

УДК 533.9

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ НЕЛИНЕЙНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСНОГО СВЕРХВЫСОКОЧАСТОТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМОЙ

М. В. Стародубцев

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород, Россия

Представлены результаты лабораторного исследования нелинейного взаимодействия мощного импульсного сверхвысокочастотного (СВЧ) излучения с неоднородной изотропной плазмой. Показано, в частности, что в области концентраций несколько ниже плазменного резонанса падающее СВЧ излучение распадается на плазменную и ионно-звуковую моды. В окрестности же плазменного резонанса поглощение короткого, т. е. с длительностью порядка периода ионно-плазменных колебаний, СВЧ импульса приводит к формированию импульсного пучка энергичных ионов с энергиями порядка $10kT_e$, где k — постоянная Больцмана, T_e — температура электронов. Экспериментально исследовано взаимодействие этого пучка с приэлектродными двойными слоями. Показано, что его отражение в двойном слое приводит к развитию неустойчивости электронного тока насыщения, собираемого электродом в плазме. Приведено качественное объяснение наблюдаемой неустойчивости.

ВВЕДЕНИЕ

Исследования процессов нелинейного взаимодействия мощного электромагнитного излучения с плазмой стимулированы разнообразными приложениями, среди которых, в первую очередь, следует отметить такие практически важные задачи, как управляемый лазерный синтез и лазерные методы ускорения заряженных частиц, высокочастотный нагрев плазмы в токамаках и технологических плазменных реакторах, распространение электромагнитных волн и генерация ускоренных частиц в околоземной и космической плазме. Особое место в процессе нелинейного взаимодействия мощного излучения с плазмой занимают явления плазменного резонанса, развивающегося в окрестности критической концентрации $N_e^{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2)$ на неоднородном плазменном профиле, где выполняются условия резонанса между частотой поля накачки и плазменной частотой: $\omega_0 = \omega_p$. Основным проявлением плазменного резонанса является значительное усиление электрического поля в малой окрестности N_e^{cr} при наклонном падении p -поляризованной волны накачки с трансформацией её энергии в продольные плазменные волны [1]. Помимо плазменного резонанса другим важным эффектом, развивающимся в процессе нелинейного взаимодействия мощного излучения с плазмой, является параметрическое возбуждение плазменных волн, которое, вообще говоря, может иметь место для любой поляризации падающего излучения при концентрациях плазмы ниже критического значения. Оба этих эффекта приводят к аномально сильному поглощению падающего электромагнитного излучения в плазме, сопровождающемуся её турбулизацией и появлением ускоренных заряженных частиц.

Процессы нелинейного взаимодействия мощного электромагнитного излучения СВЧ диапазона с плазмой широко исследовались в лабораторных условиях. Изучались, в частности, вопросы трансформации падающего излучения в электростатические плазменные волны [2] и нелинейного взаимодействия возбуждаемых плазменных волн с плазмой, сопровождающегося, например, формированием ленгмюровских солитонов [3–5] и ускорением заряженных частиц [4, 6, 7]; исследовались пороги параметрического возбуждения плазменных и ионно-звуковых волн [7, 8] и др.

М. В. Стародубцев

375

В данной работе изложены результаты лабораторных экспериментов, посвящённых исследованию нелинейного взаимодействия мощного импульсного СВЧ излучения с неоднородной изотропной плазмой. Рассматриваются как задачи распадного взаимодействия волн в окрестности критической концентрации, так и процессы выталкивания плазмы из резонансной области при воздействии на неё коротким СВЧ импульсом. Показано, в частности, что в резонансной области формируется импульсный пучок ускоренных ионов с энергиями до $10kT_e$, распространяющийся вниз по градиенту концентрации плазмы.

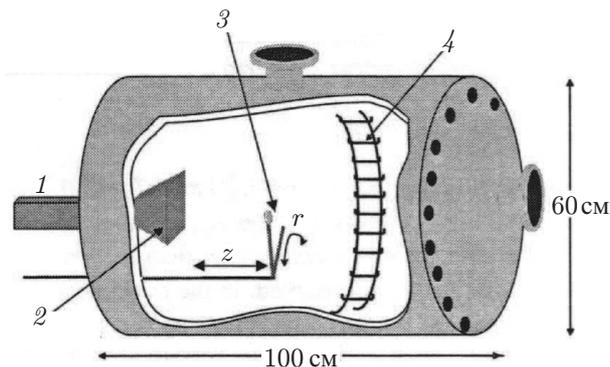
Отдельно исследован процесс взаимодействия такого пучка с приэлектродными двойными слоями. Так, был обнаружен новый тип низкочастотных, т.е. характеризующихся частотами, много меньше плазменной, неустойчивостей двойного слоя, возбуждающихся при вторжении в него фронта ионного пучка. Механизм данной неустойчивости [9, 10] связан с происходящим при этом нарушением баланса зарядов в двойном слое, и он отличается от механизмов возбуждения ранее обнаруженных низкочастотных неустойчивостей двойного слоя. Кратко рассмотрим некоторые из них. Наиболее исследованный класс низкочастотных процессов связан с конечным временем установления баланса зарядов в двойном слое вследствие инерции ионов. В качестве примера подобных процессов можно упомянуть токовые выбросы в цепи зонда, наблюдаемые при быстром увеличении его положительного потенциала [11]. Обеднение двойного слоя, возникающее при очень больших токовых выбросах, вызывает периодически повторяющиеся срывы тока во внешней цепи электрода, обнаруженные в ходе экспериментов в большом объёме магнитоактивной плазмы [12] и в разряде с полым катодом [13]; последний эффект был даже использован для разработки нового класса мощных генераторов радиочастотного диапазона [14]. Другие экспериментально обнаруженные механизмы низкочастотных неустойчивостей двойного слоя были связаны, например, с династронными колебаниями, происходящими вследствие вторичной электронной эмиссии при бомбардировке поверхности электрода энергичным электронным пучком [15]. Отметим, кроме того, низкочастотную неустойчивость, наблюдавшуюся в ионном токе насыщения сетчатого зонда, находящегося под отрицательным потенциалом относительно плазмы [16], и связанную, по-видимому, с тем, что в двойном слое зонда формировались интенсивные встречные ионные потоки.

Следует отметить, что обнаруженная в наших экспериментах неустойчивость также была связана с конечным временем установления баланса зарядов в двойном слое. Однако механизм, приводящий в нашем случае к нарушению баланса зарядов, а именно, отражение ускоренной ионной компоненты в двойном слое, в предыдущих публикациях не рассматривался. Этот новый класс низкочастотных неустойчивостей двойного слоя, обнаруженный в представленных в данной статье экспериментах, может наблюдаться в различных системах, где положительный электрод взаимодействует с плазмой, содержащей ускоренную ионную компоненту. К их числу могут относиться, например, тросовые системы в околоземной плазме. Кроме того, рассматриваемая неустойчивость может возникать не только в приэлектродных двойных слоях, но и, например, в двойных слоях, возникающих на границе двух плазменных областей. Условием возникновения подобной неустойчивости является вторжение энергичной ионной компоненты в двойной слой со стороны плазмы с низким потенциалом [17, 18].

1. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

Экспериментальное исследование процессов резонансного взаимодействия СВЧ излучения с плазмой проводилось на установке, изображённой на рис. 1. Стенд представляет собой вакуумную камеру, имеющую диаметр 60 см и длину 1 м с системой мультипольного магнитного удержания плазмы. Ближе к одному из торцов камеры расположена система вольфрамовых проволочных

Рис. 1. Схема экспериментальной установки для исследования процессов нелинейного взаимодействия СВЧ излучения с плазмой [9, 10]: 1 — клистрон с выходной мощностью $P \leq 11$ кВт и частотой $f = 2,86$ ГГц, 2 — рупорная антенна, 3 — ленгмюровские и резонаторные зонды, игольчатая антенна и анализатор Фарадея, 4 — вольфрамовые проволоки



катодов, нагреваемых постоянным электрическим током. Для создания плазмы к катоду прикладывается отрицательное относительно стенок вакуумной камеры смещение $20 \div 30$ В с длительностью импульса 2,5 мс и частотой повторения 10 Гц. Получающийся поток ускоренных электронов ионизует рабочий газ, т. е. аргон при давлении $4 \cdot 10^{-4}$ Торр, в результате чего формируется неоднородный столб плазмы (рис. 2) с максимальной концентрацией порядка $N_e \approx 2 \cdot 10^{11}$ см $^{-3}$, температурой электронов $T_e \approx 1$ эВ и температурой ионов $T_i \approx T_e/5$. Характерными размерами, определяющими неоднородность плазмы, являются величины $L_z = (\partial \ln n / \partial z)^{-1} \approx 72$ см в продольном направлении и $L_r = (\partial \ln n / \partial r)^{-1} \approx 50$ см в поперечном направлении. Профиль концентрации плазмы в объёме экспериментальной установки представлен на рис. 2.

В ходе изложенных ниже экспериментов параметры плазмы измерялись с помощью зондов Ленгмюра и резонаторных зондов; измерения функции распределения ускоренных частиц проводилось с помощью многосеточного анализатора. Для точного измерения температуры электронов был использован метод пробных ионно-звуковых волн: к плоскому сетчатому зонду диаметром 2 см подводился прямоугольный импульс положительного смещения с амплитудой $10 \div 30$ В и длительностью порядка 7 мкс, что приводило к возбуждению импульса ионно-звуковых волн, распространение которого регистрировалось зондом Ленгмюра. В результате была достаточно точно измерена скорость ионно-звуковых волн $c_s \approx 1,75 \cdot 10^5$ см/с, что соответствует температуре электронов около 1 эВ. Одновременно была определена скорость продольной диффузии плазмы на стенку вакуумной камеры $v_{\text{diff}} \approx 0,55 \cdot 10^5$ см/с.

Экспериментальный стенд укомплектован системой для ввода СВЧ излучения в плазму, представляющей собой клистрон с рабочей частотой $f_0 = \omega_0 / (2\pi) \approx 2,86$ ГГц, максимальной мощностью $P^{\text{max}} \approx 10$ кВт и длительностью импульса τ

от 20 нс до 30 мкс, оснащённый рупорной антенной, расположенной в торце вакуумной камеры в области низкой концентрации электронов. Он позволял проводить разнообразные эксперименты по взаимодействию СВЧ излучения с плазмой, в частности, по исследованию процессов резонансного поглощения волн. Электрические поля в плазме измерялись изолированными электрическими антеннами. Типичное распределение СВЧ полей в плазме представлено на рис. 3.

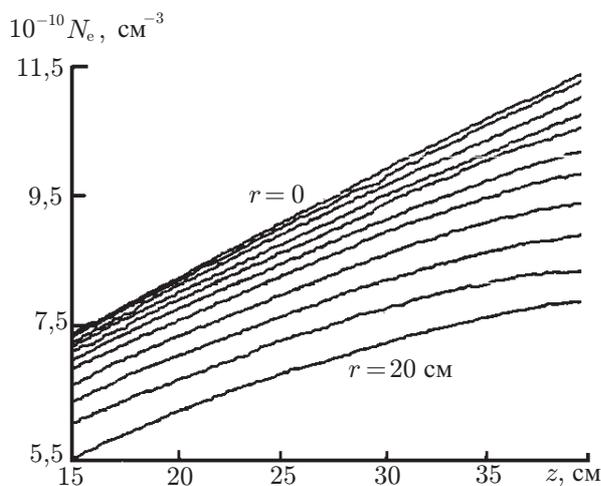


Рис. 2. Пространственное распределение концентрации плазмы в экспериментальной установке. Кривые соответствуют значениям r от 0 до 20 см с шагом 2 см

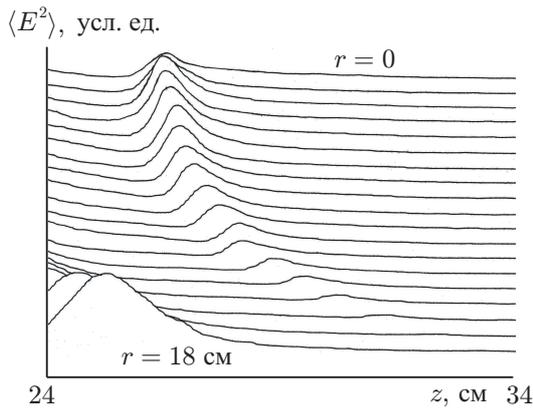


Рис. 3. Пространственное распределение СВЧ полей в объёме экспериментальной установки. Кривые соответствуют значениям r от 0 до 18 см с шагом 1 см

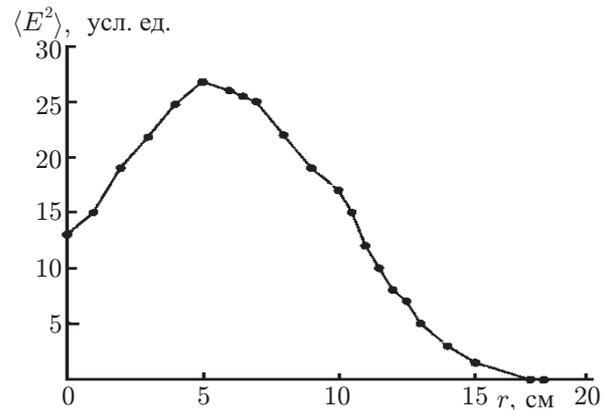


Рис. 4. Радиальная структура электрического поля, усиленного в окрестности плазменного резонанса

В области прозрачной плазмы, т. е. при концентрациях, ниже критической $N_e^{cr} = m_e \omega_0^2 / (4\pi e^2) \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$, вследствие отражения падающего СВЧ излучения от плазмы и от стенок вакуумной камеры формировалась стоячая волна. Помимо этого, в окрестности плазменного резонанса наблюдалось усиление электрических полей, связанное с линейной трансформацией падающего излучения в плазменную волну [1]. Профиль усиленного поля хорошо соответствует профилю критической концентрации N_e^{cr} . Радиальное распределение электрического поля, усиленного в окрестности плазменного резонанса, показано на рис. 4. Видно, что оно также хорошо объясняется линейной трансформацией СВЧ волны в плазменные колебания при рассматриваемой геометрии эксперимента. Действительно, данное распределение характеризуется минимумом на оси системы, соответствующем ТЕМ-поляризации падающей на неоднородный столб плазмы СВЧ волны. Максимум наблюдается при ТМ-поляризации падающей на столб плазмы волны, когда угол падения составляет около 10° . При больших углах падения эффективность трансформации СВЧ волны в плазменные колебания уменьшается в полном соответствии с формулами, описывающими линейную трансформацию [1].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Параметрическое взаимодействие волн в неоднородной плазме

Наиболее выраженным эффектом, наблюдающимся в окрестности области отражения падающего СВЧ излучения от неоднородного плазменного столба, является распад падающей волны на плазменную и ионно-звуковую моды. Поскольку данный эффект был весьма широко исследован в лабораторных условиях [19], лишь кратко остановимся на описании экспериментальных результатов. Данные эксперименты проводились при большой длительности импульса падающей СВЧ волны, составлявшей величину порядка 30 мкс.

Распадный процесс наблюдался в окрестности первого максимума стоячей волны, формирующейся в прозрачной плазме вследствие отражения падающего СВЧ излучения от неоднородного столба плазмы, и проявлялся, в первую очередь, в виде интенсивных флуктуаций концентрации плазмы (см. рис. 7 и 9). Одновременно с этим в высокочастотной части спектра происходило формирование спектральных компонент, сдвинутых в область низких частот относительно частоты падающего излучения (рис. 5, 6, 8).

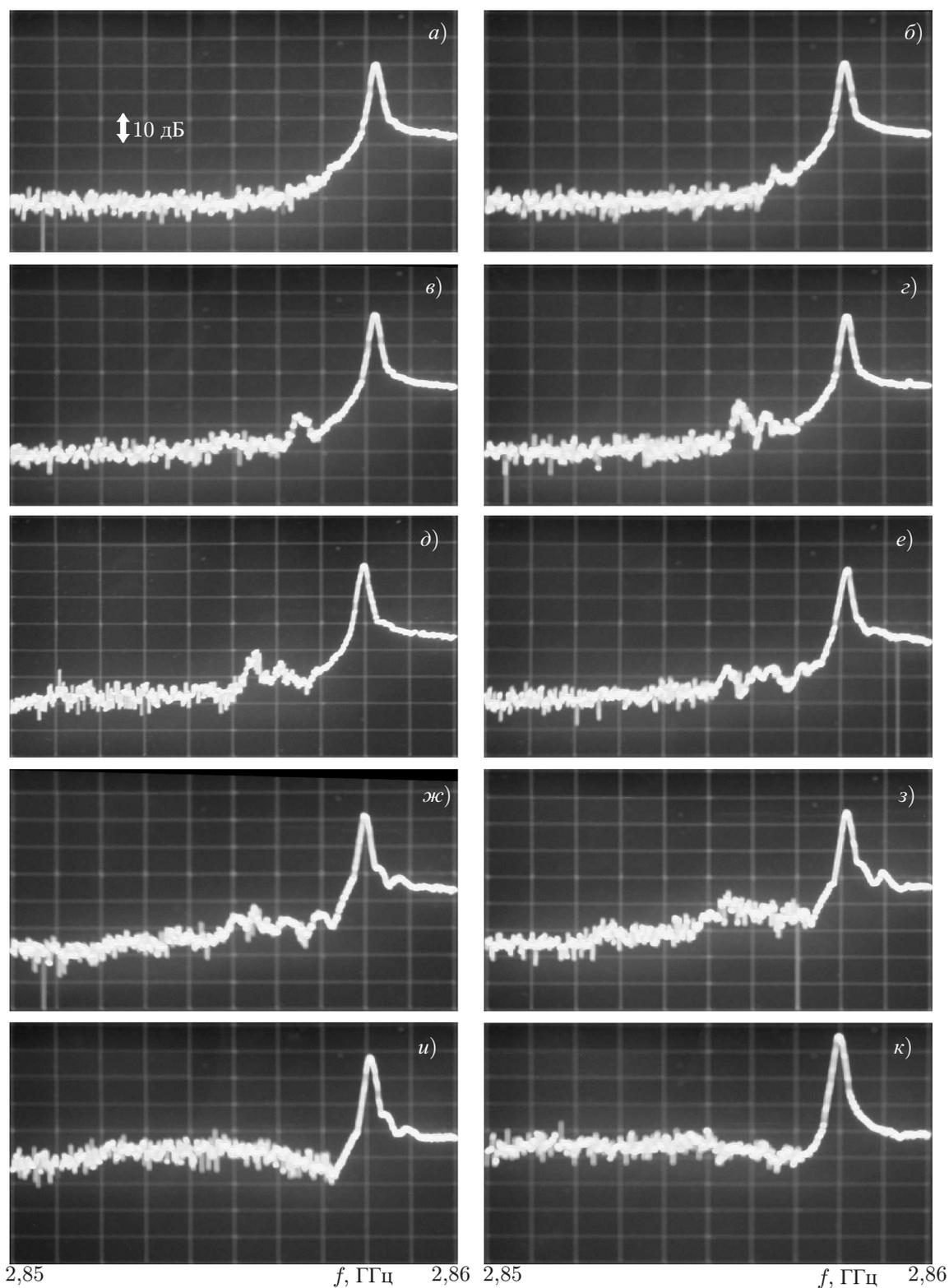


Рис. 5. Спектр высокочастотных колебаний, измеренный на расстоянии 4 см от резонансной области вниз по градиенту плотности плазмы, при различных мощностях падающего СВЧ излучения: (а) $P = 0,23$ кВт, (б) $P = 0,27$ кВт, (в) $P = 0,3$ кВт, (г) $P = 0,33$ кВт, (д) $P = 0,35$ кВт, (е) $P = 0,45$ кВт, (ж) $P = 0,6$ кВт, (з) $P = 0,85$ кВт, (и) $P = 1,3$ кВт, (к) $P = 10$ кВт

Преобразование спектра падающей волны в зависимости от её мощности представлено на рис. 5. Видно, что при низких уровнях мощности падающего СВЧ излучения (т.е. при $P \leq 0,23$ кВт, рис. 5а) высокочастотный спектр состоит только из волны накачки; низкочастотных флуктуаций концентрации плазмы при этом не наблюдается. При незначительном превышении порога (рис. 5б, в, см. также рис. 6) в спектре наблюдается узкий одиночный спутник, отстроенный от частоты волны накачки на $\Delta f \approx 1,6$ МГц. Одновременно с этим в области концентраций $N_e \lesssim N_e^{cr}$ видны интенсивные осцилляции концентрации плазмы (рис. 7а). Спектр этих осцилляций характеризуется спектральными максимумами (рис. 7в, г), наиболее интенсивный из которых расположен на частоте около $f_s = \omega_s / (2\pi) \approx 1,6$ МГц $\approx 0,17 f_{pi}$, где f_{pi} — плазменная ионная частота, что хорошо соответствует отстройке спектрального спутника, наблюдаемого на рис. 6.

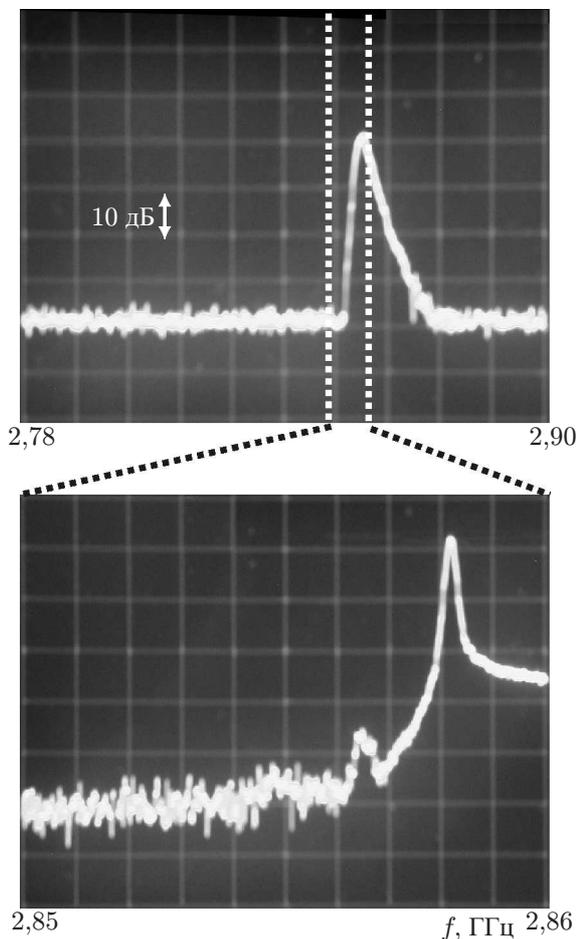


Рис. 6. Спектр высокочастотных колебаний, измеренный на расстоянии 4 см от резонансной области плазмы; $P \approx 300$ Вт, $\tau \approx 30$ мкс

мокрой выражением $N_{e0} = \omega_{p0}^2 m_e / (4\pi e^2) \approx (\omega_0^2 - 3k_s^2 v_{Te}^2) m_e / (4\pi e^2) \approx 9,54 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Область на рис. 7, где выполнены условия распадного взаимодействия $N_e = N_{e0} \approx 9,54 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, может быть вычислена с весьма высокой точностью. Действительно, область плазменного резонанса падающей СВЧ волны $N_e = N_e^{cr} = \omega_0^2 m_e / (4\pi e^2)$ в данных измерениях находилась в окрестности $z \approx 31$ см. Отметим, что из этой области происходит быстрое вытеснение плазмы под действием стрикционного давления плазменной волны; вытесненная плазма выносятся из области плазменного резонанса в виде нелинейной ионно-звуковой волны, отмеченной на рис. 7 пунктирной линией (более подробные измерения см. в разделе 2.2). Видно, что эта волна формируется почти сразу после включения СВЧ импульса (наводка от включения СВЧ импульса видна при $t \approx 3$ мкс) и берёт начало в области $z \approx 31$ см. Далее, найдя из рис. 2 характерную длину продольной неоднородности плазмы $L_z \approx 72$ см, получим, что положение $N_e = N_{e0} \approx 9,54 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$ соответствует $z \approx 26,6$ см. Сравнивая с рис. 7, видим, что распадное взаимодействие действительно начинается в области $z \approx 26$ см, после чего флуктуации концентрации плазмы выносятся

Рассмотрим условия распадного взаимодействия, соответствующие рис. 6 и 7: $\omega_0 = \omega_p + \omega_s$ и $\mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_p + \mathbf{k}_s$, где ω_0 и \mathbf{k}_0 — частота и волновой вектор падающей электромагнитной волны, $\omega_p = k_p c$, ω_p и \mathbf{k}_p — частота и волновой вектор плазменной волны, $\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 + 3k_p^2 v_{Te}^2$, ω_s и \mathbf{k}_s — частота и волновой вектор ионно-звуковой волны, $\omega_s = k_s c_s$. На частоте $f_s \approx 1,6$ МГц характерное волновое число возбуждаемой ионно-звуковой волны $k_s = \omega_s / c_s \approx 55 \text{ см}^{-1}$.

Вследствие того, что $k_0 = \omega_0 / c \approx 0,6 \text{ см}^{-1} \ll k_s \approx 55 \text{ см}^{-1}$, модули волновых векторов плазменной и ионно-звуковой волн связаны соотношением $k_p \approx k_s$. В результате имеем: $\omega_{p0}^2 = \omega_p^2 - 3k_p^2 v_{Te}^2 \approx \omega_0^2 - 3k_s^2 v_{Te}^2$, где учтено, что $\omega_s \ll \omega_0$. Таким образом, распадное взаимодействие имеет место при концентрации плазмы N_{e0} , определяемой

Вследствие того, что $k_0 = \omega_0 / c \approx 0,6 \text{ см}^{-1} \ll k_s \approx 55 \text{ см}^{-1}$, модули волновых векторов плазменной и ионно-звуковой волн связаны соотношением $k_p \approx k_s$. В результате имеем: $\omega_{p0}^2 = \omega_p^2 - 3k_p^2 v_{Te}^2 \approx \omega_0^2 - 3k_s^2 v_{Te}^2$, где учтено, что $\omega_s \ll \omega_0$. Таким образом, распадное взаимодействие имеет место при концентрации плазмы N_{e0} , определяемой

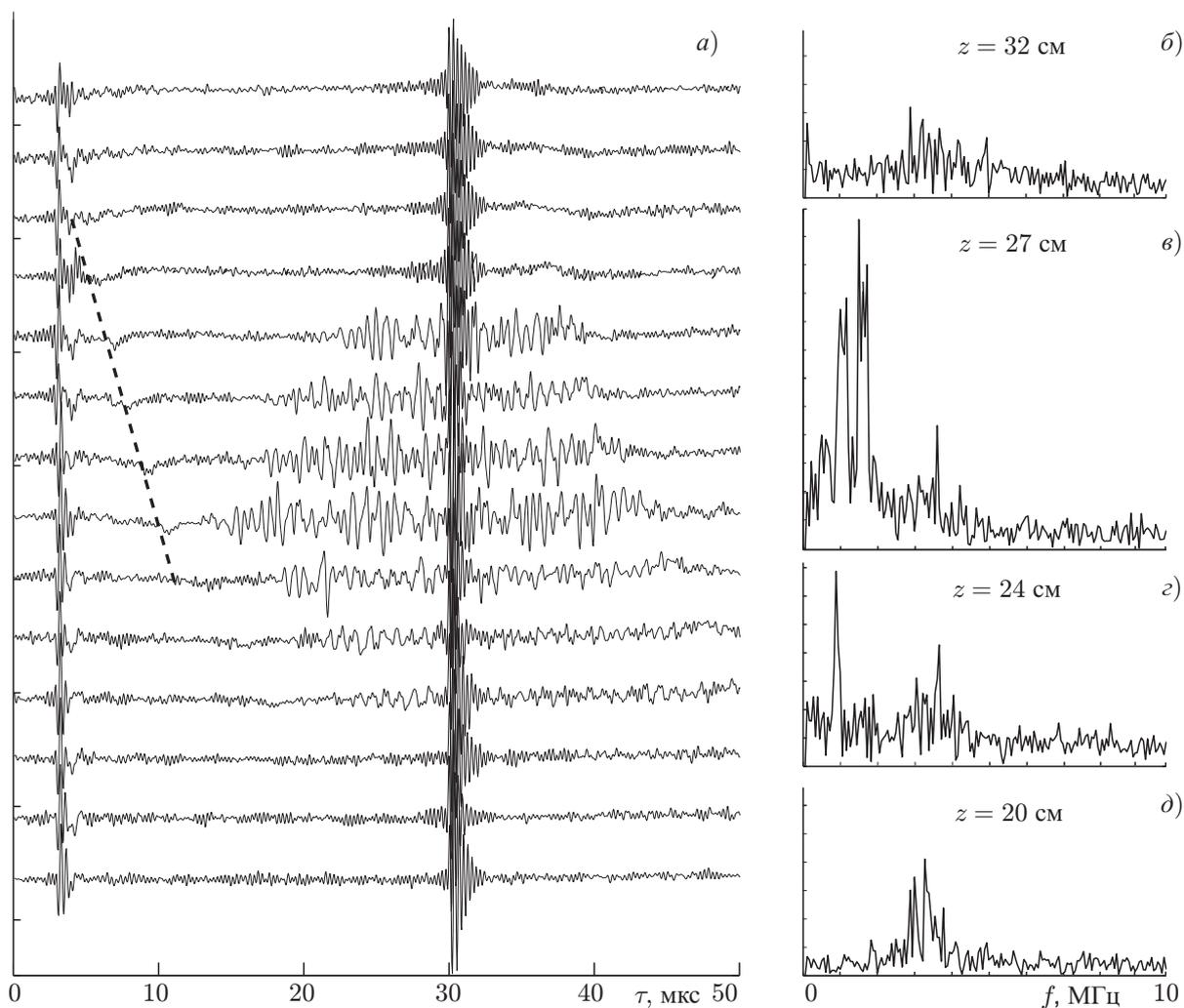


Рис. 7. Измерения низкочастотных колебаний концентрации электронов (а), кривые соответствуют $z = 20 \div 33$ см с шагом 1 см снизу вверх, и соответствующие спектры (б)–(д) в окрестности резонансной области; $P \approx 300$ Вт, $\tau \approx 30$ мкс

из этой области с характерными скоростями порядка c_s . Таким образом, приведённые оценки доказывают, что наблюдаемые процессы преобразования спектра падающего излучения и формирования ионно-звуковых волн, происходящие в области отражения волны накачки, связаны с её распадом на плазменную и ионно-звуковую моды.

Как видно из рис. 5б, в, г и 7, при достаточно низких уровнях мощности падающего СВЧ излучения $P \approx 0,3$ кВт в процессе распада достаточно стабильно возбуждается ионно-звуковая волна с частотой порядка 1,6 МГц. Возможно, что преимущественное возбуждение волн именно на этой частоте связано с влиянием приёмных антенн, использовавшихся в экспериментах. Действительно, характерная длина ионно-звуковой волны с частотой 1,6 МГц составляет $\lambda_s = 2\pi/k_s \approx 1$ мм, что совпадает с характерными размерами приёмной антенны. Плазменная неоднородность, всегда возникающая в малой окрестности приёмной антенны вследствие оседания частиц плазмы на её поверхность, может облегчать генерацию плазменных и ионно-звуковых волн с длинами порядка размера неоднородности и, тем самым, приводить к понижению порога распадной неустойчивости на соответствующей частоте.

Из рис. 5 видно, что при увеличении мощности падающего излучения в спектре плазмен-

ных волн формируется второй сателлит, отстроенный от частоты СВЧ волны на $\Delta f \approx 2.5$ МГц (рис. 5г, д). При дальнейшем увеличении мощности излучения в спектре плазменных волн происходит формирование новых сателлитов (рис. 5е, ж), сателлиты перекрываются (рис. 5з) и формируется сплошной шумовой спектр (рис. 5и, к).

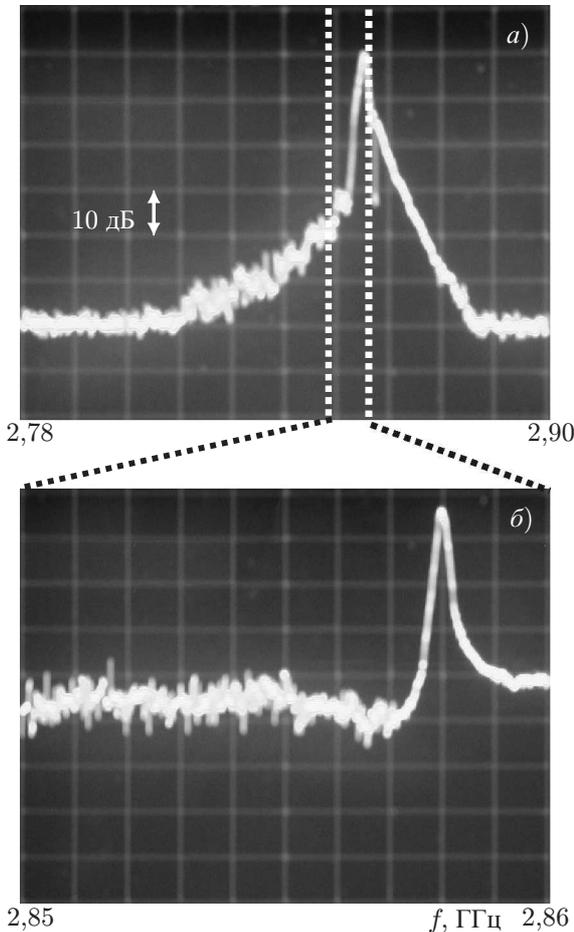


Рис. 8. Спектр высокочастотных колебаний, измеренный на расстоянии 4 см от резонансной области плазмы; $P \approx 10$ кВт, $\tau \approx 30$ мкс

Рисунки 8 и 9 демонстрируют процесс распадного взаимодействия волн при большом уровне мощности $P \approx 10$ кВт падающего СВЧ излучения. Видно, что флуктуации плотности плазмы локализованы приблизительно в той же области, что и в случае низкой мощности падающего излучения, однако их частотный спектр характеризуется широким максимумом от 1 до 4 МГц, т. е. в диапазоне $0,1\omega_{pi} < \omega < 0,4\omega_{pi}$. Из рис. 8а видно, что в этом случае плазменные волны формируют широкий шумовой спектр, примыкающий к частоте волны накачки со стороны отрицательных отстроек. Он простирается до отстроек порядка 45 МГц, что существенно превышает плазменную ионную частоту $f_{pi} \approx 10$ МГц. Отметим, что при отстройках $\Delta f \lesssim f_{pi}$ спектр плазменных волн представляет собой белый шум (рис. 8б), в то время как при больших отстройках амплитуда шумов падает с увеличением отстройки (рис. 8а). Поскольку спектр плазменных волн не совпадает со спектром низкочастотных колебаний, то, в отличие от рассмотренного выше случая распадного взаимодействия волн при низкой мощности падающего излучения (рис. 6, 7), прямой распад волны накачки на плазменную и ионно-звуковую волны спектр не может объяснить спектр, наблюдаемый на рис. 8. Возможным объяснением такого спектра является каскадный распад плазменных волн на ионно-звуковую и вторичную плазменную волну.

2.2. Ускорение ионов при резонансном поглощении СВЧ импульса в плазме

В процессе резонансного поглощения СВЧ излучения в неоднородной плазме амплитуда плазменной волны, возбуждаемой в области плазменного резонанса, достигает весьма больших значений. Проведём ряд элементарных оценок, для чего воспользуемся формулами для падения волны ТМ-поляризации под углом θ на плоский слой неоднородной плазмы с линейно растущей концентрацией электронов: $N_e = N_e^{cr} (1 + z/L)$. Падающая волна отражается от точки, где $\omega_p(z) = \omega_0 \cos \theta$; при движении от неё вглубь плазменного объёма, т. е. в область с большей концентрацией плазмы, напряжённость электрического поля падающей волны быстро уменьшается. Напряжённость поля в резонансной области, т. е. при $N_e = N_e^{cr}$, можно грубо оценить как [1]

$$E_d \approx E_0 / \sqrt{2\pi k_0 L} \approx E_0 / 16, \tag{1}$$

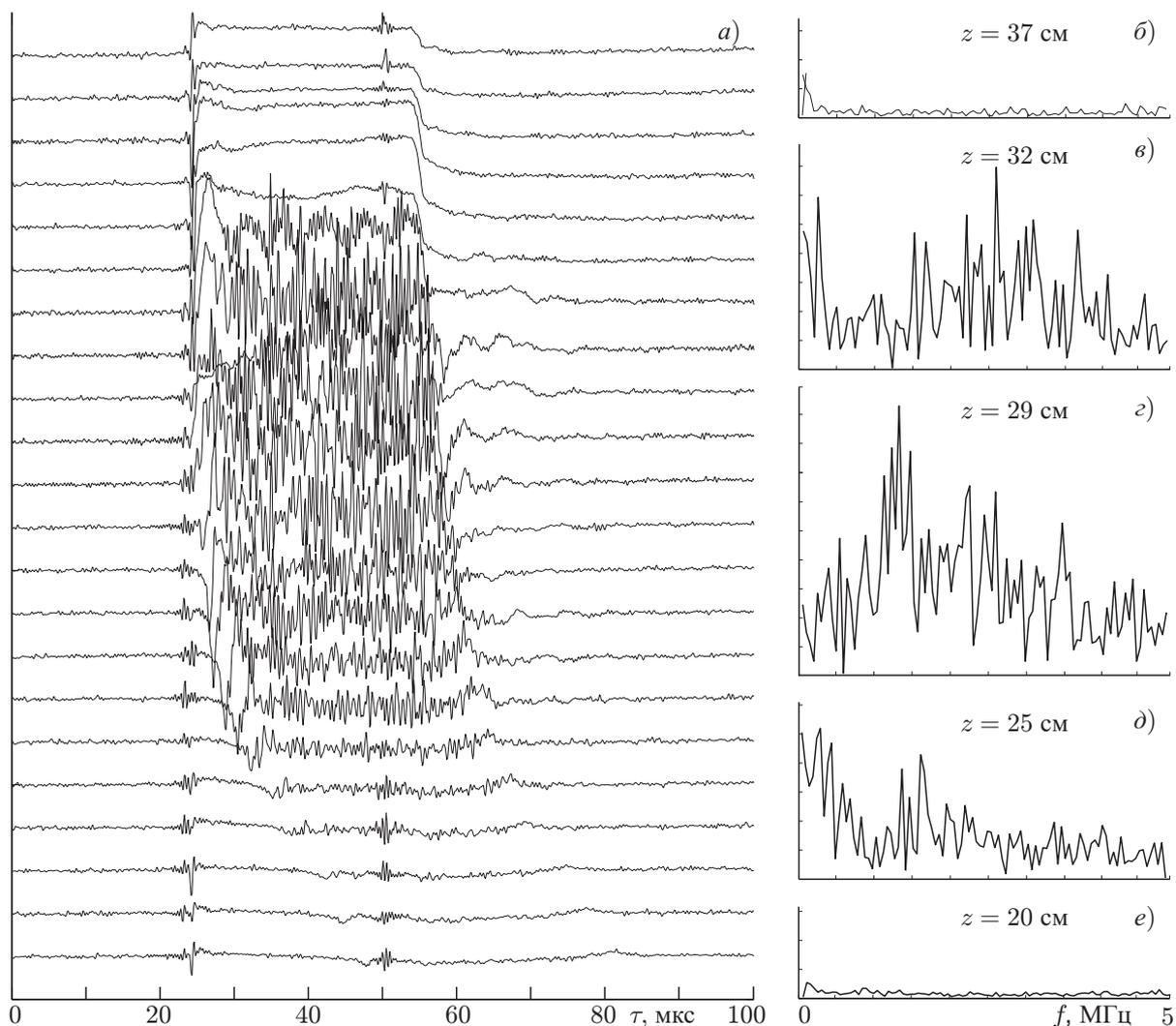


Рис. 9. Измерения низкочастотных колебаний концентрации электронов (а), кривые соответствуют $z = 16 \div 37$ см с шагом 1 см снизу вверх, и соответствующие спектры (б)–(е) в окрестности резонансной области; $P \approx 10$ кВт, $\tau \approx 30$ мкс

где E_0 — напряжённость электрического поля в падающей волне, $k_0 \approx 0,6 \text{ см}^{-1}$ — волновое число падающей волны. В области плазменного резонанса поле E_d возбуждает плазменную волну. Её амплитуда может быть ограничена столкновениями, конвекцией, нелинейными эффектами, развивающимися в области плазменного резонанса, или конечной длительностью импульса падающей волны. В случае линейного плазменного слоя конвекция доминирует над столкновениями в процессе линейной трансформации падающего излучения в плазменную волну при условии [1]

$$\omega_0/\nu_e > (L/r_D)^{2/3}, \quad (2)$$

где r_D — радиус Дебая. В данном эксперименте условие (2) выполнено с большим запасом: $\omega_0/\nu_e \approx 6 \cdot 10^3 \gg (L/r_D)^{2/3} \approx 700$. Таким образом, основным физическим процессом, ограничивающим амплитуду возбуждаемых плазменных волн, является их вынос вдоль градиента концентрации в область плазмы низкой плотности, где происходит их эффективное поглощение вследствие затухания Ландау. В результате амплитуда плазменной волны в резонансной области достигает

максимального значения порядка

$$E_p \approx \pi (k_D L)^{2/3} E_d \approx 1600 E_d \approx 100 E_0, \quad (3)$$

где $k_D = 1/(\sqrt{3} r_D)$, за характерное время порядка $t_{\text{conv}} \approx 2 (k_D L)^{2/3} \omega_p^{-1} \approx 60$ нс.

При достаточно большой мощности падающего излучения в поле плазменной волны развиваются стрикционные неустойчивости, приводящие к эффективному вытеснению плазмы из области плазменного резонанса, в результате чего формируются возмущения плотности, распространяющиеся в противоположных направлениях — вниз и вверх по градиенту концентрации плазмы. Измерения пространственно-временной динамики этих возмущений плотности представлены на рис. 10. Они выполнены при мощности падающего СВЧ излучения 10 кВт и его длительности 60 нс. Параметры падающего излучения были выбраны таким образом, чтобы максимизировать процесс вытеснения плазмы из резонансной области. Действительно, известно [6], что при длительности падающего излучения порядка π/ω_{pi} вытеснение частиц плазмы из резонансной области происходит наиболее эффективно. Величина π/ω_{pi} в условиях нашего эксперимента была порядка 50 нс, что весьма близко к характерному времени накачки плазменной волны $t_{\text{conv}} \approx \approx 60$ нс. Таким образом, длительность импульса падающего излучения порядка 50–60 нс оказывалась оптимальной с точки зрения модификации плазмы. Дополнительным преимуществом работы со столь короткими импульсами накачки является то, что за такие времена не успевают развиваться распадные неустойчивости, рассмотренные в предыдущем разделе, и, следовательно, они не модифицируют характеристики плазмы. Из сравнения рис. 10 с рис. 3 и 4 видно, что возмущения концентрации плазмы формируются в резонансной области и после выключения СВЧ импульса выносятся в противоположных направлениях вдоль градиента концентрации плазмы. Возмущение, распространяющееся в направлении уменьшения концентрации, движется с характерной скоростью порядка $v_{\text{down}} \sim 3,7 \cdot 10^5$ см/с. С учётом скорости дрейфа плазмы (см. раздел 1) нетрудно вычислить, что $v_{\text{down}} \sim 1,8 c_s$. Скорость же возмущения, распространяющегося в направлении увеличения концентрации, v_{up} , практически равна скорости линейной ионно-звуковой волны c_s . Подобное различие в скоростях v_{down} и v_{up} связано, видимо, с тем, что амплитуды соответствующих возмущений существенно различаются: $\Delta N_{\text{down}} \approx 0,1 N_e$, а $\Delta N_{\text{up}} \approx 0,02 N_e$.

Важным вопросом является физическая природа данных возмущений, распространяющихся из резонансной области. Они могут представлять собой, например, как ионно-звуковые волны (вообще говоря, нелинейные), так и сгустки ускоренных заряженных частиц. Для выяснения физической природы этих возмущений были проведены различные экспериментальные тесты. В частности, ионно-звуковые волны можно легко отличить от других низкочастотных явлений, например, от сгустка ускоренных заряженных частиц, путём введения затухания Ландау на ионах. Ионно-звуковые волны, в т. ч. и нелинейные, испытывают сильное затухание, когда их фазовая скорость становится сравнимой с тепловой скоростью ионов, сгустки же заряженных частиц такого затухания, естественно, не испытывают. Затухание Ландау можно ввести, если проводить эксперименты в изотермической плазме, т. е. при $T_e \approx T_i$. Это условие выполняется, например, в распадающейся плазме после выключения её источника, когда электроны остынут до температуры ионов. Другой способ введения затухания Ландау связан с помещением в плазму некоторого количества лёгких ионов. При этом если тепловая скорость лёгких ионов превышает c_s , ионно-звуковые волны эффективно затухают на лёгких ионах. В нашем случае использовались оба способа, причём для осуществления второго из них в основную плазму, создававшуюся в атмосфере аргона, вводилось небольшое количество водорода порядка 10 % от объёмного состава газовой смеси. В обоих случаях было показано, что возмущение, формирующееся в резонансной области плазмы в результате поглощения мощного СВЧ импульса, состоит из двух компонент. Первая компонента, распространяющаяся вниз по градиенту концентрации

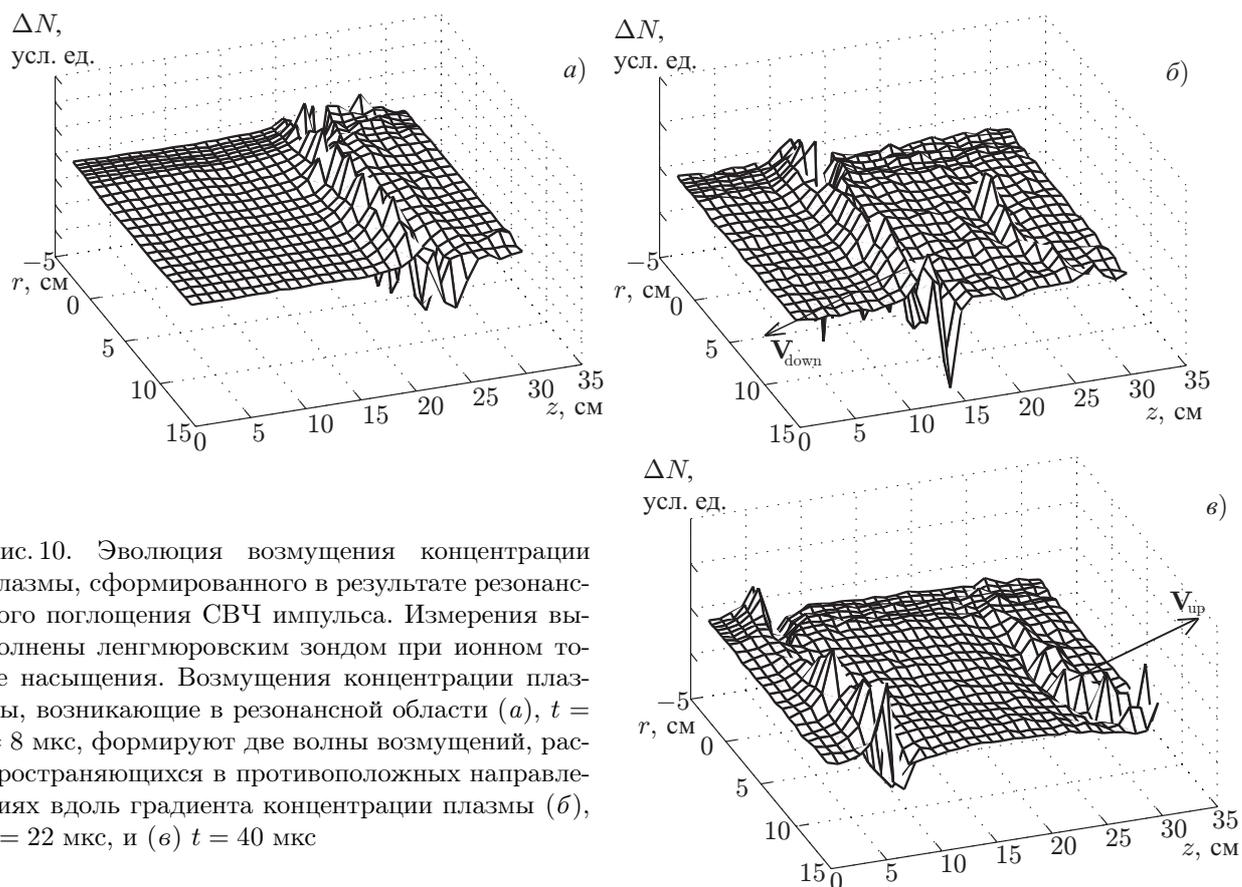


Рис. 10. Эволюция возмущения концентрации плазмы, сформированного в результате резонансного поглощения СВЧ импульса. Измерения выполнены ленгмюровским зондом при ионном токе насыщения. Возмущения концентрации плазмы, возникающие в резонансной области (а), $t = 8$ мкс, формируют две волны возмущений, распространяющихся в противоположных направлениях вдоль градиента концентрации плазмы (б), $t = 22$ мкс, и (в) $t = 40$ мкс

плазмы со скоростью порядка $1,8c_s$, испытывает сильное затухание Ландау на ионах, в результате которого она спадает на небольших расстояниях порядка $2 \div 3$ см от резонансной области. Это доказывает её ионно-звуковой характер. Вторая же компонента не испытывает затухания Ландау. Она распространяется вдоль градиента концентрации в область низкой плотности плазмы с характерной скоростью $(3 \div 5)c_s$ и интерпретируется как сгусток ускоренных заряженных частиц, сформированный в результате выталкивания плазмы из резонансной области вследствие стрикционного давления на электроны полем плазменной волны. Подобные сгустки надтепловых частиц, также как и нелинейные ионно-звуковые волны, формируются наиболее эффективно, когда характерная длительность СВЧ импульса составляет величину порядка π/ω_{pi} [6, 9, 10, 20].

На рис. 11 представлены результаты измерений параметров ускоренной ионной компоненты, распространяющейся из резонансной области в направлении уменьшения концентрации плазмы. Измерения были выполнены с помощью многосеточного анализатора, расположенного на расстоянии 3 см от резонансной области. Для выделения ускоренной ионной компоненты на его коллектор подавался положительный потенциал, значения которого указаны на рис. 10. Видно, что в результате резонансного поглощения короткого импульса СВЧ излучения, в плазме формируется сгусток ускоренных ионов, существующих в течение примерно 2 мкс и имеющих энергии порядка 14 эВ, что более чем на порядок превышает kT_e и почти на два порядка kT_i . Характерная ширина энергетического спектра ускоренной ионной компоненты составляет величину порядка 5 эВ, а типичный ток ионного пучка, собираемый многосеточным анализатором с диаметром 1 см, примерно равен 50 мкА, что соответствует концентрации ускоренных частиц в пучке $N_b \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Напомним, что концентрация частиц в области формирования ионного

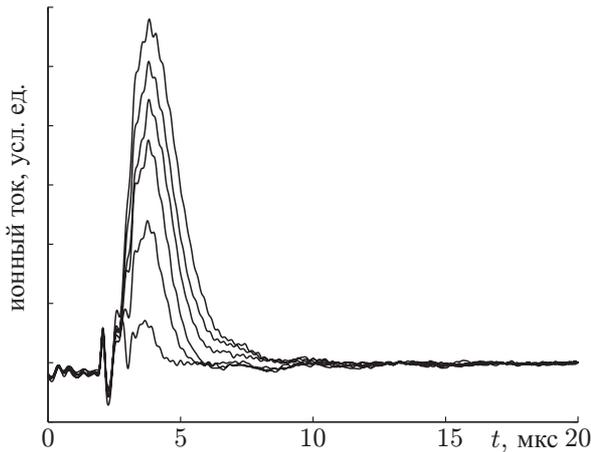


Рис. 11. Динамика ускоренной ионной компоненты, формирующейся в результате резонансного поглощения СВЧ импульса и распространяющейся в направлении уменьшения концентрации плазмы. Измерения проводились многосеточным анализатором частиц, расположенным на расстоянии 3 см от резонансной области. Значения тормозящих потенциалов менялись от 2 В (верхняя кривая) до 17 В (нижняя кривая) с шагом 3 В

пучка, т. е. в резонансной области, порядка 10^{11} см^{-3} .

Таким образом, в результате резонансного поглощения короткого СВЧ импульса невозмущённая фоновая плазма, расположенная вдали от резонансной области, оказывается пронизанной ускоренной ионной компонентой, направленной от резонансной области вдоль градиента концентрации фоновой плазмы.

2.3. Низкочастотная неустойчивость двойного слоя, вызванная ускоренной ионной компонентой

На рис. 12 представлены типичные осциллограммы электронного и ионного токов насыщения двух плоских ленгмюровских зондов диаметром 2 мм, расположенных на расстоянии $\Delta z = 5 \text{ см}$ от области резонансного поглощения СВЧ излучения со стороны низкой концентрации плазмы. Зонды направлены в противоположные стороны: один из них (рис. 12а, в) — в сторону области резонансного поглощения (в него вторгается ускоренная ионная компонента, формирующаяся в процессе резонансного поглощения короткого СВЧ импульса), второй — в противоположную сторону. На рис. 12б–г хорошо видна нелинейная ионно-звуковая волна, распространяющаяся от резонансной области вниз по градиенту концентрации электронов. Однако, на рис. 12а, показывающем электронный ток насыщения плоского зонда, ориентированного в направлении области резонансного поглощения, наблюдается не только эта волна, но и низкочастотные колебания с характерным периодом порядка $\tau_{\text{osc}} \approx 0,3 \text{ мкс} \ll 2\pi/\omega_{\text{pi}}$, где ω_{pi} — плазменная ионная частота. Из сравнения осциллограмм, изображённых на рис. 12, очевидно, что эти низкочастотные колебания не соответствуют реальным колебаниям плотности плазмы. Действительно, из рис. 12б–г видно, что эти колебания не наблюдаются, если зонд собирает ионный ток насыщения (рис. 12в), а также в случае, когда собирающая поверхность зонда ориентирована в направлении, противоположном области резонансного поглощения СВЧ излучения (рис. 12б, г). Таким образом, естественно предположить, что наблюдаемые колебания электронного тока насыщения связаны с неустойчивостью двойного слоя, вызванной вторжением ускоренных частиц, формирующихся в процессе резонансного поглощения СВЧ импульса.

Тот факт, что рассматриваемые осцилляции не связаны с реально существующими колебаниями плазмы, был продемонстрирован путём измерений концентрации плазмы с помощью резонансного СВЧ зонда [21]. Схема измерений таким зондом представлена на рис. 13а. Резонансная частота проволочного U-образного резонатора СВЧ зонда $f_{\text{res}}^0 \approx 4,88 \text{ ГГц}$ в вакууме и $f_{\text{res}} \approx 5,28 \text{ ГГц}$ в плазме в резонансной области. Измерения, представленные на рис. 13в, д, проводились на частоте $f \approx 5,32 \text{ ГГц}$, что соответствует области с максимальной крутизной на резо-

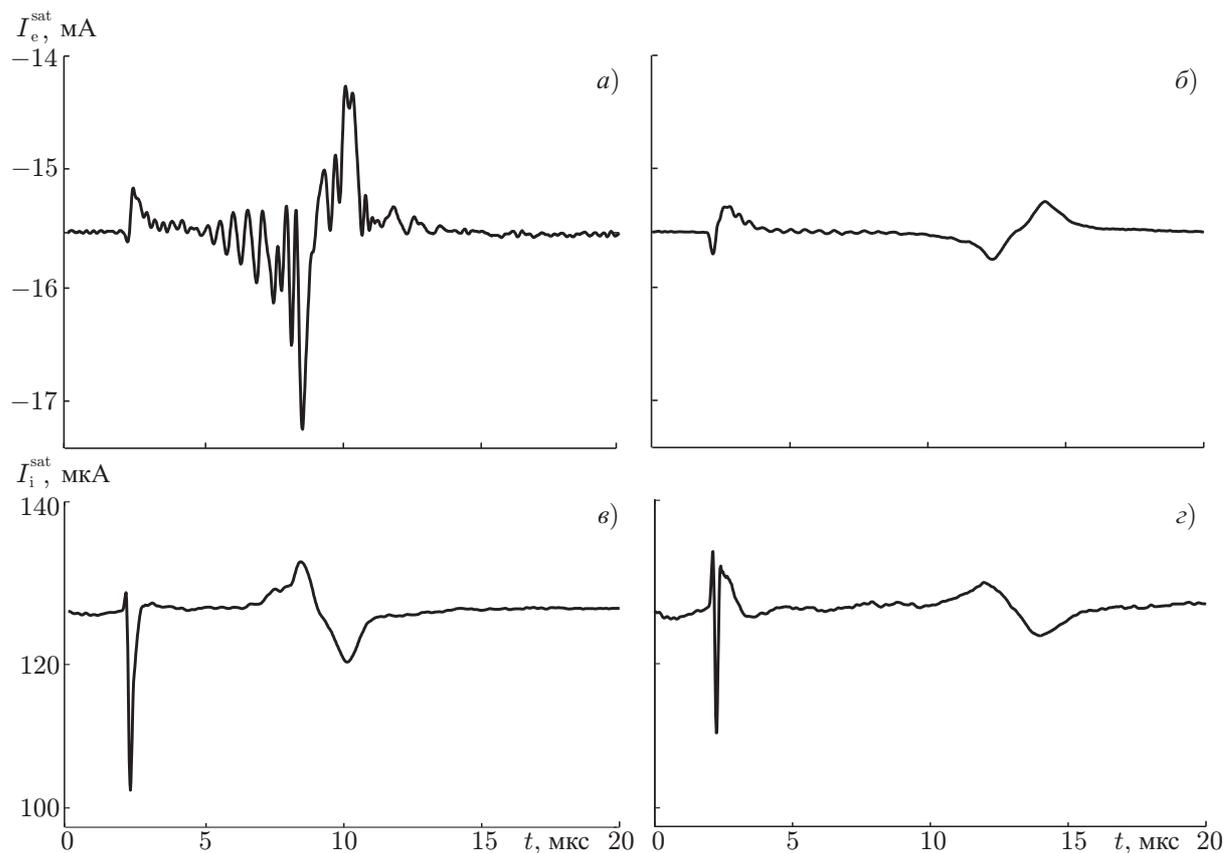


Рис. 12. Осциллограммы токов, собираемых плоским зондом, при разных ориентациях плоского зонда: (а) и (б) — электронный ток насыщения при напряжении на зонде $V = 50$ В, (в) и (г) — ионный ток насыщения при $V = -70$ В. Панели (а) и (в) соответствуют случаю, когда собирающая плоскость зонда направлена в сторону области резонансного поглощения СВЧ излучения, т. е. ускоренная ионная компонента вторгается в собирающую поверхность зонда. Панели (б) и (г) соответствуют случаю, когда собирающая плоскость зонда направлена в противоположную сторону

нансной кривой СВЧ зонда. В этом режиме малые изменения резонансной частоты последнего, обусловленные малыми изменениями концентрации плазмы, вызывают пропорциональные изменения амплитуды выходного сигнала зонда. Отметим, что характерное время отклика СВЧ зонда порядка $\tau \approx Q/f_{\text{res}} \approx 30$ нс и много меньше характерного периода рассматриваемых осцилляций $\tau_{\text{osc}} \approx 0,3$ мкс. Осциллограммы выходного сигнала СВЧ зонда представлены на рис. 13в, д. Для сравнения, на рис. 13б, г изображены осциллограммы электронного тока насыщения плоского зонда, направленного к области резонансного поглощения. Видно, что в осциллограммах выходного сигнала СВЧ зонда (рис. 13в, д), также как и на рис. 12б–г, не наблюдается осцилляций, обнаруживаемых в электронном токе насыщения плоского зонда (рис. 13б, г и 12а).

Представленные результаты ясно демонстрируют тот факт, что наблюдаемые осцилляции электронного тока насыщения вызваны не реально существующими колебаниями плазмы, а связаны с неустойчивостью двойного слоя. Эта неустойчивость иллюстрируется рис. 14, на котором представлены результаты измерений относительной амплитуды осцилляций тока плоского зонда $I_{\text{osc}}/I_{\text{dc}}$, где I_{osc} — максимальная амплитуда колебаний зондового тока, I_{dc} — невозмущенное значение зондового тока, при различных V . Видно, что колебания тока на плоский зонд возникают только, когда потенциал зонда превышает потенциал плазмы, обозначенный на рис. 14 как V_{pl} . Следует отметить, что в случае реальных низкочастотных колебаний плазмы, когда электроны

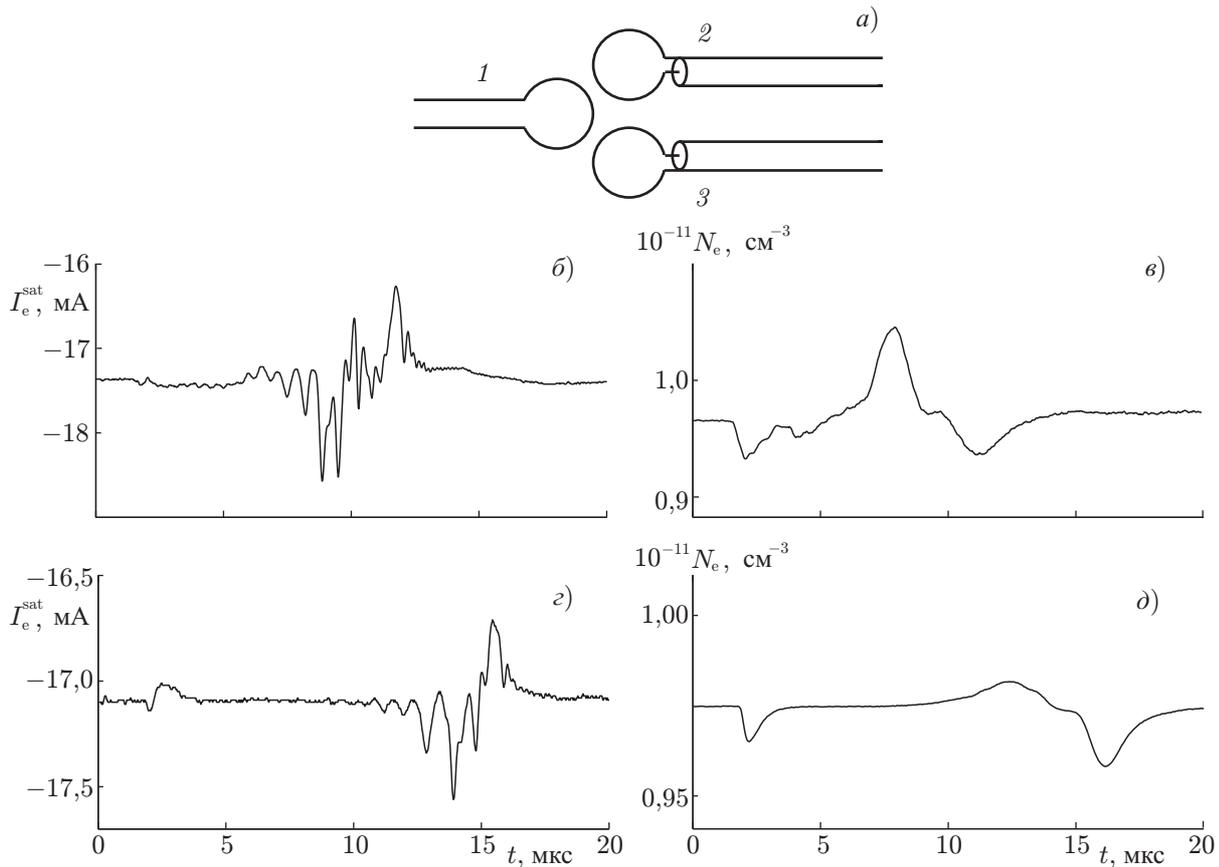


Рис. 13. Измерения возмущений плотности плазмы с помощью резонаторного СВЧ зонда. (а) Схема измерений с помощью СВЧ зонда: 1 — резонатор, 2 — вход, 3 — выход. Сравнение электронного тока насыщения (б) и (с) и сигнала с СВЧ зонда (е) и (д). Осциллограммы с СВЧ зонда получены на частоте $f \approx 5,32$ ГГц и прокалиброваны в значениях концентрации электронов. Параметры СВЧ зонда: резонансная частота в вакууме $f_{\text{res}}^0 \approx 4,88$ ГГц, добротность $Q \approx 170$. СВЧ зонд и плоский зонд расположены на расстоянии 3 см (б) и (е) и 6 см (с) и (д) от резонансной области вниз по градиенту концентрации плазмы

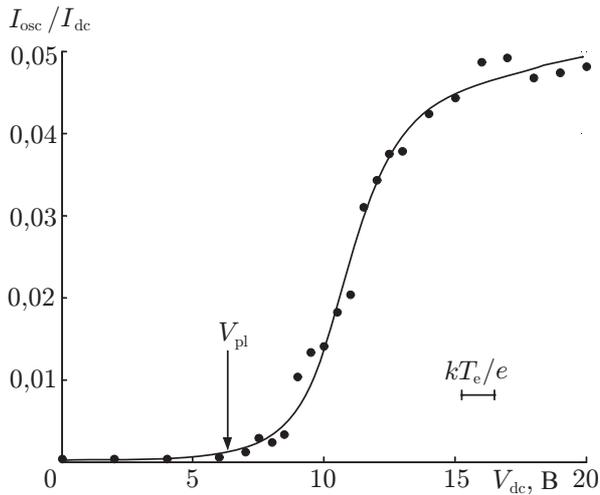


Рис. 14. Относительная амплитуда колебаний зондового тока в зависимости от напряжения, приложенного к плоскому зонду. Видно, что неустойчивость возникает только, когда потенциал зонда превышает потенциал плазмы. Зонд расположен на расстоянии 3 см от резонансной области вниз по градиенту концентрации электронов. Амплитуда колебаний измерялась через 4 мкс после окончания СВЧ импульса. На рисунке также отмечены потенциал плазмы V_{pl} и температура электронов T_e

и ионы двигаются совместно, относительная амплитуда колебаний зондового тока не должна зависеть от напряжения, приложенного к зонду.

Для доказательства того, что природа рассматриваемых колебаний зондового тока связана с потоком энергичных ионов, на рис. 15 приведены осциллограммы электронного тока насыщения плоского зонда на разных расстояниях Δz от резонансной области. Видно, что с увеличением Δz интервал времени, в котором существуют колебания электронного тока насыщения, смещается с характерной скоростью порядка скорости ускоренной ионной компоненты $v_b \approx 8 \cdot 10^5$ см/с, которая соответствует энергии ионов порядка 14 эВ, см. рис. 11.

Суммируя результаты представленных измерений, можно сделать вывод о том, что наблюдаемые низкочастотные осцилляции электронного тока насыщения не связаны с колебаниями плазмы, а представляют собой неустойчивость электронного двойного слоя, вызываемую проникновением в него ускоренной ионной компоненты.

Можно предложить простую качественную модель для объяснения наблюдаемой неустойчивости двойного слоя под действием импульсного пучка ускоренных ионов. Рассмотрим одномерный двойной слой, сформированный у поверхности положительно заряженного плоского электрода. Ограничимся только одномерными движениями частиц плазмы в направлении, перпендикулярном поверхности последнего. Рассмотрим вначале процесс вторжения переднего фронта импульсного ионного пучка в двойной слой. Если потенциал электрода U_0 превышает энергию ионного пучка U_b , то он отражается внутри двойного электронного слоя, что приводит к накоплению в нём ионов пучка. Поскольку скорость пучка v_b существенно превосходит характерную скорость реакции ионов плазмы, которая порядка ионно-звуковой скорости c_s , суммарный отрицательный заряд двойного слоя уменьшается. В результате электронный ток, собираемый электродом, на некоторое время значительно увеличивается [11]. Характерная продолжительность увеличенного электронного тока на электрод определяется временем перераспределения ионов в двойном слое и соответствует по порядку величины времени $\tau_s \approx r_s/c_s \approx 0,15$ мкс, где $r_s \approx 5\lambda_D \approx 0,2$ мм — характерная толщина двойного слоя, а характерная скорость перемещения ионов плазмы считается по порядку величины равной ионно-звуковой скорости $c_s \approx 1,5 \cdot 10^5$ см/с [11]. В течение этого промежутка времени потенциал электрода не полностью экранируется двойным слоем и проникает в плазму на глубину существенно больше, чем r_s [22]. Подобное перераспределение электрического потенциала в окрестности электрода вызывает изменения в падающем ионном пучке. Действительно, фронт ионного пучка распространяется в условиях, когда потенциал электрода полностью экранирован, последующие же части ионного пучка, распространяющиеся

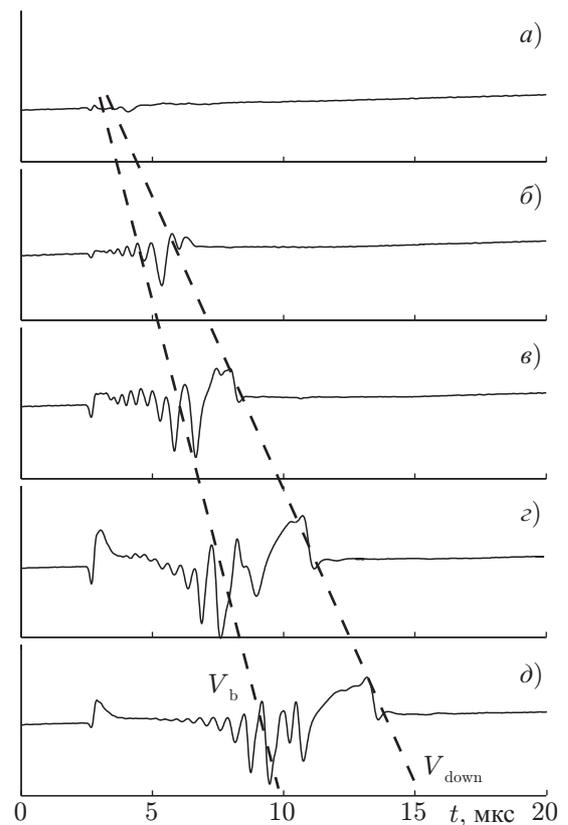


Рис. 15. Электронный ток насыщения при $V = 50$ В на различных расстояниях от области резонансного поглощения: (а) $\Delta z = 0$ ($z = z_{\text{res}}$), (б) $\Delta z = 2$ см, (в) $\Delta z = 3$ см, (г) $\Delta z = 4$ см, (д) $\Delta z = 5$ см, V_b — скорость ионного пучка. Видно, что неустойчивость электронного тока насыщения связана с энергичной ионной компонентой, формирующейся в резонансной области

после нарушения экранировки, при приближении к электроду оказываются в тормозящем потенциале, в результате чего скорость распространения этих частей уменьшается по сравнению со скоростью фронта пучка и, следовательно, в токе пучка образуется разрыв. Если длительность последнего достаточно велика, т. е. порядка τ_s или больше, то двойной слой успеет вернуться к своему первоначальному невозмущённому состоянию и весь вышеописанный процесс повторится заново.

Отметим, что если увеличить характерную скорость реакции двойного слоя на вторжение ускоренных ионов таким образом, чтобы накопление дополнительного положительного заряда в нём одновременно компенсировалось соответствующей перегруппировкой ионов плазмы, то нарушения экранировки электрода не произойдёт и, соответственно, рассмотренная выше неустойчивость не сможет развиваться. Для экспериментальной проверки этой идеи были проведены соответствующие измерения в аргоно-водородной смеси. Введение незначительного количества (порядка 10 %) водорода в разряд не приводит к сколько-нибудь заметному изменению параметров плазмы. Все характеристики процессов резонансного поглощения СВЧ импульса и формирования ускоренной ионной компоненты также не меняются. Однако, даже столь незначительная концентрация лёгких ионов водорода в плазме приводит к полному подавлению осцилляций электронного тока насыщения плоского зонда. Очевидно, что в этом случае характерное время реакции двойного слоя на вторжение ускоренной ионной компоненты определяется скоростью лёгких ионов водорода, которая, как нетрудно оценить, оказывается выше скорости ускоренной ионной компоненты v_b .

Хотя предложенная модель качественно объясняет осцилляции электронного тока насыщения плоского зонда, наблюдавшиеся при облучении его поверхности потоком ускоренных ионов, для окончательного её доказательства требуются дополнительные экспериментальные и теоретические исследования.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментального исследования процессов взаимодействия импульсного СВЧ излучения с неоднородной изотропной плазмой. Показано, что при падении СВЧ импульса на неоднородный слой плазмы с растущей концентрацией электронов в окрестности плазменного резонанса происходит эффективная турбулизация плазмы. При этом в области первого максимума стоячей волны, т. е. в плазме с концентрацией электронов несколько ниже критической, происходит распад падающей СВЧ волны на плазменную и ионно-звуковую моды. В случае достаточно низких мощностей падающей волны $300 \text{ Вт} \lesssim P \lesssim 500 \text{ Вт}$ в спектре падающей волны наблюдается формирование одного или нескольких низкочастотных спектральных сателлитов наряду с формированием соответствующих спектральных максимумов в его низкочастотной части. Проведённые оценки демонстрируют хорошее выполнение условий распадного взаимодействия. При увеличении мощности падающей СВЧ волны в её спектре формируется низкочастотный континуум, ширина которого достигает величины порядка $5f_{pi}$. В спектре ионно-звуковых волн при этом наблюдается континуум в области частот $0,1f_{pi} \lesssim f \lesssim 0,4f_{pi}$.

Под действием мощного СВЧ импульса плазма вытесняется из области плазменного резонанса, в результате чего формируется поток ускоренных ионов с характерной энергией порядка 14 эВ, распространяющихся вниз по градиенту концентрации плазмы. Обнаружено, что вторжение этой ускоренной ионной компоненты в двойной слой электрода, работающего в режиме насыщения электронного тока, приводит к развитию низкочастотной неустойчивости. Предложена качественная модель, объясняющая механизм данной неустойчивости. Согласно ей, последняя связана с отражением ионного пучка в двойном слое, в результате чего в нём нарушается ба-

ланс заряда, увеличивается электронный ток, собираемый электродом, а его потенциал начинает глубже проникать в плазму. Торможение ионного пучка в поле электрода приводит к разрыву в токе пучка, что восстанавливает баланс заряда в двойном слое, после чего описанный процесс повторяется для следующих компонент пучка.

Подобная неустойчивость может оказывать существенное влияние на процесс сбора частиц зондами и электродами во многих ситуациях, когда функция распределения ионов плазмы является немаксвелловской, например в газовых разрядах и в ходе активных экспериментов в околоземной плазме. Отметим также, что рассматриваемая неустойчивость является весьма чувствительной диагностикой присутствия энергичной ионной компоненты в плазме.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 08–02–00887–а и 09–02–91052–НЦНИ–а).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1960.
2. Stenzel R. L., Wong A. Y., Kim H. C. // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 32. P. 654.
3. Kim H. C., Stenzel R. L., Wong A. Y. // *Phys. Rev. Lett.* 1974. V. 33. P. 886.
4. Bauer B., Wong A., Scurry L., Decyk V. // *Phys. Fluids. B.* 1990. V. 2. P. 1941.
5. Tanikawa T., Wong A., Eggleston D. // *Phys. Fluids.* 1984. V. 27. P. 1416.
6. Wong A. Y., Stenzel R. L. // *Phys. Rev. Lett.* 1975. V. 34. P. 727.
7. Karfidov D., Sergeichev K., Sychoy I. // *ICPIG XIX* / Ed. by V. Zigman. University of Belgrade, 1989. P. 128.
8. Геккер И. Р., Сизухин О. В. // *Письма в ЖЭТФ.* 1969. Т. 9. С. 408.
9. Starodubtsev M., Al-Hassan M. K., Ito H., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92. Art. no. 045003.
10. Starodubtsev M., Al-Hassan M. K., Ito H., et al. // *Phys. Plasmas.* 2006. V. 13. Art. no. 012103.
11. Bills D. G., Holt R. B., McClure B. T. // *J. Appl. Phys.* 1962. V. 33. P. 29.
12. Stenzel R. L. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 60. P. 704.
13. Arbel D., Bar-Lev Z., Felsteiner J., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1993. V. 71. P. 2919.
14. Bliokh Y. P., Felsteiner J., Slutsker Y. Z., Vaisberg P. M. // *IEEE. Trans. Plasma Sci.* 2001. V. 29. P. 895.
15. Griskey M. C., Stenzel R. L. // *Phys. Rev. Lett.* 1999. V. 82. P. 556.
16. Nakamura Y., Sato S. // *Phys. Plasmas.* 2003. V.10. P. 900.
17. Gekelman W., Stenzel R. L., Wild N. // *J. Geophys. Res.* 1982. V. 87. P. 101.
18. Stenzel R. L., Gekelman W., Wild N. // *J. Geophys. Res.* 1983. V. 88. P. 4793.
19. Wong A. Y., *Electromagnetic Wave Interactions with Inhomogeneous Plasmas.* New York, London: Plenum Press, 1977. V. 4B. Chap. VIII, P. 783.
20. Al-Hassan M. K., Starodubtsev M., Ito H., et al. // *Phys. Rev. E.* 2003. V. 68. Art. no. 036404.
21. Stenzel R. L. // *Rev. Sci. Instr.* 1976. V. 47. P. 603.
22. Nakamura Y., Nomura Y., Stenzel R. // *J. Appl. Phys.* 1981. V. 52. P. 1197.

Поступила в редакцию 5 мая 2010 г.; принята в печать 25 июня 2010 г.

**LABORATORY STUDIES OF NONLINEAR INTERACTION OF PULSED
MICROWAVES WITH A NON-UNIFORM PLASMA**

M. V. Starodubtsev

We present the results of laboratory studies of nonlinear interaction of a high-power microwave pulse with a non-uniform plasma. It is shown that at plasma densities just below the plasma resonance, the incident microwave decays into the plasma and the ion-acoustic modes. Resonance absorption of a short microwave pulse (with a typical duration of about one ion plasma period), which takes place at the plasma resonance, results in formation of a bunch of energetic ions with energies up to $10kT_e$. Interaction of this ion bunch with the sheath of an electrode immersed into the plasma has been studied experimentally. It has been found that the reflection of the ion bunch inside the sheath gives rise to an instability of the electron saturation current collected by the electrode. A qualitative model of the observed instability is presented.