

УДК 533.9.082.5

## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНОЙ СПЕКТРАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ МОЩНОСТИ ПЕРЕСТРАИВАЕМОГО ИСТОЧНИКА ЗОНДИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЛИФ-ДИАГНОСТИКИ ДИВЕРТОРНОЙ ПЛАЗМЫ ИТЭР

*А.В. Горбунов, Н.А. Молодцов, Д.А. Шуваев, Д.А. Щеглов (НИИ «Курчатовский институт», Москва, Россия)*

Одной из диагностик для измерения параметров диверторной плазмы ИТЭР принята лазерно-индуцированная флуоресценция (ЛИФ). Перестраиваемый лазерный источник зондирующего излучения является основным элементом ЛИФ, от стабильности работы которого в сложных условиях рабочих режимов ИТЭР зависит надежность измерений. Целью настоящей работы является поиск оптимальных параметров перестраиваемого лазерного источника с помощью моделирования сигналов флуоресценции для различных режимов работы ЛИФ-системы. Показано, что благодаря эффекту насыщения при определённых параметрах источника зондирующего излучения (спектральная ширина линии, площадь сечения луча) уровень сигнала флуоресценции перестаёт зависеть от спектральной плотности мощности зондирующего излучения при энергии зондирующего источника больше или равной 0,1 мДж в импульсе во всём диапазоне параметров плазмы, в котором предполагается использование диагностики ( $10 < T_e < 100$  эВ,  $10^{19} < n_e < 10^{20}$  м<sup>-3</sup>).

**Ключевые слова:** лазер, лазерная индуцированная флуоресценция, ИТЭР.

POWER SPECTRAL DENSITY OPTIMIZATION OF THE TUNABLE RADIATION SOURCE FOR THE ITER DIVERTOR PLASMAS LIF DIAGNOSTIC. A.V. GORBUNOV, N.A. MOLODTSOV, D.A. SHUVAEV, D.A. SHCHEGLOV. Laser induced fluorescence (LIF) is one of the ITER divertor plasmas parameters diagnostics. A tunable laser source of probing radiation is the base component of LIF, which stability of work in complicated conditions of ITER work modes strongly influences the reliability of measurements. The purpose of the given work is to find optimal parameters of the tunable laser source by modeling fluorescence signals for various work modes of LIF system. It was shown that due to the saturation effect under certain parameters of probing radiation (spectral width, cross area of beam) the level of fluorescence signal became independent on laser power spectral density when the pulse energy of probing source is more or equal 0,1 mJ for plasma parameters, in which the diagnostic is supposed to be used ( $10 < T_e < 100$  eV,  $10^{19} < n_e < 10^{20}$  m<sup>-3</sup>).

**Key words:** laser, laser induced fluorescence, ITER.

### ВВЕДЕНИЕ

Создание систем диагностики, позволяющих получать данные требуемой точности в сложных условиях эксплуатации, является одной из задач при построении ИТЭР. В процессе разработки подобных систем необходимо решить ряд проблем, в частности, обеспечить достаточный ресурс работы, поскольку предполагается автономное использование большинства систем в течение продолжительных периодов времени работы ИТЭР [1].

Одна из систем диагностики диверторной плазмы ИТЭР, планируемая к использованию на установке, основана на методе лазерной индуцированной флуоресценции. В качестве генератора зондирующего излучения используется перестраиваемый в широком спектральном диапазоне лазер на красителях, стабильность характеристик которого во многом определяют возможности всей диагностики ЛИФ.

Целями настоящей работы являлись расчёт оптимального значения спектральной плотности мощности зондирующего лазерного излучения и сопоставление полученных данных с характеристиками предполагаемого к установке лазерного источника. Расчёт основывался на моделировании сигнала лазерной флуоресценции в условиях диверторной плазмы ИТЭР при различных значениях спектральной плотности мощности излучения. В качестве параметров диверторной плазмы использовались результаты 2D-моделирования (код B2-Eigene версии solps4.2) [2, 3]. В качестве объекта моделирования был выбран атом гелия, поскольку основной задачей диагностики ЛИФ является определение концентрации атомов гелия в диверторе ИТЭР.

### КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Моделирование сигнала лазерной флуоресценции атома гелия основано на использовании соответствующей столкновительно-излучательной модели. Модель описывает поведение населённости возбуждённых состояний атома гелия в плазме в зависимости от температуры  $T_e$  и плотности  $n_e$  свободных электронов и позволяет учесть влияние лазерного излучения на атом.

В основе модели лежит набор кинетических уравнений, описывающих баланс между стоками и источниками электронов для атомных состояний:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \sum_{j>i} A_{ji} N_j - \sum_{j<i} A_{ij} N_i + \sum_{j>i} n_e N_j \langle \sigma v \rangle_{ji}^{\text{deexc}} - \sum_{j<i} n_e N_i \langle \sigma v \rangle_{ij}^{\text{deexc}} + \\ & + \sum_{j<i} n_e N_j \langle \sigma v \rangle_{ji}^{\text{exc}} - \sum_{j>i} n_e N_i \langle \sigma v \rangle_{ij}^{\text{exc}} - n_e N_i \langle \sigma v \rangle_i^{\text{ion}}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\langle \sigma v \rangle_{ij}^{\text{exc}}$  — скорость возбуждения электронным ударом;  $\langle \sigma v \rangle_{ij}^{\text{deexc}}$  — скорость девозбуждения;  $\langle \sigma v \rangle_i^{\text{ion}}$  — скорость ионизации;  $A_{ij}$  — вероятность радиационного перехода между состояниями  $i$  и  $j$ ;  $N_i$  — населённость состояния  $i$ .

Производная в левой части уравнения подразумевает зависимость от времени населённостей энергетических состояний. Как правило, при спектроскопических расчётах основные параметры плазмы (температура и плотность электронов) предполагаются неизменными и левая часть уравнения равна нулю. В случае ЛИФ необходимо учитывать влияние лазерного излучения.

Вклад лазерного излучения (накачка на переходе  $i \rightarrow k$ ) учитывается добавлением в соответствующие кинетические уравнения (для  $dN_i$  и  $dN_k$ ) слагаемых:

$$\begin{aligned} \frac{dN_i}{dt} = & \dots + B_{ki} \rho_v N_k - B_{ik} \rho_v N_i; \\ \frac{dN_k}{dt} = & \dots - B_{ki} \rho_v N_k + B_{ik} \rho_v N_i, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $B_{ki}$  и  $B_{ik}$  — коэффициенты Эйнштейна для индуцированных переходов;  $\rho_v$  — объёмная плотность энергии лазерного излучения, отнесённая к единичному интервалу частот, для прямоугольного импульса определяемая по формуле

$$\rho_v = \frac{E_l}{c \tau_l \Delta \nu_l S}, \quad (3)$$

в которой  $E_l$  — энергия лазерного импульса;  $c$  — скорость света;  $\tau_l$  — длительность лазерного импульса;  $\Delta \nu_l$  — спектральная ширина линии лазерного излучения;  $S$  — площадь поперечного сечения лазерного луча;  $\rho_v$  связана со спектральной плотностью мощности  $\Phi$  следующим образом:

$$\rho_v = \Phi \frac{\lambda_l^2}{c^2}, \quad (4)$$

а сама  $\Phi$  определяется как

$$\Phi = \frac{E_l}{\tau_l \Delta \lambda_l S}, \quad (5)$$

где  $\lambda_l$  — длина волны лазерного излучения;  $\Delta \lambda_l$  — ширина линии лазерного излучения.

С помощью столкновительно-излучательной модели получают изменение населённостей возбуждённых состояний атома под действием лазерного излучения, что позволяет рассчитать количество фотонов, излучаемых одним атомом в единицу времени:

$$d\zeta = N_i A_{ij} dt. \quad (6)$$

Описанная модель позволяет получать при наличии определённых параметров плазмы ( $T_e$ ,  $n_e$ ) сигнал флуоресценции одного атома в зависимости от спектральной плотности мощности лазерного излучения, поскольку она входит в систему кинетических уравнений в качестве одного из параметров.

### ЭФФЕКТ НАСЫЩЕНИЯ

Эффект насыщения заключается в том, что при превышении определённого значения спектральной плотности мощности лазерного излучения сигнал флуоресценции перестаёт от неё зависеть. Таким образом, можно определить оптимальное значение спектральной плотности мощности, при котором наблюдается максимальный сигнал флуоресценции при данных параметрах плазмы ( $n_e$ ,  $T_e$ ).

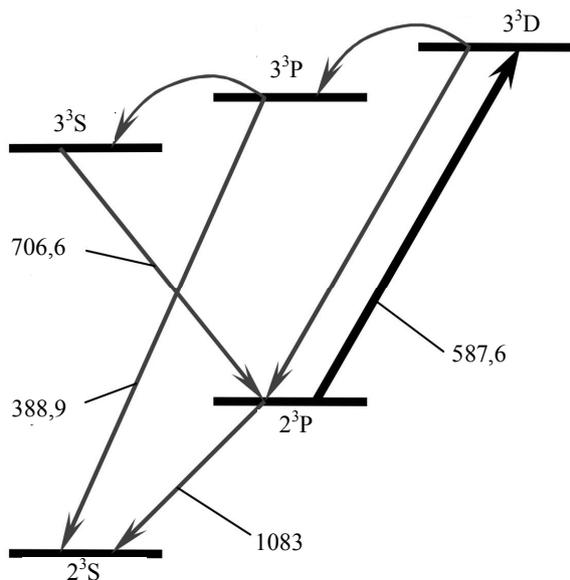


Рис. 1. Спектроскопическая схема He I: накачка на линии 587,6 нм; наблюдение линии 388,9 нм

Для диагностики He I используется спектроскопическая схема (рис. 1): лазерная накачка на переходе  $2^3P \rightarrow 3^3D$  ( $\lambda = 587,6$  нм), регистрируется линия  $3^3P \rightarrow 2^3S$  ( $\lambda = 388,9$  нм). Населённость состояния  $3^3P$  возрастает при лазерной накачке вследствие столкновительного и радиационного переноса возбуждения с уровня  $3^3D$ .

Система кинетических уравнений (1) естественным образом учитывает наличие эффекта насыщения. В терминах кинетических уравнений эффект насыщения определяется разницей в скоростях процессов заселения метастабильного состояния  $2^3S$  и связанного с ним состояния  $2^3P$  и скоростью опустошения высвечиваемого состояния лазером.

На рис. 2 показан временной профиль сигнала флуоресценции на линиях 587,6 нм (а) и 388,9 нм (б) в зависимости от энергии лазерного импульса ( $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 40$  эВ). При изменении энергии от  $10^{-4}$  до  $10^{-2}$  мДж наблюдается значительное увеличение сигнала (интеграл под кривой), дальнейшее увеличение энергии лазерного импульса к значительному увеличению сигнала не приводит. Зависимости сигналов флуоресценции на линиях 587,6 нм (а) и 388,9 нм (б) от энергии лазерного импульса показаны на рис. 3.

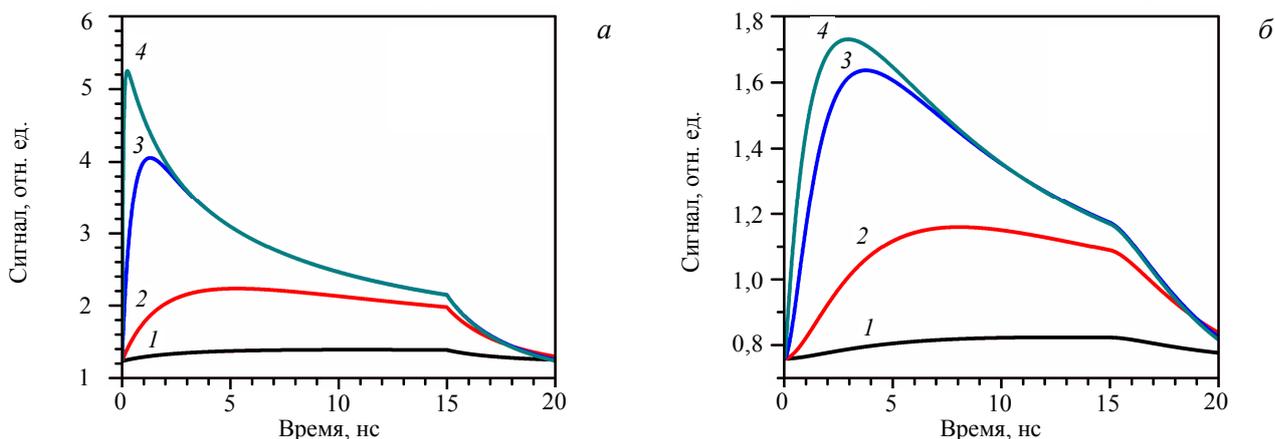


Рис. 2. Временные профили сигнала флуоресценции на линиях 587,6 (а) и 388,9 нм (б) для разных энергий лазерного импульса ( $n_e = 5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 40$  эВ): 1 — 0,0001; 2 — 0,001; 3 — 0,01; 4 — 0,1 мДж

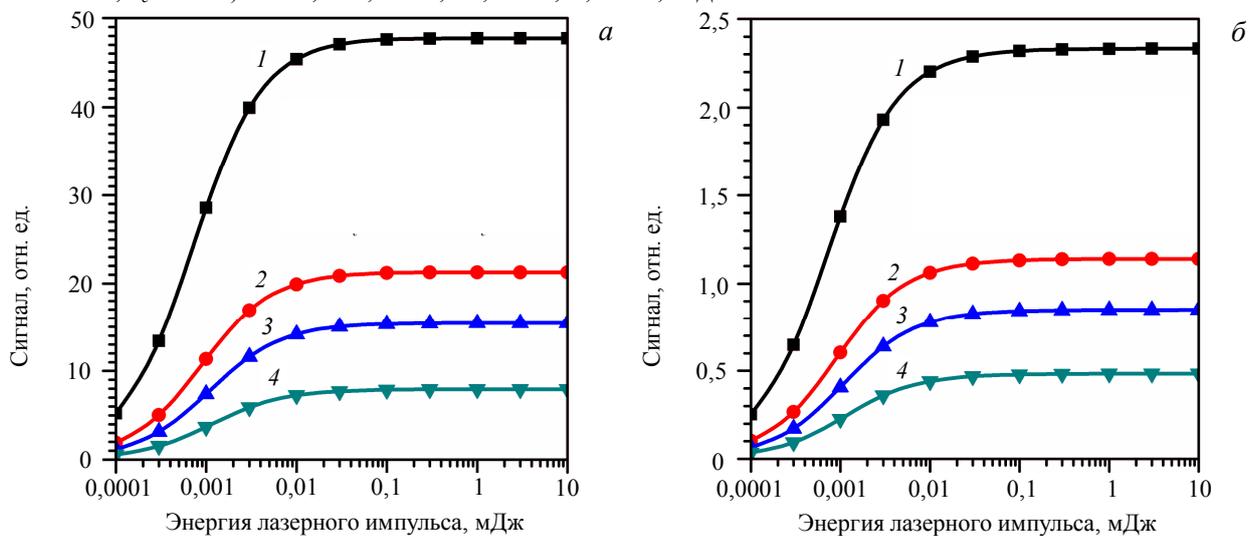


Рис. 3. Зависимость сигнала флуоресценции на линиях 587,6 (а) и 388,9 нм (б) от энергии лазерного импульса: 1 —  $n_e = 1 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 100$  эВ; 2 —  $n_e = 4 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 70$  эВ; 3 —  $n_e = 7 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 40$  эВ; 4 —  $n_e = 1 \cdot 10^{20} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 10$  эВ

Цель работы заключается в определении такой спектральной плотности мощности излучения лазера, т.е. комбинации значений энергии лазерного импульса  $E_l$ , площади поперечного сечения пучка, длительности импульса, длины волны и ширины линии зондирующего излучения, при которой происходит насыщение сигнала флуоресценции.

Длина волны определяется выбором спектроскопической схемы и является заданным параметром. Длительность импульса и площадь поперечного сечения являются характеристиками излучателя и фактически могут быть приняты постоянными. Ширина линии зондирующего излучения ограничена, с одной стороны, необходимостью получения большей плотности мощности лазерного излучения при фиксированной энергии источника, а с другой, необходимостью покрыть всю линию поглощения, обладающую конечной шириной.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

Вычисления проводились в широком диапазоне значений температуры и плотности электронов ( $10 < T_e < 100$  эВ,  $10^{19} < n_e < 10^{20}$  м<sup>-3</sup>). В расчётах параметры лазерного импульса моделировались исходя из характеристик предполагаемого излучателя: длительность лазерного импульса  $\tau_l = 15$  нс, энергия в плазме  $E_l \sim 1\text{--}3$  мДж, площадь поперечного сечения пучка  $S = 0,754$  см<sup>2</sup>, ширина лазерной линии  $\Delta\lambda_l = 40$  пм, определяемые, в свою очередь, требованиями к проведению измерений на ИТЭР [1].

Расчёты показали, что энергии лазерного импульса 0,1 мДж достаточно для достижения насыщения сигнала на линиях 587,6 и 388,9 нм (за насыщение был принят сигнал величиной 99% от максимального) во всём исследуемом диапазоне параметров плазмы. Момент насыщения слабо зависит от параметров плазмы: для линий 587,6 и 388,9 нм при увеличении  $n_e$  от  $10^{19}$  до  $10^{20}$  м<sup>-3</sup> энергия лазерного импульса, при которой происходит насыщение, увеличилась от 0,035 до 0,09 мДж и от 0,045 до 0,100 мДж соответственно. Зависимость насыщения от  $T_e$  для обеих линий наблюдается только в диапазоне 10—30 эВ (рис. 4).

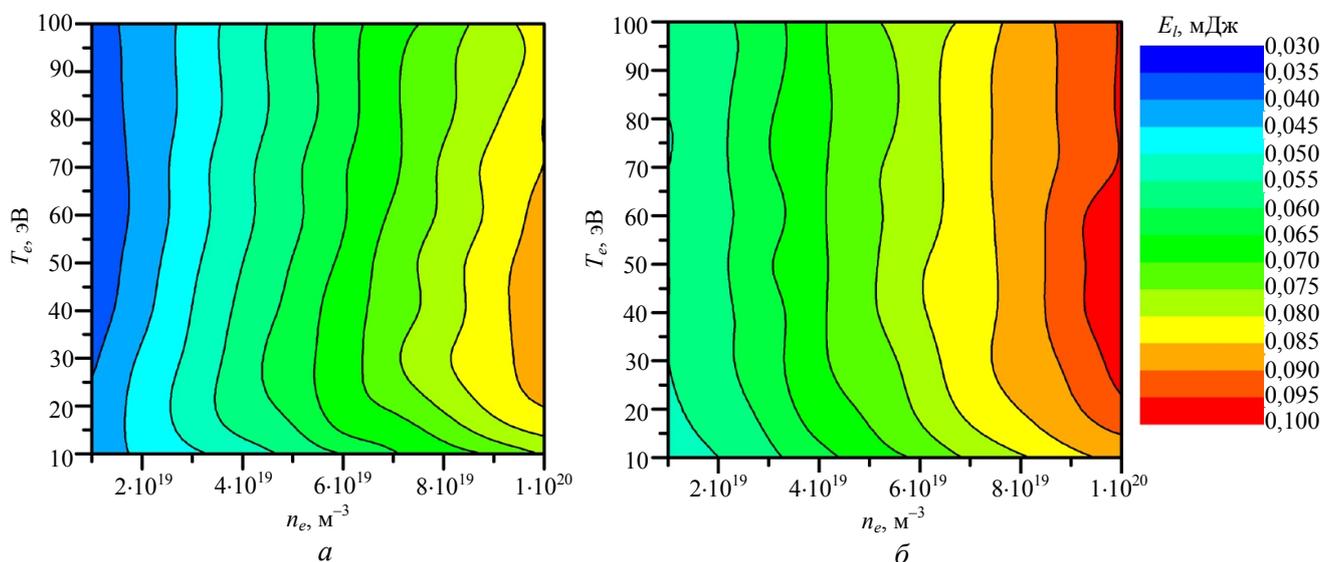


Рис. 4. Насыщение сигнала флуоресценции на линиях 587,6 (а) и 388,9 нм (б) в зависимости от параметров плазмы  $n_e$  и  $T_e$

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе показано, что для достижения насыщения сигнала флуоресценции достаточно энергии лазерного импульса 0,1 мДж в плазме во всём исследуемом диапазоне изменения параметров плазмы с учётом реалистичных характеристик источника зондирующего излучения. При работе в режиме насыщения сигнал флуоресценции слабо зависит от случайных флуктуаций энергии лазерных импульсов.

В настоящее время существуют перестраиваемые лазеры на красителях с энергией в несколько десятков мДж в импульсе, что вполне достаточно для проведения измерений на ИТЭР с учётом потерь энергии лазерного излучения в оптическом тракте от лазерного источника до плазмы дивертора. В модельных экспериментах на установке ПН-3 [4, 5] использовался лазерный источник, максимальная энергия импульса которого достигала 12 мДж. Низкая энергия в импульсе обеспечивает большой ресурс работы без смены красителя, а также возможность производить измерения даже при значительном уменьшении пропускания оптического тракта ввода лазерного луча в область диверторной плазмы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Donne A.J.H. et al.** — Nucl. Fusion, 2007, vol. 47, p. 337.
2. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V. et al.** — In: 34th EPS Conf. on Plasma Phys. Warsaw, 2007, vol. 31F, P-1.061.
3. **Kukushkin A.S., Pacher H.D., Kotov V. et al.** — Nucl. Fusion, 2005, vol. 45, p. 608.
4. **Щеглов Д.А., Ветров С.И., Москаленко И.В., Скворода А.А., Шуваев Д.А.** — Физика плазмы, 2006, т. 32, № 2, с. 139—142.
5. **Moskalenko I.V., Molodtsov N.A., Zhil'tsov V.A., Skovoroda A.A., Shcheglov D.A.** — Plasma Physics Reports, 2004, vol. 30, № 5, p. 469—474.

Статья поступила в редакцию 25 января 2011 г.  
Вопросы атомной науки и техники.  
Сер. Термоядерный синтез, 2011, вып. 1, с. 68—72.