

$$\Gamma_m = 4 \left(\frac{\omega_1}{k_1 v_1} \right)^2 \left[\frac{1 - \frac{4\pi\sigma}{\nu}}{1 - \frac{k_1 v_1}{\omega_1}} \right]^{1-4\pi\sigma/\nu},$$

а максимальный КПД равен

$$\eta_m = \frac{v_1^2 - v_0^2(z_m)}{v_0^2} = 1 - \left(1 - \frac{\nu z_m}{v_0} \right)^2.$$

Сказанное выше относится к случаю $(k_0 v_0)/\omega_0 < 1$ при условии, что в точке z_m не происходит опрокидывания волны, т. е. $\xi_0(z_m) + \sqrt{G(z_m)} < 1$, что существенно ограничивает применимость результатов малыми амплитудами входного сигнала. При $(k_0 v_0)\omega_0 > 1$ амплитуда волны растет монотонно до опрокидывания в точке z^* , где $\xi_0(z^*) - \sqrt{G(z^*)} = 1$. В любом случае, если $z^* < v_0/\nu$, результаты применимы лишь для $0 < z < z^*$.

В отличие от [1] из настоящей работы не следует существования неустойчивого предельного цикла в фазовом пространстве стационарных решений системы (1).

Автор благодарит Д. И. Трубецкова и участников руководимого им семинара за обсуждения.

Список литературы

- [1] Басс Ф. Г., Котлов В. В., Притула Г. М. // РИЭ. 1988. Т. 33. № 2. С. 305.
- [2] Рабинович М. И., Трубецков Д. И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984.
- [3] Островский Л. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 27. № 4. С. 454.
- [4] Зайко Ю. Н. // ЖТФ. 1982. Т. 52. № 12. С. 2429.
- [5] Влатнагар П. Нелинейные волны в одномерных дисперсных системах. М.: Мир, 1983. 136 с.
- [6] Скотт Э. Волны в активных и нелинейных средах в приложении к электронике. М.: Сов. радио, 1977. 386 с.
- [7] Тихонов А. Н., Васильева А. Б., Свешников А. Г. Дифференциальные уравнения. М.: Наука, 1980. 232 с.

Поступило в Редакцию
22 декабря 1988 г.
В окончательной редакции
20 февраля 1989 г.

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНОЙ СРЕДЫ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ЛАЗЕРА БЛИЖНЕГО УФ ДИАПАЗОНА

Б. А. Брюнеткин, В. М. Дьякин, И. Ю. Скобелев, А. Я. Фаенов, С. Я. Хазалин

В работах [1, 2] сообщалось о наблюдении генерации на переходе $4f-5g$ иона BeIV ($\lambda = 253$ нм) в рекомбинирующей лазерной плазме твердотельной мишени. Анализ экспериментальных результатов [1, 2] показывает, что коэффициент усиления на переходе $4f-5g$ составлял не менее $5 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, область генерации расположена на расстоянии $x \geq 0.4$ см от мишени, время существования инверсии $\sim 50-60$ нс. Сам факт получения генерации является достаточным доказательством наличия усиления в среде, однако является важным и выяснение условий, при которых имеет место генерация, т. е. определение параметров активной среды. Это необходимо как для сопоставления экспериментальных результатов с модельными расчетами формирования активных сред, так и для поисков (а возможно и целенаправленного создания) необходимых условий при исследовании плазмы, содержащей ионы более высоких зарядностей, т. е. при продвижении в коротковолновый диапазон. В настоящей работе спектроскопическими методами исследуется процесс формирования активной среды, а также определены параметры плазмы непосредственно в зоне генерации.

Для получения плазмы импульс излучения Nd лазера с энергией до 20 Дж и длительностью 3 нс по поперечному сечению фокусировался на поверхность твердой мишени из Ве. Плотность

потока составила $3 \cdot 10^{11}$ Вт/см². В двух спектроскопических каналах в диапазоне длин волн 200—550 нм регистрировались как интегральные по времени спектры плазмы с пространственным разрешением ~ 0.1 мм, так и временные характеристики излучения на различных переходах ионов BeI—IV с пространственным разрешением ~ 1 мм и временным разрешением 3 нс. Было установлено, что плазменный факел обладает достаточно сложной пространственно-временной структурой, т. е. имеются несколько групп ионов, разлетающихся с существенно разными скоростями. На рис. 1 прямые 1—3 относятся к группам ионов с скоростями разлета $4 \cdot 10^7$, $1.3 \cdot 10^7$ и $5 \cdot 10^6$ см/с соответственно. Так как диагностика электронной плотности проводилась по интегральным по времени контурам линий ионов BeII—IV, то были проанализированы вклады излучения групп ионов, разлетающихся с различными скоростями. Было установлено, что основной вклад в интегральную интенсивность линий $4f$ — $5g$ BeIV; $4d$, f — $5f$, g BeIII, $3d$ — $4f$ BeII дают группы ионов 1, 2 и 3 (рис. 1) соответственно. Сравнительная

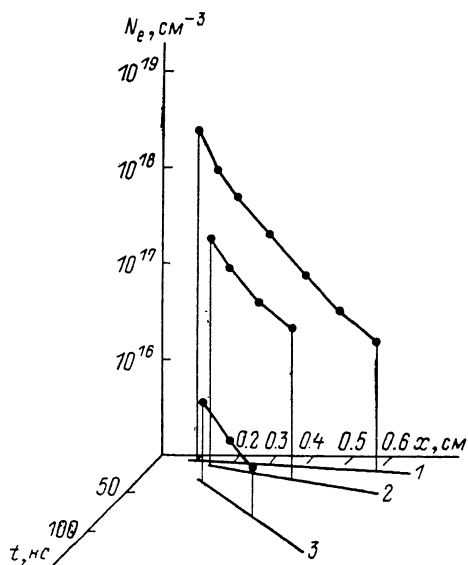


Рис. 1. Пространственно-временная структура плазменного факела.

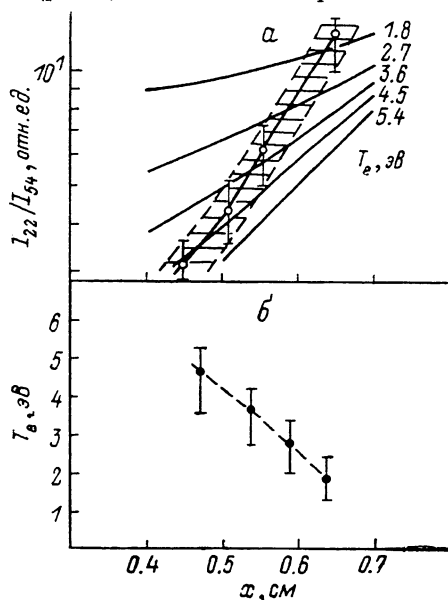


Рис. 2. Метод определения (а) и электронная температура (б) в активной среде рекомбинационного лазера.

оценка механизмов уширения указанных линий показала, что на расстояниях от мишени $0.1 \leq x \leq 0.7$ см преобладает штарковское уширение. Для перехода $4f$ — $5g$ BeIV при определении электронной плотности использовались расчеты формы линии [3], для переходов в BeIII, II — хольцмаровские значения ширины линий. Профили электронной плотности N_e на различных стадиях разлета плазменного факела также приведены на рис. 1.

Из результатов работ [1, 2] и настоящих экспериментов следует, что инверсия на переходе $4f$ — $5g$ BeIV возникает при разлете и рекомбинации ядер Be (1, рис. 1). Именно для этой, наиболее быстрой группы, была оценена электронная температура. Методика определения электронной температуры состояла в следующем. На основании кинетических расчетов [4, 5] при экспериментально определенных значениях электронной плотности были построены зависимости отношения интенсивностей линий $I(2s$ — $2p)$ к $I(5g, f$ — $4f, d)$ иона BeIII при различных значениях электронной температуры (рис. 2, а). Экспериментальные значения отношения I_{22}/I_{54} в каждой точке пространства брались в моменты времени, соответствующие скорости наиболее быстрой компоненты плазмы, т. е. когда интенсивности указанных линий определяются рекомбинационным механизмом заселения их верхних уровней. При этом необходимо было учесть, что, вообще говоря, измеренная интенсивность линий $2s$ — $2p$ иона BeIII может сильно отличаться от истинной в результате эффекта пленения излучения. Проведенные оценки показали, что эффектом самопоглощения можно пренебречь на расстояниях от мишени $x \geq 0.4$ см, как раз в зоне генерации. Полученные таким образом значения электронной температуры T_e (с ошибкой эксперимента) приведены на рис. 2, б. Следует напомнить, что это температура наиболее быстрой компоненты плазмы (1, рис. 1).

Измеренные значения N_e и T_e позволили оценить среднюю величину коэффициента усиления на переходе $4f-5g$ BeIV в зоне генерации ($x \geq 0.4$ см) и сравнить ее с результатами численного моделирования [1, 2]. Полученное совпадение (с точностью до фактора ~ 2) подтверждает вывод, что в экспериментах [1, 2] коэффициент усиления активной среды на переходе $4f-5g$ иона BeIV составлял $5 \cdot 10^{-2} - 10^{-1} \text{ см}^{-1}$.

Список литературы

- [1] Брюнеткин Б. А., Держиев В. И., Дякин В. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 10. С. 613—617.
- [2] Брюнеткин Б. А., Дякин В. М., Майоров С. А. // Спектральные методы исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом. М., 1986. С. 39—57.
- [3] Держиев В. И., Жидков А. Г., Магунов А. И., Яковленко С. И. Препринт ИОФАН. № 56. М., 1986. 37 с.
- [4] Скобелев И. Ю., Хахалин С. Я., Яковленко С. И. // Физика плазмы. 1987. Т. 13. № 7. С. 872—875.
- [5] Скобелев И. Ю., Хахалин С. Я., Яковленко С. И. // Спектральные методы исследования взаимодействия лазерного излучения с веществом. М., 1986. С. 4—31.

Поступило в Редакцию
13 октября 1988 г.

ЛОКАЛИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ ГЕНЕРАЦИИ И ФОРМИРОВАНИЕ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ ПРИ НИЖНЕГИБРИДНОМ НАГРЕВЕ НА ТОКАМАКЕ ФТ-2

В. Н. Будников, Л. А. Есинов, М. А. Ирзак

Результаты экспериментов по нижнегибридному нагреву (НГ) ионов на различных токамаках отличаются большой противоположностью, в ряде экспериментов нагрев основной ионной компоненты отсутствует, а наблюдается лишь генерация высокоэнергичных периферийных ионов [1]. Такая сложная ситуация с нагревом ионов связана с отсутствием ясной физической картины взаимодействия волн НГ диапазона с плазмой токамака.

Поскольку нагрев ионов в этом частотном диапазоне осуществляется через генерацию быстрых надтепловых (так называемых «хвостовых») ионов, которые передают затем энергию основной массе ионов путем столкновений, то большой интерес представляет изучение локализации и механизма генерации быстрых ионов в поле замедленной НГ волны. С этой целью на токамаке ФТ-2 [2] были выполнены представляемые здесь исследования. Для НГ нагрева использовались ВЧ колебания моду (НГ резонанс) при магнитном поле 20 кГс должна происходить при концентрации $n_{i,H} = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (при $z_{eff} = 2$). Именно в окрестности такой точки в соответствии с теоретическими представлениями должно происходить сильное замедление волны и стохастический нагрев ионов, тесно связанный с условием фазового резонанса иона в поле волны $v_{i,\perp} = v_{\phi,\perp}$ или $N_{\perp} = c(2E/m_i)^{-1/2}$, где E — энергия генерируемого иона.

В эксперименте при $P_{ВЧ} = 50$ кВт, токе плазмы $I_p = 20$ кА, магнитном поле $B = 20$ кГс с помощью анализатора атомных частиц производилось наблюдение за нейтральными перезарядки, которые отражают существование и поведение ионов соответствующей энергии. Концентрация плазмы уменьшалась до тех пор, пока не прекращалась генерация быстрых ионов с заданной энергией E . Обычно при достаточно больших концентрациях при включении ВЧ импульса потоки нейтралей перезарядки J , начиная с некоторой граничной энергии E_{min} , возникают скачком. Это свидетельствует о том, что в условиях эксперимента ионы с энергией $E > E_{min}$ непосредственно генерируются волной. С уменьшением концентрации плазмы резкий скачок выражается все меньше и наконец при какой-то концентрации n^* пропадает. При концентрации $n < n^*$ потоки прирастают плавно. Это связано с тем, что в процессе ВЧ импульса происходит рост плотности и соответственно увеличиваются потоки. Это иллюстрируется рис. 1. При уменьшении концентрации еще ниже $n < n_1^*$ генерация ионов прекраща-