

ласти отражения сигнала (слой F_2) и имеющему период $T=2\pi/F \approx 20$ мин, а два других пика, согласно представлениям [1], — менее интенсивным акустическим волнам.

Для изучения свойств неоднородностей различных масштабов применяют частотную фильтрацию с различным видом спектральных окон, чтобы выделить составляющие, ответственные за различные типы возмущений [3].

Первые пробные измерения продемонстрировали работоспособность комплекса и его готовность к регулярным наблюдениям.

ЛИТЕРАТУРА

1. Физика верхней атмосферы Земли/Под ред. К. О. Хайнса и др. Л., 1971.
2. Гусев В. Д., Гайлит Т. А., Иванов М. И., Перекалина Е. О.//Геомагнетизм и аэронавигация. 1982. 22, № 5. С. 753.
3. Бат М. Спектральный анализ в геофизике. М., 1980.

Поступила в редакцию
06.03.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

УДК 537.52

ДИАГНОСТИКА ПЛАЗМЫ В СУРФАТРОНЕ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ПО РАДИАЛЬНОМУ РАСПРЕДЕЛЕНИЮ СВЧ-ПОЛЯ

С. Е. Бобков, П. С. Булкин, Г. С. Солнцев, Л. И. Цветкова

(кафедра физической электроники)

Исследуется способ определения концентрации электронов n по радиальному распределению амплитуды компонент поля поверхностной электромагнитной волны $E_r(r)$, $E_z(r)$, $H_\varphi(r)$ в сурфатроне. Использована модель плазменного волновода с учетом стенок трубки. Из трех типов электромагнитных зондов лучшие результаты дает зонд, регистрирующий $E_r(r)$. При малых расстояниях зонд—трубка наблюдаются нелинейные эффекты, вызванные влиянием зонда на разряд.

Разряд в сурфатроне представляет собой плазменный волновод, по которому распространяется поверхностная электромагнитная волна (SW) ВЧ- или СВЧ-диапазона, значительная часть энергии которой идет на поддержание плазмы. Поэтому сурфатрон обычно рассматривают как самосогласованную систему плазма — SW [1, 2]. Распространение SW вдоль плазменного цилиндра возможно, если концентрация электронов n превышает критическую концентрацию $n_c = m\omega^2/(4\pi e^2)$ для данной частоты поля ω : $n > n_c(1 + \epsilon_a)$, где ϵ_a — диэлектрическая проницаемость среды, окружающей плазму. Специфической особенностью разрядов в сурфатроне является последовательный подвод энергии SW от возбуждителя к различным участкам плазменного столба по его длине. Из-за этого возникает продольный градиент концентрации электронов dn/dz .

Разряды на SW получаются в широком диапазоне давлений газа (10^{-4} — 10^4 мм рт. ст.) и частот поля (1 — 10^4 МГц) и находят значительное применение в качестве источника ионов, в газоразрядных лазерах, спектроскопии и плазмохимии [3, 4]. Обычно используют аксиально-симметричную SW ($m=0$) с компонентами поля $E_z(r, z)$, $E_r(r, z)$, $H_\varphi(r, z)$.

Концентрацию электронов \bar{n} , усредненную по длине SW λ_z и сечению плазменного столба, часто определяют [5], измеряя волновое число k_z путем перемещения электромагнитного зонда вдоль разряда и используя дисперсионное уравнение.

В настоящей работе \bar{n} рассчитывается по радиальной структуре поля $E_z(r)$, $E_r(r)$, $H_\phi(r)$ при фиксированном z , определяемой с помощью емкостного и индуктивного зондов. Определив поперечное волновое число k_r , можно рассчитать k_z и, применяя дисперсионное соотношение — усредненную по сечению разряда концентрацию электронов \bar{n} . В настоящее время такой способ диагностики исследован мало [6—8].

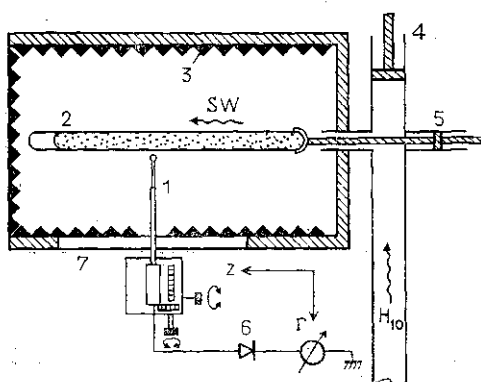


Рис. 1. Конструкция разрядной камеры сурфатрона: 1 — зонд, 2 — разрядная трубка, 3 — поглотитель, 4, 5 — поршни настройки, 6 — детектор, 7 — подвижная каретка

ного вдоль оси трубки (E_z -зонд) или по радиусу (E_r -зонд).

Для однородного по длине и сечению плазменного столба, заключенного в диэлектрическую трубку, структура электромагнитного поля аксиально-симметричной SW [9] во внешней области ($r > R_1$) определяется соотношениями

$$\operatorname{Re} E_z(r, z) = BK_0(k_r r) \cos(k_z z - \omega t); \quad k_r^2 = k_z^2 - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_d,$$

$$\operatorname{Re} E_r(r, z) = -B \frac{k_z}{k_r} K_1(k_r r) \sin(k_z z - \omega t), \quad (1)$$

$$\operatorname{Re} H_\phi(r, z) = -B \frac{k_z}{k_r} \cdot \frac{v_{ph}}{c} \varepsilon_d K_1(k_r r) \sin(k_z z - \omega t).$$

Здесь v_{ph} — фазовая скорость SW, ε_d — диэлектрическая проницаемость воздуха, K_0 , K_1 — функции Макдональда.

При различных концентрациях \bar{n}/n_c радиальную зависимость компонент SW можно получить, используя дисперсионное уравнение, которое с учетом стеклянных стенок (ε_0) имеет вид [9]

$$\frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - G_0 \frac{I_0(k_z R)}{I_1(k_z R)}, \quad (2)$$

где

$$G_0 = \varepsilon_0 \frac{(\varepsilon_0 - 1) I_1(a) K_0(b) K_1(b) - K_1(a) [I_0(b) K_1(b) + \varepsilon_0 I_1(b) K_0(b)]}{(\varepsilon_0 - 1) I_0(a) K_0(b) K_1(b) + K_0(a) [I_0(b) K_1(b) + \varepsilon_0 I_1(b) K_0(b)]}$$

$$\text{и } a = k_2 R, \quad b = k_2 R_1.$$

Это уравнение справедливо для слабо-столкновительной ($v_{ea} < \omega$) «холодной» плазмы, когда тепловая скорость электронов v_{Te} меньше фазовой скорости SW v_{ph} . Оно применимо для бестоковой плазмы. Наличие продольного градиента концентрации $d\bar{n}/dz$ требует анализа условия, когда можно пренебречь диффузионным током ($k_2 V_D < \omega$). Диффузионная скорость электронов равна

$$V_D = \frac{D_a}{\bar{n}} \frac{d\bar{n}}{dz} \approx \frac{1}{\bar{n}} \frac{d\bar{n}}{dz} \frac{D_{i1}}{p} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right). \quad (3)$$

Здесь D_a — коэффициент амбиполярной диффузии, D_{i1} — коэффициент диффузии ионов, а индекс «1» здесь и ниже означает, что $p = 1$ мм рт. ст., T_e и T_i — температуры электронов и ионов, p — давление газа.

Градиент концентрации электронов

$$\frac{d\bar{n}}{dz} = \frac{F}{2\pi} \frac{v_{ea}}{R} \omega, \quad (4)$$

где $F = 7,3 \cdot 10^{-9}$ $\text{с}^2/\text{см}^3$; v_{ea} — частота столкновений электрон—атом. Соотношение (4) получило экспериментальное подтверждение [5, 10] в условиях, когда можно пренебречь нагревом газа в разряде. Оно согласуется с теоретическими работами [11, 12], в которых предполагается, что энергетические потери электронов не зависят от их концентрации. Вблизи конца разряда, удаленного от возбудителя SW, соотношение (4) нарушается вследствие влияния резонансного поглощения в плазме (особенно при низких давлениях газа и больших радиусах трубки [11]).

Из (3) и (4) можно получить условие, эквивалентное неравенству $k_2 V_D < \omega$:

$$\frac{F}{5n_c} D_{i1} \left(1 + \frac{T_e}{T_i} \right) \frac{v_{ea1}}{R} < \lambda_{sw}.$$

Здесь v_{ea1} — частота электрон-атомных столкновений, λ_{sw} — длина SW; вместо \bar{n} используем ее минимальное значение $5n_c$. Для условий наших экспериментов $D_{i1} = 11,4$ $\text{см}^2/\text{с}$, $v_{ea1} = 2 \cdot 10^9$ с^{-1} , $T_e/T_i \sim 20$ получаем $\lambda_{sw} > 1 \cdot 10^{-8}$. Условие $k_2 V_D < \omega$ выполняется, так как значение λ_{sw} лежит в пределах нескольких сантиметров.

Продольная неоднородность концентрации электронов $\bar{n}(z)$ требует оценки применимости геометрической оптики. Для волны с плоским фронтом, распространяющейся в среде, неоднородной в направлении распространения волны $\varepsilon(z)$, известно соотношение $\varepsilon^{-1} (d\varepsilon/dz) \lambda < < 1$. В сурфатроне SW распространяется в трех средах (плазма, диэлектрик, вакуум), из которых только плазма имеет неоднородную продольную структуру, определяемую градиентом $d\bar{n}/dz$. Поэтому оценка применимости геометрической оптики является сложной задачей, для решения которой требуется учет распределения плотности энергии в разных средах [13].

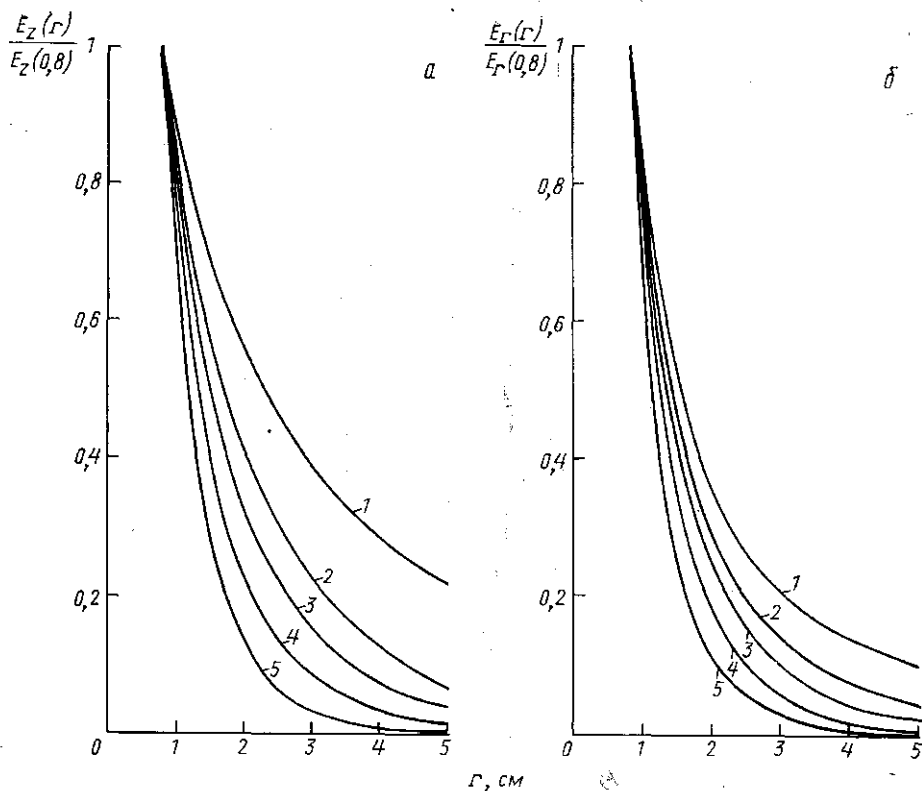


Рис. 2. Радиальное распределение компонент $E_z(r)$ (а) и $E_r(r)$ (б) при различных $\xi = n/n_c$: $\xi = 16$ (1), 14 (2), 12 (3), 10 (4) и 8 (5)

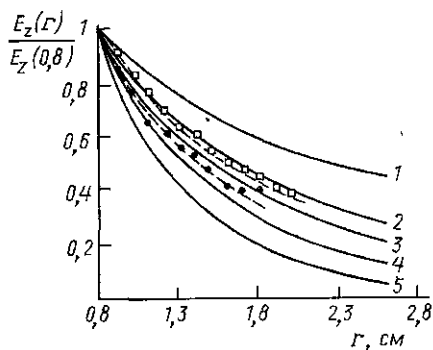


Рис. 3. Определение концентрации \bar{n} по радиальному распределению $E_z(r)$. Кривые 1—5 соответствуют значениям параметра ξ на рис. 2. Экспериментальные значения получены при $W_{inc} = 150$ (квадраты) и 120 Вт (кружочки)

можно представить в виде

$$E_r(k, r) = A(k, r)^{-0,5} \exp(-k, r), \quad (5)$$

$$\text{или } \ln(E_r^2 r) = B - 2k, r.$$

Из (1) и (2) можно получить радиальное распределение компонент SW снаружи трубки для фиксированного \bar{n}/n_c . На рис. 2 представлено относительное распределение $E_z(r)/E_z(R_1)$ и $E_r(r)/E_r(R_1)$ для $\bar{n}/n_c = 16, 14, 12, 10, 8$. Распределение $H_\varphi(r)/H_\varphi(R_1)$ совпадает с распределением $E_r(r)/E_r(R_1)$.

Сопоставление экспериментальных зависимостей $E_z(r)$, $E_r(r)$, $H_\varphi(r)$ с расчетными кривыми позволяет определить \bar{n}/n_c в данном сечении трубки $z = \text{const}$. На рис. 3 представлено такое сопоставление для подводимых мощностей $W_{inc} = 120$ и 150 Вт. Концентрация \bar{n} составляет соответственно $11 n_c$ и $14 n_c$.

Другой способ расчета \bar{n} основан на аппроксимации функций $K_0(k, r)$ и $K_1(k, r)$. При $k, r > 1$ E_r

При использовании детектора с квадратичной характеристикой получаем $\ln(i_{Dr}) = C - 2k_r r$, откуда легко найти k_r *). Этот способ использует большое число экспериментальных точек, что увеличивает достоверность расчета (рис. 4). Вблизи стенок трубки линейная зависимость $\ln(i_{Dr}) = f(r)$ нарушается. Причиной этого могут быть: нарушение условия аппроксимации $k_r r > 1$; возмущение зондом поля SW вследствие нелинейных эффектов, наличие кроме поля SW паразитного поля объемной волны, которая может возбуждаться внутри экрана в отсутствие разряда. Нелинейные эффекты, т. е. влияние средств измерения на объект изучения, проявляются в том, что радиальное перемещение зонда при малых расстояниях от трубки сопровождается изменением длины разряда, достигающим нескольких сантиметров (рис. 5). Полукачественное объяснение основано на грубой оценке емкостного сопротивления R_c линии, образуемой столбом плазмы и цилиндрическим зондом, и сравнением его с волновым сопротивлением плазменного столба разряда R_w . Для условий наших экспериментов в широком диапазоне \bar{n} R_w составляет $\sim 130-200$ Ом [14]. При малых расстояниях от зонда до плазмы $R_c \sim 10^2-10^3$ Ом. Таким образом, укорочение разряда в сурфатроне можно объяснить заметным оттоком энергии SW в цепь зонда.

Для экологической защиты от излучения и сохранения постоянной структуры СВЧ-поля конструкция сурфатрона обычно содержит цилиндрический экран, окружающий разрядную трубку. Влияние экрана на структуру поля SW и дисперсионное соотношение зависят от отношения радиуса экрана R_s к радиусу трубки R , толщины стенки трубки, параметра $\omega R/c$ [15]. Оно мало при $R_s/R > 5$, что объясняется высокой плотностью энергии вблизи трубки. В наших экспериментах $R_s/R = 18$, поэтому можно использовать для расчетов \bar{n} формулы (1) и (2), не вводя поправок на наличие экрана.

Размеры экранирующего цилиндра влияют также на условия возникновения различных мод объемных волн BW, которые могут рас-

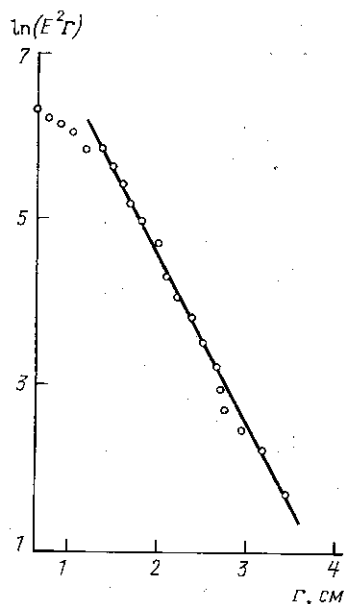


Рис. 4. Зависимость $\ln(E^2 r)$ от r для $W_{inc} = 80$ Вт и $\bar{n} = 1,1 \cdot 10^{12}$ см $^{-3}$

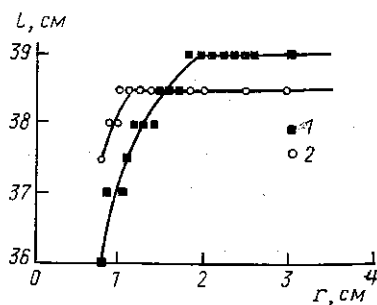


Рис. 5. Зависимость длины разряда L от расположения зонда r относительно оси трубки: 1 — E_z -зонд, $W_{inc} = 130$ Вт; 2 — E_r -зонд, $W_{inc} = 115$ Вт

*) Если характеристика детектора отличается от квадратичной, то следует использовать соотношение $\ln(i_{Dr}^m) = C - 2k_r r$, где m — показатель степенной зависимости тока от напряженности поля.

пространяться наряду с SW [16]. Эти волны являются паразитными и затрудняют измерение распределения поля SW. Воспрепятствовать возбуждению ВВ можно, например, выбором заградительных для данной волны размеров экрана, использованием фильтров и поглотителей и т. п. Если уровни сигналов SW и ВВ на зонде сравнимы, то придется учитывать вклад каждой из них.

Сопоставим особенности различных типов электромагнитных зондов.

1. Петлевой H_z -зонд простой конструкции реагирует не только на магнитную компоненту SW H_z , но, благодаря емкостной связи, также на поля E_z , E_r . Для устранения этого недостатка необходимо использовать специальные электростатические экраны.

2. Емкостный E_z -зонд, как следует из рис. 2, благодаря функциональной зависимости $K_0(k, r)$ обладает большей чувствительностью, т. е. одинаковому приращению концентрации \bar{n} соответствует больший диапазон изменения расстояния Δr . У этого типа зонда сильнее проявляются нелинейные эффекты, связанные с влиянием зонда на разряд при малых расстояниях от трубки.

3. Емкостный E_r -зонд регистрирует наибольший уровень сигнала по сравнению с E_z - и H_z -зондами. Кроме того, E_r -зонд слабее влияет на разряд при малых расстояниях от трубки (рис. 5). Эти факторы позволяют сделать вывод о том, что E_r -зонд является наиболее эффективным при диагностике плазмы сурфатрона по радиальному распределению поля.

Таким образом, в настоящей работе показана возможность эффективного применения предложенного метода измерения концентрации электронов при исследовании разрядов, создаваемых поверхностной волной. Особенностью метода по сравнению с фазометрическим методом является использование быстрого уменьшения амплитуды поля SW в радиальном направлении. Метод применим для расчета \bar{n} для любого сечения разряда в плоскости, перпендикулярной его оси.

Представляется возможным использовать этот метод для диагностики различных типов электрических разрядов, применяя поверхностные волны ВЧ- или СВЧ-диапазона.

Работа проводилась по программе «Университеты России».

ЛИТЕРАТУРА

1. Ferreira C. M.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1983. 16. P. 1673.
2. Ferreira C. M., Moisan M.//Phys. Scripta. 1988. 38. P. 382.
3. Hajlaoui Y., Pomatoïd L., Margot J., Moisan M.//Rev. Sci. Instr. 1991. 62, N 11. P. 2671.
4. Margot J., Moisan M., Ricard A.//Appl. Spectr. 1991. 45, N 2. P. 260.
5. Boisse-Laporte C., Granier A., Leprince P. et al.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1987. 20. P. 197.
6. Бобков С. Е., Булкин П. С., Солнцев Г. С., Цветкова Л. И.//Докл. конф. «Физика низкотемпературной плазмы» (ФНТП-95). Петрозаводск, 1995. Т. 3. С. 309.
7. Cherry R. I., Lister G. G., Robinson T. R.//Contrib. papers XX ICPiG. 1991. 3. P. 794.
8. Tatarova E., Zamfirov D.//J. Phys. D: Appl. Phys. 1995. 28. P. 1354.
9. Shivarova A., Zhelyazkov I.//Electromagnetic Surface Modes/Ed. A. D. Boardman. 1982. Chapt. 12. P. 465.
10. Zhelyazkov I., Benova E., Atanassov V.//J. Appl. Phys. 1986. 59, N 5. P. 1466.
11. Aliev Yu. M., Maximov A. V., Schlüter H., Shivarova A.//Phys. Scripta. 1995. 51. P. 257.
12. Schlüter H.//Inv. papers on Workshop «Microwave Plasma and Applications» Zvenigorod, Russia, 1994. P. 366.

13. Кондратенко А. Н.//Поверхностные и объемные волны в ограниченной плазме. М., 1985.
14. Moisan M., Hubert J., Margot J. et al.//NATO Adv. Sci. Inst. Series. 1993. 302. P. 1.
15. Benova E., Zhelyazkov I.//Phys. Scripta. 1991. 43. P. 68.
16. Boisse-Laporte C.//NATO Adv. Sci. Inst. Series. 1993. 302. P. 25.

Поступила в редакцию
30.06.95

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1996. № 2

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 532.42

РАСЧЕТ ПАРАМЕТРОВ КОНФОКАЛЬНОГО КР-МИКРОСКОПА

С. Ю. Аржанцев, Д. А. Рузметов, А. Ю. Чикишев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Описывается метод расчета параметров оптической схемы конфокального КР-микроскопа. Предложен способ подбора оптимальных параметров для конкретной экспериментальной установки. Проведено сравнение результатов теоретического расчета с имеющимися экспериментальными данными.

Введение

Развитие лазерных источников излучения вызвало огромный интерес к исследованию биологических систем методом спектроскопии комбинационного рассеяния (КР). Для получения информации о процессах, происходящих в живой клетке, используются различные типы микроскопов. Соединение микроскопической техники со спектроскопией КР позволяет определять конформацию молекулы в клетке, изучать взаимодействие молекул с различными клеточными органеллами. Существенными недостатками спектроскопии КР являются малое сечение рассеяния и наличие фона, связанного в основном с флуоресценцией. Использование резонансного возбуждения молекул позволяет увеличить КР-сигнал. При исследовании живых клеток фон от раствора, необходимого для поддержания жизнеспособности клетки, может значительно превышать КР-сигнал. Применение конфокального микроскопа позволяет ограничить объем образца, образующего сигнал.

В конфокальных микроскопах используются точечные осветитель и детектор. Точечность детектора обеспечивается диафрагмой в плоскости изображения. В таких микроскопах осветитель и конденсатор играют равные роли в формировании изображения объекта, что и позволяет улучшать линейное разрешение вдоль оси Z .

В настоящее время существует два подхода к теоретическому описанию формирования трехмерного изображения в конфокальных микроскопах. В основе первого лежит параксиальное приближение скалярной теории дифракции [1], во втором — векторная теория дифракции [2]. В обоих случаях полученные интегралы не имеют решений в аналитическом виде, что значительно затрудняет использование результатов других авторов. К тому же конкретный вид интеграла зависит от оптической схемы микроскопа.