

04; 07; 09

© 1992

НЕЛИНЕЙНАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ
ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ И ВЫРОЖДЕННОЕ ЧЕТЫ-
РЕХВОЛНОВОЕ СМЕШЕНИЕ В НЕЙ МИЛЛИМЕТРОВОГО
ИЗЛУЧЕНИЯН.А. Б о г а т о в, М.С. Г и т л и н,
С.В. Г о л у б е в

В последнее время возник интерес к исследованию процесса четырехволнового смешения (ЧВС) микроволнового излучения в нелинейных средах [1-4]. Это связано с перспективностью использования процесса ЧВС для обращения волнового фронта (ОВФ) СВЧ излучения в реальном масштабе времени, усиления и генерации электромагнитных волн, управления их спектральными и пространственно-временными характеристиками и т.д., что может найти применение в радиолокации, связи, навигации и ряде других приложений. Основной задачей на пути практической реализации ЧВС микроволнового излучения является поиск сред с большой нелинейной восприимчивостью и достаточно высоким быстродействием. В работах [5, 6] нами было предложено использовать в качестве нелинейной среды для ЧВС электромагнитных волн сантиметрового и миллиметрового диапазона неравновесную плазму разряда в СВЧ пучках, нелинейная восприимчивость которой связана с зависимостью от температуры электронов T_e скоростей рождения и гибели заряженных частиц¹, их подвижности, коэффициентов диффузии и т.д. Среди различных типов слабоионизованной плазмы наиболее перспективной нелинейной средой для ЧВС микроволнового излучения является, на наш взгляд, неравновесная плазма несамостоятельного СВЧ разряда (СВЧ НР) [8]. Сторонняя ионизация (ультрафиолетовым излучением, релятивистским электронным пучком и т.д.), используемая для поддержания такого разряда, позволяет сравнительно легко создавать в большом объеме однородную плазму с высокой концентрацией электронов: $n_e \geq 10^{12} \text{ см}^{-3}$ [8, 9]. В СВЧ НР возможна реализация сравнительно устойчивого квазистационарного режима горения разряда. Из-за невысокой температуры электронов в несамостоятельном разряде нелинейность высокочастотной восприимчивости плазмы, связанная с зависимостью от T_e скорости объемных потерь электронов, их подвижности и т.д., может проявляться при небольших абсолютных изменениях T_e и, следовательно, возможно эффективное

¹Возможность использования ионизационного механизма нелинейности равновесной слабоионизованной плазмы для ЧВС излучения в частотном диапазоне от инфракрасного до микроволнового рассматривалась в [7].

ЧВС при низкой интенсивности микроволнового излучения. Пакет, нелинейные среды такого типа могут иметь высокое быстродействие, определяемое, в зависимости от механизма нелинейности, временем релаксации концентрации электронов или функции распределения электронов по энергиям.

В данной работе, на примере несамостоятельного СВЧ разряда в азоте с добавкой кислорода, поддерживаемого сторонним источником ионизирующего ультрафиолетового излучения [8, 9], рассмотрен механизм нелинейности плазмы, связанный с зависимостью скорости рекомбинационных потерь электронов от их температуры, найдена величина нелинейной высокочастотной восприимчивости и оценена эффективность вырожденного ЧВС миллиметрового излучения.

Для определения нелинейной высокочастотной восприимчивости фотоионизированной плазмы было проведено экспериментальное исследование зависимости концентрации электронов n_e от амплитуды электрического поля СВЧ волны E_2 . Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источником СВЧ излучения с длиной волны ≈ 7 мм служил импульсный гиротрон (длительность импульса 40 мкс). Ионизация газа в области фокуса СВЧ пучка осуществлялась ультрафиолетовым излучением открытого искрового разряда (длительность импульса ≈ 200 мкс). Концентрация электронов определялась по поглощению слабого диагностического излучения с длиной волны 3 см, которое распространялось через плазму по двухпроводной линии. На рис. 2 представлена зависимость концентрации электронов от приведенного эффективного поля E_e/N (здесь N – концентрация молекул, $E_e = E_2 / [2(1 + \omega^2 / \nu_m^2)]^{1/2}$ – эффективное электрическое поле, ν_m – эффективная транспортная частота столкновений электронов с молекулами, ω – круговая частота поля), измеренная при парциальном давлении азота 215 Тор и кислорода 3 Тор. Наблюдаемое изменение электронной концентрации с увеличением E_e/N может быть связано только с уменьшением скорости потерь электронов, т.к. ионизация электронным ударом в силу резкой зависимости от амплитуды электрического поля, играет заметную роль только при величине поля, близкой к пробойной ($E_e/N \geq 30$) [8, 9]. Для значений $E_e/N \leq 20$ Td и невысоких концентраций молекулярного кислорода ($\leq 10^{17}$ см $^{-3}$) основным механизмом потерь электронов является диссоциативная рекомбинация электронов и ионов N_4^+ , O_4^+ , $N_2O_2^+$ [8]. На рис. 2 сплошной линией приведены результаты расчета $n_e(E_e/N)n_e^0$, где n_e^0 – концентрация электронов, создаваемая УФ источником в отсутствие микроволнового поля, который выполнен с использованием зависимостей коэффициента скорости диссоциативной рекомбинации от T_e [10] и характеристической энергии kT_e/e от E_e/N [11]. Участок зависимости $n_e(E_e/N)$ при $0.1 \leq E_e/N \leq 5$ Td, где концентрация электронов изменяется с ростом n_e достаточно быстро, можно аппроксимировать степенным законом:

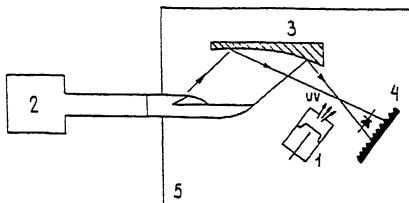


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1 - источник ионизирующего ультрафиолетового излучения, 2 - гиротрон, 3 - параболическое зеркало, 4 - СВЧ-поглотитель, 5 - вакуумная камера

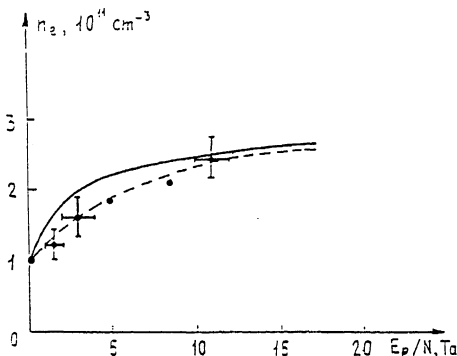


Рис. 2. Зависимость концентрации электронов в фотоионизированной плазме несамостоятельного СВЧ разряда от параметра

$$n_e(E_e/N) = n_e^0 \left[\frac{E_e/N}{(E_e/N)_0} \right]^{\rho}, \quad (1)$$

где $(E_e/N)_0 = 0.1 \text{ Ta}$, $\rho = 0.2-0.25$. В этом интервале $0.1 \leq E_e/N \leq 5 \text{ Ta}$ амплитуда нелинейная поляризации плазмы равна

$$\rho^{NL} = \chi(|E|)E = \chi^{NL}|E|^{\rho}E, \quad (2)$$

здесь χ^{NL} - нелинейная восприимчивость плазмы, равная

$$\chi^{NL} = \frac{n_e^0 (1 + i \frac{\nu_m}{\omega})}{4\pi n_c (1 + \nu_m^2 / \omega^2)} \left[(E_e/N)_0 N \sqrt{2(1 + \omega^2 / \nu_m^2)} \right]^{-\rho}, \quad (3)$$

где $n_c = 4\pi e^2/m\omega^2$ - критическая концентрация плазмы. Оценки, основанные на соотношении (3), показывают, что в условиях наших экспериментов на частоте 40 ГГц нелинейная восприимчивость фотоионизированной плазмы СВЧ НР по порядку величины равна: $|\chi^{NL}| \sim 10^{-4}$ СГС.

Для реализации процесса вырожденного ЧВС на слой фотоионизированной плазмы под углом к сигнальному пучку нужно направить два встречных пучка накачки [12]. Рассеяние каждого из пучков накачки на объемной решетке вариаций показателя преломления плазмы, возникающей вследствие интерференции сигнальной волны с другим пучком накачки, приводит к возникновению волны, фазовосопреженной по отношению к сигнальной. В случае одинаковой поляризации взаимодействующих волн при условии $\omega \gg \nu_m$ в приближении равных и постоянных по интенсивности плоских волн накачки ($I_f = I_b = I = \text{const}$) стационарный коэффициент отражения от слоя плазмы длины L равен [6]:

$$R = tg^2 \beta L, \quad \text{где} \quad \beta = \frac{\omega}{c} \rho \frac{\Gamma\left(\frac{\rho+1}{2}\right) \sqrt{\pi}}{\Gamma\left(\frac{\rho+1}{2}\right)} (4I)^{\rho/2} \chi^{NL},$$

здесь $\Gamma(X)$ - гамма-функция. Из этого соотношения следует, что коэффициент отражения электромагнитного излучения с частотой 40 ГГц при вырожденном ЧВС в слое фотоионизированной плазмы СВЧ НР в азоте с добавкой кислорода длиной 50 см при давлении газа ~ 10 Тор, начальной концентрации электронов $n_e^0 \approx 10^{11}$ см $^{-3}$ и интенсивности пучков накачки $I = 15$ Вт/см 2 может составлять $\approx 10\%$. Быстродействие такой нелинейной среды определяется временем рекомбинации электронов, которое при $n_e \approx 10^{11}$ см $^{-3}$ примерно равно 30 мкс.

Таким образом, в данной работе показано, что фотоионизированная плазма самостоятельного разряда в пучках электромагнитных волн является перспективной средой для реализации ЧВС излучения миллиметрового и сантиметрового диапазонов.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S t e e l D.G., L a m J.E. // Optics Letters. 1979. V. 4. N. 11. P. 363-365.
- [2] G o l m a n M.V. // Phys. Fluids B. 1991. V. 3. N. 8. P. 2161-2169.
- [3] S h i n R., F e t t e r m a n H.R., H o W.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65, N 5. P. 579-582.
- [4] B o g a t o v N.A., G i t l i n A.G. et al. Proc. Int. Workshop on Strong Microwaves in Plasmas. Suzdal, September 18-23, 1990. V. 2. P. 520-524.

- [5] B o g a t o v N.A., G i t l i n M.S., G o l u-
b e v S.V. et al. Proc. Int. Workshop on Strong
Microwaves in Plasmas. Suzdal, September 18-23,
1990. V. 1. P. 413-418.
- [6] B o g a t o v N.A., G i t l i n M.S., G o l u-
b e v S.V. // Preprint N 301. Nizhny Novgorod,
Inst. Appl. Phys. Acad. of Sciences of the USSR,
1991. 25 p.
- [7] F e d e r i c i J.H., V a l e o E.J. // Phys. Rev.
A. 1991. V. 44, N 8. P. 5158-5172.
- [8] Г о л у б е в С.В., Г р и ц и н и н С.И., З о р и н В.Г. и
др. Сб. науч. тр. „Высокочастотный разряд в волновых полях“
Горький: ИПФ АН СССР, 1988. С. 136-197.
- [9] Б о г а т о в Н.А., Г о л у б е в С.В., З о р и н В.Г. //
Письма в ЖТФ., 1984. Т. 10, В. 5. С. 271-274.
- [10] M i t c h e l l J.B.A. // Phys. Reports. 1990. V.
186. N 5. P. 217-248.
- [11] D u t t o n J. // J. Phys. Chem. Ref. Data. 1975.
V. 4. N 3. P. 577-856.
- [12] З е л ь д о в и ч Б.Я., П и л и п е ц к и й Н.Ф., Ш к у-
н о в В.В. Обращение волнового фронта. М.: Наука, 1985.
247 с.

Институт прикладной
физики РАН,
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
3 ноября 1992 г.