N_e ни на одном из временных отрезков не изменяется по экспоненте, по крайней мере, до $t \sim 30$ мс. Характерное время распада, определяемое как $\tau_d = N_e / (dN_e / dt)$, постоянно возрастает. Сразу после выключения плазмосоздающих генераторов $\tau_d \approx 1$ мс, при $t = 15$ мс $\tau_d \approx 8$ мс, при $t = 30$ мс $\tau_d \approx 14$ мс при $t = 30$ мс. При данном давлении показания зонда с СВЧ-резонатором занижены относительно метода отсечки в 3—5 раз, т.е. существенно.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Для корректной интерпретации результатов измерений распределения электронной концентрации и ее динамики необходимо убедиться, что модель диффузионного распада, выбранная для плазмы в ГКЛ, верна. При минимальном давлении нейтрального газа, $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, экспоненциальный распад плазмы наблюдается, начиная с концентраций $N_e \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Измерения, выполненные с помощью зонда Ленгмюра, показывают, что спустя 1—3 мс после выключения плазмосоздающих генераторов температура электронов устанавливается на уровне $T_e \approx 0.2$ эВ; температура ионов $T_i \sim 0.1$ эВ. При таких параметрах давление плазмы даже в начале распада составляет не более 5% от давления нейтрального газа. На более поздних временах (при меньших концентрациях), а также при более высоких давлениях нейтрального газа условие малости давления плазмы, необходимое для реализации диффузионного режима переноса, выполняется с большим запасом. Далее, характерные времена распада плазмы в эксперименте ($\tau_d \sim 1\text{—}30$ мс) значительно превосходят времена между столкновениями электронов и ионов с нейтральными атомами: $\tau_{ea} \sim 30$ мкс, $\tau_{ia} \sim 35$ мкс при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр, $\tau_{ea} \sim 0.4$ мкс, $\tau_{ia} \sim 0.5$ мкс при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр: для оценок здесь и далее используются сечения столкновений из работ [25, 26]. Длины свободного пробега ионов всегда оказываются значительно меньше размеров ГКЛ и плазмы ($l_{ia} \sim 2.5$ см при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр; $l_{ia} \sim 0.035$ см при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр). Длина свободного пробега электронов много меньше поперечного размера ГКЛ и плазмы при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр ($l_{ea} \sim 1$ см), и одного порядка с ними при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр ($l_{ea} \sim 80$ см).

При анализе последнего случая необходимо помнить, что радиус Дебая, соответствующий минимальной концентрации плазмы ($N_e \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$), составляет ~ 0.15 см, что значительно меньше любых пространственных масштабов задачи. Слабо ионизированный газ в ГКЛ во всем интервале давлений и времен является квазинейтральной плазмой: дина-

мика электронной компоненты определяется ионами как менее подвижными частицами и полем разделения зарядов, а перенос плазмы в целом происходит в режиме амбиполярной диффузии. При оценках и расчетах можно использовать коэффициент амбиполярной диффузии в виде [27]

$$D_A = \frac{T_e + T_i}{m_i v_{ia}}, \quad (6)$$

где m_i — масса иона.

Задача о диффузии плазмы в ГКЛ является вспомогательной, ее решение вынесено в прил. 2. Чтобы решить уравнение диффузии методом разделения переменных, используется ряд упрощающих предположений. Предполагается, что плазма создается только в рабочей секции ГКЛ; влияние индукторов и дополнительных элементов конструкции ГКЛ на процессы переноса плазмы не учитывается. Такой подход позволяет записать решение в виде суперпозиции объемных диффузионных мод (П. 2.11), каждая из которых, в свою очередь, является произведением продольной (с зависимостью от z) и поперечной (с зависимостью от r) моды. Продольные моды (П2.8), как и в задаче о диффузии плазмы в цилиндрической камере [27], представляют собой гармонические функции. Первые три поперечные моды коаксиальной линии (П2.9) показаны на рис. 7.

Результаты расчета времен жизни низших диффузионных мод для давлений $p = 7 \times 10^{-4}$ и $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр сведены соответственно в табл. 1 и 2. При низком давлении экспериментально полученное время распада плазмы (0.85 мс) согласуется с расчетным (0.93 мс, см. табл. 1) для основной объемной

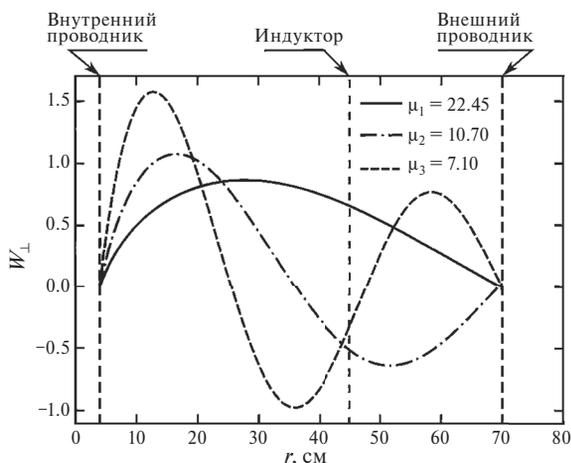


Рис. 7. Структура первых трех поперечных диффузионных мод.

диффузионной моды. Экспоненциальный характер уменьшения концентрации с течением времени и характерный профиль $N_e(r)$ с максимумом, смещенным к центральному проводнику (см. рис. 3а), указывают на то, что при $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр распад плазмы в ГКЛ происходит в установившейся основной моде. С учетом погрешностей, обусловленных точностью определения T_e , T_i и других параметров плазмы, а также неучетом влияния на диффузию плазмы деталей геометрии и конструктивных особенностей ГКЛ соответствие экспериментальных данных и модели распада при низком давлении следует признать хорошим.

При высоком давлении основная диффузионная мода имеет расчетное время жизни $\tau = 67$ мс (см. табл. 2), в 2 раза превышающее длительность всего временного окна, в котором представлены результаты измерений концентрации на рис. 6 (~35 мс). Измерения $N_e(t)$ указывают на то, что при $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр на всем интервале времен от 0 до 30 мс распределение плазмы в ГКЛ является суперпозицией нескольких объемных диффузионных мод, релаксирующих с разной скоростью.

Таблица 1. Времена релаксации низших объемных диффузионных мод (миллисекунды) при давлении аргона $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр. В последнем столбце (строке) — времена релаксации низших поперечных, τ_{\perp} , (продольных, τ_{\parallel}) мод

τ , мс		Номер продольной моды			τ_{\perp}
		1	2	3	
Номер поперечной моды	1	0.93	0.8	0.65	0.98
	2	0.22	0.21	0.20	0.22
	3	0.096	0.095	0.092	0.097
τ_{\parallel}		17.5	4.4	1.9	—

Таблица 2. Времена релаксации низших объемных диффузионных мод (миллисекунды) при давлении аргона $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр. В последнем столбце (строке) — времена релаксации низших поперечных, τ_{\perp} , (продольных, τ_{\parallel}) мод

τ , мс		№ продольной моды			τ_{\perp}
		1	2	3	
№ поперечной моды	1	67	57	47	70
	2	16	15	14	16
	3	6.9	6.8	6.6	7.0
τ_{\parallel}		1300	310	140	—

Характерные времена распада $N_e / (dN_e / dt)$, составляющие от 1 до 15 мс, согласно табл. 2, соответствуют временам жизни мод второго, третьего и более высоких порядков. Отдельно отметим, что плавный профиль концентрации с максимумом напротив индуктора, показанный на рис. 3б, получен в сечении, отстоящем на $\Delta z \sim 40$ см от индуктора. Вблизи индукторов профиль концентрации электронов, скорее всего, более неоднороден по радиусу.

Каждый из используемых методов диагностики удобно использовать в определенном интервале значений концентрации N_e ; обсудим особенности их применения.

Зонд с СВЧ-резонатором, как и любая контактная диагностика, дает заниженное значение концентрации плазмы за счет эффекта “тени” — образования области обеднения плазмы вблизи зонда. Чем больше размеры зонда, тем больше он возмущает плазму. Значения N_e , заниженные в 2 раза по сравнению с методом отсечки, при давлении $p = 7 \times 10^{-4}$ Торр выглядят достаточно разумными и согласуются с результатами работы [28]. В цитируемой работе при анализе экспериментов, выполненных при близком давлении нейтрального газа, в плазме с $N_e \sim 10^{12}$ см $^{-3}$, но с зондом на порядок меньшего размера (около 1 см), установлено, что зонд занижает значение N_e приблизительно в 1.5 раза. При увеличении давления на два порядка, до $p = 5 \times 10^{-2}$ Торр, размеры зонда (~ 8 см) оказываются больше длины свободного пробега как ионов ($l_{ia} \sim 0.035$ см), так и электронов ($l_{ea} \sim 1$ см), что способствует образованию существенно более глубокой области обеднения. При таких параметрах плазмы зонд с СВЧ-резонатором уместно рассматривать уже как средство относительных измерений концентрации, требующее калибровки независимыми методами, например, бесконтактными волновыми.

При использовании метода отсечки важно помнить, что электромагнитное излучение запирается слабостолкновительной холодной плазмой в том случае, если толщина плазмы превышает глубину скин-слоя $\delta_e = c / 2\pi f_p$ [24]. Во всем диапазоне частот зондирования $f = 24\text{—}960$ МГц плазму можно считать слабостолкновительной ($2\pi f / \nu_{ea} > 60$). Соответственно, условие применимости метода отсечки ($f_p \simeq f$) сводится к малости глубины скин-слоя δ_e по сравнению с геометрическими размерами плазмы в ГКЛ для каждой из частот зондирования. Согласно рис. 4, трудности в использовании метода отсечки возникают при частотах 70 МГц и ниже. Оценка показывает, что как раз при частоте зон-

дирования (плазменной частоте) $f = 70$ МГц глубина скин-слоя $\delta_e \approx 70$ см равна радиусу внешнего проводника ГКЛ. На минимальной частоте зондирования $f = 24$ МГц ($N_e = 7 \times 10^6$ см $^{-3}$) глубина скин-слоя $\delta_e \approx 2$ м сопоставима с длиной рабочей секции ГКЛ. Отметим, что метод отсечки перестает корректно работать при приближении глубины скин-слоя к минимальному размеру плазмы, т.е. к ее радиусу, а не к длине.

Метод фазового интерферометра в холодной прозрачной плазме может использоваться независимо от соотношения размеров плазмы с глубиной скин-слоя. Метод хорошо воспроизводит динамику распада в диапазоне концентраций ниже $N_e \sim 10^8$ см $^{-3}$, однако в разреженной плазме ($N_e \sim 10^7$ см $^{-3}$) по абсолютной величине концентрации дает достаточно высокий уровень ошибок: для разных частот зондирования абсолютные значения концентрации, восстанавливаемые по методу фазового интерферометра, отличаются примерно в 3 раза. Предположительно, ошибки обусловлены частичными отражениями зондирующей волны от элементов конструкции ГКЛ и связанными с этими отражениями особенностями АЧХ-системы. Отражения возникают как из-за неидеальности согласования рабочего отрезка ГКЛ, имеющего импеданс 170 Ом, с измерительным трактом с импедансом 50 Ом, так и из-за неоднородностей линии, создаваемых ее несущей конструкцией. На неоднородностях небольшая часть мощности зондирующего сигнала отражается назад, а в результате последующих переотражений может проходить на выход ГКЛ, складываясь с основным сигналом. Поскольку переотраженные сигналы повторно проходят через плазму, накапливая фазовый сдвиг, а АЧХ-линии изрезана на уровне около 3 дБ, измерения концентрации разреженной плазмы, выполняемые на различных частотах, дают отличающиеся результаты. В прозрачной плазме с концентрацией, существенно меньшей критической концентрации N_c для выбранной частоты зондирования f , коэффициенты прохождения и отражения волны в ГКЛ практически не зависят от N_e , что позволяет восстановить временной ход концентрации на поздних временах распада как плавную, монотонную кривую. В плотной плазме, при приближении концентраций плазмы к критическим значениям для выбранных частот зондирования, АЧХ линии уже нельзя считать не зависящей от концентрации. За счет изменения концентрации $N_e(t)$ амплитуда зондирующих сигналов вблизи отсечки испытывает сильную модуляцию, особенно на высоких частотах (см. рис. 3).

Относительно использования интерферометрического метода отметим, что результаты, приведенные на рис. 6 получены упрощенным способом — при том же геометрическом факторе $\chi = 0.39$, что и на рис. 5, т.е. как для основной диффузионной моды. Расчет геометрического фактора для экстраполированной формы поперечного распределения плазмы, соответствующей рис. 3б, и продольного профиля как для основной диффузионной моды (формула П2.8 прил. 2), дает меньшее значение, $\chi \approx 0.26$.

Это, однако, заниженная оценка геометрического фактора. За счет того, что система создания плазмы распределена по всей длине рабочей секции ГКЛ, а времена жизни диффузионных мод оказываются почти на два порядка больше, чем при низком давлении, фактическое продольное распределение плазмы формируется многими модами (П2.8), т.е. близко к квазиоднородному профилю. Соответственно, геометрический фактор согласно (П1.5) окажется выше, и не будет сильно отличаться от χ основной диффузионной моды.

Метод фазового интерферометра позволяет в явном виде получить интегральную характеристику плазмы — полное электронное содержание (ПЭС, англ. TEC — Total electron content) по трассе прохождения зондирующего сигнала. При изучении явлений, сопровождающих распространение СШП ЭМИ в ионосфере, таких как, например, дисперсионная трансформация формы импульса, ключевым параметром моделирования является именно ПЭС [11]. Эффективное значение ПЭС (определяемое по фазовому набегу сигналов с достаточно высокой частотой ($f^2 \gg f_p^2$) в ГКЛ с плазменным заполнением может быть рассчитано по формуле

$$TEC = \frac{\int_0^l \int_{r_1}^{r_2} N_e(z, r) / r dr dz}{\ln r_1 / r_2}. \quad (7)$$

Вывод формулы (7) аналогичен выводу формулы для расчета геометрического фактора (П1.5) из прил. 1. При типичных параметрах модельных экспериментов, проводимых в ГКЛ на стенде “Крот”, величина ПЭС варьирует в диапазоне $TEC \sim 10^9 - 10^{11} \text{ см}^{-2}$, что соответствует трассе распространения СШП ЭМИ в ионосфере длиной 0.1—100 км в зависимости от условий.

Отметим, наконец, что одна из модификаций метода зонда с СВЧ-резонатором, заключающаяся в измерении малых фазовых отстроек его отклика на частотах, близких к невозмущенной (вакуумной)

резонансной частоте, также позволяет регистрировать малые значения концентрации плазмы [29, 30]. Эта методика, впрочем, является контактной, и обладает недостатками, изложенными в работе выше.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Совместное использование радиочастотных зондовых и волновых методов позволяет получить целостную картину распада плазмы в ГКЛ, включающую как ее динамику в диапазоне концентраций от 10^{11} см^{-3} до 10^7 см^{-3} , так и пространственное распределение. Каждый из методов удобно применять в своем окне параметров.

Зонды с СВЧ-резонаторами используются в диапазоне от 10^{11} до 10^8 см^{-3} , однако систематически занижают концентрацию за счет “эффекта тени”. Необходимость измерения низких концентраций плазмы диктует выбор зонда с резонатором достаточно большого размера (около 8 см), который занижает N_e в 2—5 раз, в зависимости от давления. В любом случае, такой зонд можно использовать для относительных измерений, включая определение профиля плазмы в ГКЛ и динамики ее распада.

Методы радиопросвечивания дают интегральную информацию о плазме; на основе экспериментально измеренных профилей концентрации и решений задачи о диффузионном распаде плазмы в ГКЛ данными методами может быть получена информация о максимальной концентрации плазмы в линии $N_{e, \max}$. Метод отсечки, используемый в диапазоне концентраций от 10^{10} до 10^8 см^{-3} , совпадающем с рабочим диапазоном зонда с СВЧ-резонатором, позволяет в явном виде получать $N_{e, \max}$ как максимальные критические концентрации на трассе распространения зондирующих сигналов заданных частот. Метод фазового интерферометра, применимый в диапазоне от 10^8 до 10^7 см^{-3} , позволяет получать значения $N_{e, \max}$ с учетом модели распределения плазмы в ГКЛ и вычисленного для этой модели геометрического фактора. При задании профиля распадающейся плазмы в форме основной диффузионной моды методы отсечки и фазового интерферометра дают близкие значения концентрации в области перекрытия диапазонов измерений, при $N_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Отметим, что при этом сопоставляются результаты, получаемые в одно и то же время на существенно отличающихся частотах зондирования — порядка 100 МГц в методе отсечки, и порядка 1 ГГц в методе фазового интерферометра; никакие дополнительные подгоночные параметры не используются.

Применение методов радиопросвечивания для диагностики плазмы, заполняющей ГКЛ, имеет ряд особенностей, обусловленных спецификой эксперимента, которые определяют новизну данной работы. Во-первых, рабочая секция ГКЛ является сверхразмерным коаксиальным волноводом и для наносекундных ЭМИ, используемых в экспериментах [15], и для высокочастотных квазимонохроматических зондирующих волн. При этом, однако, за счет использования волновых трансформаторов удается обеспечить распространение ЭМИ и зондирующего излучения в форме ТЕМ-волн, что удобно для диагностики, и приближает режим распространения импульсного широкополосного излучения к естественным условиям. Во-вторых, предлагаемая реализация метода фазового интерферометра учитывает неоднородность плазмы как вдоль, так и поперек трассы распространения, что отличает данную методику от стандартной СВЧ-интерферометрии. В-третьих, измерения малых значений концентрации плазмы, возможные только при использовании метода фазовой интерферометрии, подразумевают регистрацию малых изменений разностей фаз зондирующего и опорного сигналов, которые реализуются при цифровой обработке сигналов.

Бесконтактные методы диагностики плазмы низкой плотности, описанные в работе, удобно использовать в проводимых на ГКЛ экспериментах, моделирующих распространение СШП ЭМИ нано- и субнаносекундного диапазона длительностей в ионизированной атмосфере и ионосфере Земли. Достоинством интерферометрического метода является то, что он позволяет в явном виде получить интегральную характеристику плазмы на трассе распространения импульсного сигнала — полное электронное содержание (ПЭС), характеризующую эффекты при прохождении сигналов через околосемную плазму (в том числе дисперсионные) и являющуюся параметром моделирования.

Для получения связи фазового набега зондирующих сигналов с параметрами неоднородного плазменного заполнения ГКЛ в работе решены две задачи, которые носят вспомогательный характер и вынесены в приложения. Решения этих задач могут быть полезны для диагностики и анализа электродинамических свойств плазмы в коаксиальных волноводах и, вообще, любых плазменных структур трубчатой геометрии [31].

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Рассмотрим распространение монохроматического сигнала $U(t) = \text{Re} U_e \exp(2\pi i f t)$, $I(t) = \text{Re} I_e \exp(2\pi i f t)$ вдоль коаксиальной линии, заполненной плазмой с низкой концентрацией, $f^2 \gg f_p^2$. Погонную индуктивность в этом случае можно считать неизменной $L = L^{(0)}$ (здесь и далее индексом (0) обозначаются величины, характеризующие линию без плазмы). Для вычисления поправки к погонной емкости примем, что распределение плазмы аксиально симметрично. В этом случае можно использовать следующее выражение для расчета погонной емкости

$$C^{-1} = \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{2\pi\epsilon_0\epsilon(r)r} \simeq \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{2\pi\epsilon_0} \left(1 + \frac{N_e(r)}{N_c} \right) \Rightarrow \\ \Rightarrow C \simeq C^{(0)} \left(1 - \left(\ln \frac{r_2}{r_1} \right)^{-1} \int_r^R \frac{N_e(r)}{N_c} \frac{dr}{r} \right) \stackrel{\text{def}}{=} C^{(0)} + \delta C. \quad (\text{П1.1})$$

Таким образом, заполнение коаксиальной линии плазмой приводит к появлению малой добавки к погонной емкости $1/C \mid \partial C / \partial z \mid \ll 1 / \lambda_0$, где $\lambda_0 = c / f$ — длина волны, распространяющейся вдоль линии в вакууме, c — скорость света. Благодаря этому при описании распространения сигналов вдоль линии можно использовать систему телеграфных уравнений в виде

$$\frac{\partial}{\partial z} U_f = -L \times 2\pi i f I_f, \quad \frac{\partial}{\partial z} I_f = -C \times 2\pi i f U_f. \quad (\text{П1.2})$$

Исходя из данных уравнений можно рассчитать величину фазового набега сигнала (ϕ), возникающего при его прохождении вдоль линии длины l

$$\phi = \int_0^l 2\pi f \sqrt{LC(z)} dz \simeq \phi^{(0)} + \int_0^l \frac{1}{2} \frac{\delta C(z)}{C^{(0)}} k_0 dz, \quad (\text{П1.3})$$

где $\phi^{(0)}$ — фазовый набег сигнала без плазмы, $k_0 = 2\pi f / c$ — волновое число в вакууме. Зависимость $\delta C(z)$ учитывает неоднородность плазмы по длине линии z . Из выражений (П1.1) и (П1.3) следует выражение для изменения фазовой задержки, обусловленной заполнением линии плазмой

$$\delta\phi = -\chi \frac{N_{\max} k_0 l}{N_c}, \quad (\text{П1.4})$$

где N_{\max} – максимальное значение концентрации плазмы, а χ – геометрический фактор, определяемый распределением плазмы внутри ГКЛ

$$\chi = \frac{1}{N_{\max} l \ln(r_2 / r_1)} \int_0^l \int_{r_1}^{r_2} \frac{N_e(z, r) dr}{r} dz. \quad (\text{П1.5})$$

Знак (–) в выражении (П1.4) связан с тем, что фазовая скорость электромагнитных волн в изотропной плазме больше скорости света.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Уравнение, описывающее амбиполярную диффузию плазмы, имеет следующий вид [27]:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D_A \Delta N_e. \quad (\text{П2.1})$$

Введем цилиндрическую систему координат (z, r, ϕ) так, что ось z направлена вдоль оси ГКЛ. Распределение концентрации плазмы будем полагать аксиально-симметричным. Концентрация плазмы на внутреннем и внешнем проводниках линии равна нулю, концентрацию плазмы на торцах рабочей секции ($z = 0, z = l$) также примем равной нулю. Тогда уравнение (П2.2) вместе с граничными условиями можно записать в виде

$$\frac{1}{D_A} \frac{\partial}{\partial t} N_e = \frac{\partial^2}{\partial z^2} N_e + r \frac{\partial}{\partial r} N_e + \frac{\partial^2}{\partial r^2} N_e. \quad (\text{П2.2})$$

Поиск частных решений методом разделения переменных $N_e(z, r, t) = T(t) W_{\perp}(r) W_{\parallel}(z)$ приводит к уравнению

$$\frac{1}{T(t)} \frac{\partial}{\partial t} T(t) = \frac{D_A}{W_{\parallel}(z)} \frac{\partial^2}{\partial z^2} W_{\parallel}(z) + \frac{D_A}{W_{\perp}(r)} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} W_{\perp}(r) + \frac{\partial^2}{\partial r^2} W_{\perp}(r) \right), \quad (\text{П2.3})$$

которое сводится к двум задачам Штурма–Лиувилля

$$-\frac{\partial^2}{\partial z^2} W_{\parallel} = \lambda_{\parallel}^{-2} W_{\parallel}, \quad W_{\parallel}(0) = W_{\parallel}(l) = 0, \quad (\text{П2.4})$$

$$-r \frac{\partial^2}{\partial r^2} W_{\perp} - \frac{\partial}{\partial r} W_{\perp} = \lambda_{\perp}^{-2} r W_{\perp}, \quad W_{\perp}(r_1) = W_{\perp}(r_2) = 0, \quad (\text{П2.5})$$

и обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\frac{1}{T} \frac{\partial}{\partial t} T = -\frac{1}{\tau}, \quad (\text{П2.6})$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_{\perp}} + \frac{1}{\tau_{\parallel}} = \frac{D_A}{\lambda_{\perp}^2} + \frac{D_A}{\lambda_{\parallel}^2}. \quad (\text{П2.7})$$

Решения уравнения (П2.4) записываются в следующем виде:

$$W_{\parallel n}(z) = \sin\left(\frac{\pi n}{l} z\right), \quad \lambda_{\parallel n} = \frac{l}{\pi n}. \quad (\text{П2.8})$$

Уравнение (П2.5) заменой $x = r / \lambda_{\perp}$ сводится к уравнению Бесселя нулевого порядка, фундаментальную систему решений которого составляют функция Бесселя $J_0(x)$ и функция Неймана $N_0(x)$. Решения исходного уравнения записываются в виде

$$W_{\perp m}(r) = J_0(r / \mu_m) - \frac{J_0(r_2 / \mu_m)}{N_0(r_2 / \mu_m)} N_0(r / \mu_m), \quad (\text{П2.9})$$

$$\lambda_{\perp} = \mu_m,$$

где μ_m – корень уравнения $W_{\perp m}(r_1) = 0$, нумерация корней ведется в порядке убывания их значений.

Согласно теореме Стеклова, семейства функций $W_{\perp m}(r)$ и $W_{\parallel n}(z)$ образуют ортогональные системы

$$\int_{r_1}^{r_2} r W_{\perp m_1}(r) W_{\perp m_2}(r) dr = 0 \quad (m_1 \neq m_2),$$

$$\int_0^l W_{\parallel n_1}(z) W_{\parallel n_2}(z) dz = 0 \quad (n_1 \neq n_2), \quad (\text{П2.10})$$

а общее решение задачи (П2.2) может быть записано в виде

$$N_e(z, r, t) = \sum_{C_{n,m}} C_{n,m} W_{\parallel n}(z) W_{\perp m}(r) \exp(-t / \tau_{n,m}). \quad (\text{П2.11})$$

Постоянные $C_{m,n}$ могут быть вычислены из начальных условий $N_e(z, r, t=0) = N_{e0}(z, r)$ в следующем виде:

$$C_{n,m} = \frac{\int_0^l \int_{r_1}^{r_2} N_{e0}(z, r) W_{\perp m_1}(r) W_{\parallel n}(z) r dr dz}{\int_0^l W_{\parallel n}^2(z) dz \int_{r_1}^{r_2} r W_{\perp m}^2(r) dr}. \quad (\text{П2.12})$$

Наибольшее время релаксации τ имеет основная диффузионная мода $N_e \propto W_{\perp 1}(r) W_{\parallel 1}(z)$. Такому распределению концентрации соответствует геометрический фактор $\chi \approx 0.39$ (прил. 1).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Устиновский Н.Н., Сметанин И.В. // Письма ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 244. DOI: 10.1134/S002136401005005X.
2. Москвитина Ю.К., Загинайлов Г.И., Ткаченко В.И. // ЖТФ. 2014. Т. 84. С. 119.
3. Андреев С.Е., Богданкевич И.Л., Гусейн-Заде Н.Г., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 165. DOI: 10.31857/S0367292122600789.
4. Карташов И.Н., Кузев М.В. // ЖЭТФ. 2022. Т. 161. С. 281. DOI: 10.31857/S0044451022020134.
5. Cao Y., Leopold J. G., Bliokh Yu.P., Leibovitch G., Krasik Ya.E. // Phys. Plasmas. 2021. V. 28. P. 062307. DOI: 10.1063/5.0052963.
6. Zuev A.D., Smolin A. G. // Tech. Phys. Lett. 1997. V. 23. P. 535. DOI: 10.1134/1.1261737.
7. Polman J. // Rev. Sci. Instrum. 1967. V. 38. P. 1631. DOI: 10.1063/1.1720623.
8. Stenzel R.L. // Rev. Sci. Instrum. 1976. V. 47. P. 603. DOI: 10.1063/1.1134697.
9. Артеменко С.Н., Августиневич В.А., Жуков А.А. // Изв. вузов. Физика. 2011. V. 54. P. 239.
10. Yoshida Y. // Rev. Sci. Instrum. 1998. V. 69. P. 2032. DOI: 10.1063/1.1148894.
11. Солдатов А.В., Терехин В.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 927. DOI: 10.7868/S0367292116090092.
12. Солдатов А.В. // Физика плазмы. 2018. Т. 44. С. 740. DOI: 10.1134/S0367292118090159.
13. Gushchin M.E., Korobkov S. V., Strikovskiy A. V., Aidakina N. A., Zudin I. Yu., Terekhin V.A., Terekhin A. V., Soldatov A. V., Belov A. S. // AIP Adv. 2019. V. 9. P. 125051. DOI: 10.1063/1.5131822.
14. Gushchin M., Palitsin A., Strikovskiy A., Zudin I., Korobkov S., Loskutov K., Gromov A., Goykhman M., Rodin Y., Korchagin V., Kornishin S., Kotov A., Kuzin A., Terekhin V. // Appl. Sci. (MDPI). 2022. V. 12. P. 59. DOI: 10.3390/app12010059.
15. Гойхман М.Б., Громов А.В., Гундорин В.И., Гушчин М.Е., Зудин И.Ю., Коршинин С.Ю., Коробков С.В., Котов А.В., Кузин А.В., Лоскутов К.Н., Палицин А.В., Стриковский А.В., Мареев Е.А. // ДАН. Физика, технические науки. 2022. Т. 503. С. 3. DOI: 10.31857/S2686740022020067.
16. Коробков С.В., Гушчин М.Е., Стриковский А.В., Вершинин И.М., Зудин И.Ю., Лоскутов К.Н., Николенко А.С., Палицин А.В., Громов А.В., Гойхман М.Б., Мареев Е.А. // ДАН. Физика, технические науки. 2023. Т. 510. С. 16. DOI: 10.31857/S2686740023030100.
17. Carlile R.N., Cavalli A., Cramer W.L., Hyde R.M., Seidler W.A. // IEEE Transac. Antennas Propagation. 1979. V. AP-27. P. 596. DOI: 10.1109/TAP.1979.1142150.
18. Айдакина Н.А., Галка А.Г., Гундорин В.И., Гушчин М.Е., Зудин И.Ю., Коробков С.В., Костров А.В., Лоскутов К.Н., Могилевский М.М., Привер С.Э., Стриковский А.В., Чугунин Д.В., Янин Д.В. // Геомагнетизм и аэрномия. 2018. Т. 58. С. 331. DOI: 10.7868/S0016794018030033.
19. Конин В.В. // Проектирование фазированных антенных решеток / Ред. Д.И. Воскресенский. М.: Радиотехника, 2012.
20. Денисов В.П., Исаев В.А., Смирнов А.И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 229.
21. Cohen L. Time-frequency analysis. New Jersey: Prentice Hall PTR, 1995.
22. Signal processing. <https://docs.scipy.org/doc/scipy/reference/signal.htm>
23. Хилд М., Уортон С. Микроволновая диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1968.
24. Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. М.: Высшая школа, 1978.
25. Raju G.G. // IEEE Transactions Dielectrics Electrical Insulation. 2004. V. 11. P. 649. DOI: 10.1109/TDEI.2004.1324355.
26. Phelps A.V. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1991. V. 20. P. 557. DOI: 10.1063/1.555889.
27. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров И.Е. Основы физики плазмы. М.: Атомиздат, 1977.
28. Колданов В.А., Коробков С.В., Гушчин М.Е., Костров А.В. // Физика плазмы. 2011. Т. 37. С. 729.
29. Galka A.G., Yanin D. V., Kostrov A. V., Priver S. E., Malyshchev M. S. // J. Appl. Phys. 2019. V. 125. P. 1245011—6. DOI: 10.1063/1.5082169.
30. Галка А.Г., Костров А.В., Мальшиев М.С. // ЖТФ. 2023. Т. 93. С. 81. DOI: 10.21883/JTF.2023.01.54066.192-22.
31. Пономарев А.В., Ульянов Д.К. // Физика плазмы. 2023. Т. 49. С. 576. DOI: 10.31857/S0367292122601485.

Radiofrequency Diagnostic of the Decaying Plasma in the “Gigantic” Coaxial Line at the Large Plasma Device

© 2024 I. Yu. Zudin^{a,*}, V. V. Kochedykov^{a,**}, M. E. Gushchin^a, A. V. Strikovskiy^a,
S. V. Korobkov^a, A. N. Katkov^a, I. A. Petrova^a, and I. M. Vershinin^a

^a *Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics, Russian Academy of Sciences, Nizhny Novgorod, 603950, Russia*

** e-mail: zudiniy@ipfran.ru*

*** e-mail: v.kochedykov@ipfran.ru*

At the large-scale Krot facility (Gaponov-Grekhov Institute of Applied Physics of the Russian Academy of Sciences), a new device was developed for laboratory simulations of the effects of the interaction of ultrawideband electromagnetic pulses with the partially ionized atmosphere and ionosphere: the “gigantic” coaxial line with a length of 10 m and diameter of 1.4 m that is filled by the decaying plasma of the inductive discharge. Two radiofrequency methods of wave diagnostics used in the device are described, the cutoff method and the wave interferometer, which can be used to determine the electron density of the plasma in the line in a wide range of values, $N_e = 10^7 - 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. The measurement results are compared with the values obtained by the contact diagnostic, a probe with a microwave resonator. The interferometric method is implemented taking into account the nonuniform distribution of plasma density both along and across the transmission line, which, in the working range of pulsed and continuous diagnostic signals, is an oversized waveguide. The specific features of application and the limitations of the contact (probe) and contactless (wave) methods of diagnostics are discussed, taking into account the nonuniform plasma distribution in the coaxial line and the specific features of its construction.

Keywords: plasma diagnostics, interferometer, transmission lines, laboratory simulations, ionosphere