

**МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКОЙ ТОЛЩИНЫ ПЛАЗМЕННОГО КАНАЛА ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДОВ В ВОДЕ ПО КОНТУРУ РЕАБСОРБИРОВАННОЙ ЛИНИИ ВОДОРОДА  $H_{\alpha}$**

© 2010 О. А. Федорович

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

Приведены результаты разработки и применения методики экспериментального определения оптической толщины плазменного канала ( $\tau$ ) импульсного разряда в воде по распределению интенсивности излучения плазмы в крыле реабсорбированной линии водорода серии Бальмера  $H_{\alpha}$  (656,3 нм). Оптическая толщина сплошного спектра плазменного канала определялась по экстраполяции распределения  $\tau$  в далеких крыльях реабсорбированной линии водорода  $H_{\alpha}$ , где значения  $\tau$  уже не меняются, а линия плавно переходит в сплошной спектр. Значения концентрации атомов ( $N_a$ ), вычисленные из измерений оптической толщины по методике определения  $\tau$  по контуру реабсорбированной линии водорода  $H_{\alpha}$  в пределах ошибок вычислений и измерений, совпадают со значениями  $N_a$ , полученными из уравнения состояния плазмы. Даются рекомендации по правильному определению оптической толщины сплошного спектра канала плазмы импульсных разрядов в жидкостях.

*Ключевые слова:* оптическая толщина, реабсорбированная линия, импульсные разряды в воде, сплошной спектр, плазменный канал.

**Введение**

Оптическая толщина  $\tau$  является одним из важнейших параметров плазменного канала, знание которого позволяет при некоторых дополнительных измерениях определять другие недостающие параметры плазмы. Подробная постановка задачи о необходимости измерений  $\tau$  и параметры плазмы, которые можно вычислить из величины  $\tau$ , приведены в работе [1]. Среди других следует отметить определение концентрации атомов из измерений  $\tau$ . Оптическая толщина плазмы  $\tau$  связана с коэффициентом поглощения соотношением

$$\tau_{\nu} = \int_0^d \kappa_{\nu} \cdot dl, \tag{1}$$

где  $\tau(\nu)$  – оптическая толщина;  $\kappa(\nu) = \frac{1}{l(\nu)}$  – коэффициент поглощения плазмы;  $l(\nu)$  – длина свободного пробега кванта. Между коэффициентом поглощения  $\kappa(\nu)$  вне линий и концентрацией атомов, температурой, потенциалом ионизации существует связь [2]

$$l(\nu) = \frac{10^{-24} \cdot \nu^3 \cdot \exp\left(\frac{E - h\nu_0}{kT}\right)}{0,89 \cdot N_a \cdot \left(2 \cdot \frac{\sum_1}{\sum_0}\right) \cdot Z^2 \cdot \xi}, \tag{2}$$

где  $N_a$  и  $\sum_0$  – концентрация атомов (ионов) и их статистическая сумма;  $\sum_1$  и  $Z$  – статистическая сумма и заряд остаточного иона (для атомов  $Z = 1$ );  $T$  – температура, К;  $\nu$  – частота,  $c^{-1}$ ;

$E$  – энергия ионизации из основного состояния атома;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\nu_0$  – несдвинутая частота порога ионизации;  $\xi$  – фактор Биберамана - Нормана (квантово-механическая поправка порядка единицы, зависящая от частоты излучения, температуры плазмы, концентрации зарядов и природы атома). Коэффициент поглощения можно представить в виде  $\kappa = \kappa_{bf} + \kappa_{ff}$ , где  $\kappa_{bf}$  – коэффициент поглощения связанно-свободных переходов,  $\kappa_{ff}$  – свободно-свободных. Они связаны соотношением [3]

$$\frac{\kappa_{bf}}{\kappa_{ff}} = \frac{\exp\left(\frac{h\nu}{kT}\right) - 1}{1}, \tag{3}$$

т. е. при поглощении квантов, когда  $h\nu \gg kT$ , основную роль играют связанно-свободные переходы, а когда  $h\nu \ll kT$ , свободно-свободные. Если предположить, что плазменный столб однороден по сечению, то получим

$$\tau_{\nu} = \int_0^d \kappa_{\nu} \cdot dx = \kappa_{cp} \cdot d, \text{ где } d \text{ – диаметр плазмен-$$

ного столба. Используя приведенные формулы и измерив независимо  $d$  и  $T$ , благодаря линейной зависимости  $\kappa(\nu)$  от  $N_a$  можно определить среднюю концентрацию атомов. Концентрацию атомов из значений величины оптической толщины можно определить по формуле [2, 4]

$$N_{am} = \frac{10^{-24} \cdot \tau \cdot \nu^3 \exp\left(\frac{E - h\nu_0}{kT}\right)}{0,89 \cdot T \cdot Z^2 \cdot d \cdot \xi}, \tag{4}$$

где  $N_{am}$  – концентрация атомов;  $T$  – температура, К;  $\nu$  – частота,  $c^{-1}$ ;  $E$  – энергия ионизации из ос-

нового состояния атома;  $k$  – постоянная Больцмана;  $\xi$ -фактор – квантово-механическая поправка порядка единицы (фактор Бибермана – Нормана), зависящая от частоты излучения, температуры плазмы, концентрации зарядов и природы атома;  $Z$  – заряд остаточного иона ( $Z = 1$  для атомов);  $d$  – диаметр канала;  $\tau$  – оптическая толщина. При низких температурах ( $T < 10^4$  К) из определения  $\tau(\nu)$  можно определить  $N_{am}$ , так как степень ионизации при этом будет невелика (особенно при высоких давлениях) и основной вклад в коэффициент поглощения будут давать связанно-свободные переходы [3]. Аналогичную методику определения концентрации атомов неоднократно применяли [2, 4].

В [1] приведены результаты экспериментальных измерений оптической толщины импульсных разрядов в воде (ИРВ) на стадии релаксации методом просвечивания на длине волны 463 нм. Попытки просветить плазменный канал на длинах волн 640 и 667 нм не удалась из-за большой оптической толщины в крыльях линии водорода  $H_\alpha$  и меньшей длины пробега квантов. Других результатов измерений оптической толщины канала ИРВ в сплошном спектре в литературе не найдено. Но вычисленные концентрации атомов по результатам измерений оптической толщины, полученной методом просвечивания и по уравнению состояния, приведенные в работе [1], отличаются между собой от 3 до 10 раз. Принимая во внимание приведенные выше результаты, приходим к выводу о необходимости найти независимую методику определения оптической толщины и сравнить результаты вычислений, например концентрации атомов, полученных из значений  $\tau$ , с приведенными в работе [1]. Целью настоящей работы являются: 1) апробирование методики определения оптической толщины ИРВ на стадии релаксации по контуру реабсорбированной линии водорода серии Бальмера  $H_\alpha$  (656,3 нм); 2) вычисление по  $\tau$  концентрации атомов; 3) сравнение этих значений концентрации с полученными по уравнению состояния и оптической толщине, приведенными в [1] для тех же условий разряда и в одинаковые моменты времени. По результатам сравнения можно сделать выводы, какая методика определения оптической толщины цилиндрического канала ИРВ является правильной и может быть рекомендована для измерений  $\tau$  в канале импульсного разряда в воде.

### Методика определения оптической толщины по контуру реабсорбированной линии водорода $H_\alpha$

В динамике трансформации спектра излучения ИРВ можно условно выделить несколько

стадий. На начальной стадии разряда спектр излучения сплошной, без линий излучения и поглощения. По мере распада плазмы на 18 мкс начинает проявляться узкая линия  $H_\alpha$  в поглощении. Но выделить контур линии в излучении еще не удается. По мере распада плазмы, при уменьшении ее температуры и концентрации из сплошного спектра удается выделить сильно уширенную в плазменных микрополях реабсорбированную линию водорода серии Бальмера  $H_\alpha$ . На этой стадии можно попытаться определить оптическую толщину в далеких крыльях контура реабсорбированной линии, которая плавно переходит в сплошной спектр. Значение  $\tau$  можно получить исходя из того, что крыло линии  $H_\alpha$  плавно накладывается на континуум, а оптические толщины крыла и континуума при малых значениях  $\tau$  суммируются (при  $\tau < 0,5$ ) [2]. При значениях  $\tau > 0,5$  начинается отклонение от линейного закона зависимости интенсивности от  $\tau$  и для описания влияния оптической толщины на измеренную интенсивность в плотных плазмах вводится функция  $Y$ , зависящая от  $\tau$ . Поэтому необходимо использовать зависимость  $Y = f(\tau_0, p)$ , приведенную в работе [2]. Существует методика, позволяющая рассчитать  $\tau$  в крыльях реабсорбированной линии [2, 5, 6]. Для этого необходимо измерить распределение интенсивности в крыльях реабсорбированной линии  $H_\alpha$ .

Теория для расчета хода  $\tau$  в крыльях реабсорбированных линий ртути и ее экспериментальная проверка приведена в работах [2, 5, 6], где показано хорошее согласие экспериментальных данных с расчетными результатами. Точность определения оптической толщины по этой методике и полученной методом просвечивания при разрядах в парах ртутной дуги высокого давления оценивается в работе [6] и составляет при  $\tau = 1 - 5\%$ , при  $\tau = 3 - 13\%$  и  $\tau = 0,1 - 20\%$ .

Согласно работе [2] в оптически плотной неоднородной плазме наблюдаемая интенсивность излучения  $I_\nu$  связана с температурой  $T$ , частотой  $\nu$ , на которой происходит наблюдение, параметром неоднородности  $M$  и параметром  $Y[\tau_0(\Delta\nu), p]$ , где  $\tau_\nu = \int_0^d \kappa(\nu, x) \cdot dx$ , зависящим от оптической толщины, соотношением (при пренебрежении индуцированными переходами)

$$I_\nu = \frac{2h\nu^3}{c} \cdot (e^{\frac{h\nu}{kT}}) \cdot M \cdot Y(\tau_0(\nu), p). \quad (5)$$

Значение параметра  $p$  вычисляется по формуле

$$p = \frac{6}{\pi} \operatorname{arctg} \frac{M^2}{\sqrt{1+2M^2}}, \quad (6)$$

а параметр неоднородности  $M$  для реабсорбированной линии при уширении Штарка определяется из соотношения [2]

$$M = \sqrt{\frac{E_n + \frac{1}{2}E_0}{E_m + \frac{1}{2}E_0}}, \quad (7)$$

где  $E_0$  – потенциал ионизации атома;  $E_n$  и  $E_m$  – потенциал возбуждения нижнего и верхнего уровня линии соответственно, уширенной из-за Штарк-эффекта. Параметр неоднородности  $M$  для линии  $H_\alpha$  равен  $M = 0,95$ , а  $p = 0,97$ . Условие применимости этих формул для линии  $H_\alpha$  также выполняется [2]:

$$\frac{kT_m}{E_n + \frac{1}{2}E_0} \leq 0,3 \quad \left( \frac{2}{10,2 + \frac{13,56}{2}} \leq 0,12 \right),$$

где  $Y_{\max}(p)$  для линии  $H_\alpha$  известно из графика зависимости  $Y = f(\tau_0, p)$  (для линии  $H_\alpha$  составляет 0,97) [2, 5, 6, 8]; частота  $\nu_0$  – частота в центре самообращенной линии;  $\tau_0$  – оптическая толщина в максимуме излучения реабсорбированной линии.

Для применения этой формулы необходимо выполнение следующих условий [2]: плазменный канал должен обладать цилиндрической симметрией; плазма должна находиться в локальном термодинамическом равновесии (ЛТР); распределение температуры должно являться монотонно спадающим. В нашем случае все три условия выполняются. Плазменный канал имеет цилиндрическую форму [1]. Условие нахождения плазмы в ЛТР, согласно [2], выполняется при  $N_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Выполнение третьего условия показано в работе [7].

В максимуме излучения самообращенной линии интенсивность наблюдаемого излучения записывается в виде [2]

$$I_{\nu R} = \frac{2h\nu^3}{c} \cdot \left( e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \cdot M \cdot Y(\tau_0(\nu), p). \quad (8)$$

Если имеется распределение интенсивности в реабсорбированной линии излучения, то, если взять отношение формулы (5) к формуле (8), выполняется соотношение [2, 5]

$$Y[\tau_0(\Delta\nu), p] = \frac{I_\nu(\Delta\nu) \cdot Y_{\max}(p)}{I_{\nu R}}. \quad (9)$$

Следует заметить, что неточное определение абсолютных значений интенсивностей в контуре линии не очень критично, важно корректно измерить относительные распределения данного параметра, так как в формулу (9) для определения  $Y$  входит отношение интенсивностей.

Интенсивности  $I_{\nu \max}$  и  $I_\nu(\Delta\nu)$  измеряются экспериментально. Следовательно, значение функции  $Y[\tau_0(\Delta\nu), p]$  вычисляется для любой точки, принадлежащей крылу линии за максимумом ее излучения. Следует также отметить, что учитывать индуцированное излучение при получении соотношения (3) нет надобности, так как добавочные множители при делении сокращаются. Из графика зависимости  $Y = f(\tau_0, p)$ , приведенной в [2, 5, 8], определяется значение  $\tau$ .

В работах [9 - 11] приведены две методики получения развернутых во времени спектров излучения ИРВ. В работе [11] приведена методика получения непрерывных разверток спектров излучения при помощи сверхскоростного фоторегистратора СФР-1М и стеклянного спектрографа ИСП-51 с регистрацией момента окончания развертки и калибровкой пленки по интенсивности при помощи эталонного источника ЭВ-45 [12]. За один разряд удавалось снять спектр излучения длительностью 30 мкс. Поэтому для съемки излучения всего процесса свечения канала, длительность которого составляла от 50 до 150 мкс и более, приходилось производить от двух до пяти и более разрядов. Сдвиг во времени процесса съемки проводился при помощи генератора задержки. На одну пленку удавалось снимать до девяти разверток спектров и два калибровочных снимка от эталонного источника ЭВ-45 с девятиступенчатым ослабителем. Съемка разверток спектров проводилась на мелкозернистую аэрофотопленку «Изопанхром» (тип 22 или 24) с светочувствительностью более 1000 ед. ГОСТ. Аэрофотопленка имеет очень высокую разрешающую способность. Более полную информацию о свойствах и характеристиках этих пленок можно найти в работе [13]. Для калибровки пленки в области уширенной линии  $H_\alpha$  проводилась регистрация излучения эталонного источника ЭВ-45 капиллярного разряда во фторопласте, спектр излучения которого не имеет провалов в области линии  $H_\alpha$  [12]. При использовании спектра излучения разряда в капилляре из полиметилметакрилата проводилась дополнительная калибровка пленки с использованием излучения разряда импульсной лампы ИФП-5000, спектр излучения которой не имеет провала в области линии  $H_\alpha$ . Для калибровки фотопленки использовался девятиступенчатый ослабитель, позволяющий построить характеристическую кривую. Зависимость коэффициента пропускания

ступенчатого ослабителя от длины волны измерялась и учитывалась при определении интенсивности излучения. Использовался линейный участок характеристической кривой, дающий наибольшую точность определения интенсивности излучения плазменного канала. Времена экспозиции разрядов и эталонного источника были одинаковыми. Это исключало влияние эффекта невзаимозаменяемости при калибровке фотопленки. Согласно работе [14] при больших уширениях линий, которое имеет место при разрядах в воде, ширина входной щели спектрографа не влияет на контур измеряемой линии. Распределение интенсивности излучения в линии определялось методом гомохромного фотометрирования, т. е. на каждой длине волны строилась своя характеристическая кривая. Точность определения интенсивности по этому методу не хуже 10 % [14]. Для определения интенсивности излучения проводилась непрерывная запись почернений фотопленки на двухкоординатном самописце. После микроамперметра микрофотометра, сигнал с которого усиливался микроамперметром Ф-195 (используется схема модуляции-демодуляции, позволяющая убрать температурные дрейфы усилителей постоянного тока), и логарифматора подключался самописец. Привязка спектра по длинам волн и определение дисперсии спектрографа проводилось с помощью спектра дуги железа, зарегистрированного на пленке ниже каждой фоторазвертки спектра излучения разряда или эталонного источника ЭВ - 45.

В работах [9, 10] приведена методика регистрации спектров с помощью модифицированной камеры ВФУ-1 со спектральными приставками, которая работала как в режиме непрерывной развертки (спектрохронографа), так и в режиме покадровой съемки спектра с пространственным и временным разрешением (киносектрографа). Камера ВФУ-1 дополнялась устройством для калибровки пленки, позволяющим перекрыть диапазон почернений пленки, который соответствовал интенсивности излучения плазмы при температурах  $(6 - 39) \cdot 10^3$  К. Дисперсия в последнем случае была постоянная, так как использовалась дифракционная решетка. Привязка по длинам волн проводилась с помощью спектра дуги железа, который снимался в начале каждой пленки. За одну съемку на ширину 24 мм удавалось снимать 75 нм спектра, а весь видимый диапазон за пять съемок. При покадровой съемке при автоматическом режиме работы камеры ВФУ-1 разрешение во времени могло меняться в пределах 2,5 - 15 мкс.

Рассмотрим динамику трансформации сплошного спектра излучения ИРВ в линейча-

тый спектр по мере релаксации плазмы разряда. На рис. 1 приведены записи почернений фоторазвертки спектра излучения одного из разрядов, сделанные в разные моменты времени. Из них отчетливо видно, как снижается интенсивность сплошного спектра и на его фоне начинают проявляться линии излучения, включая реабсорбированную линию  $H_{\alpha}$ . При этом линия излучения накладывается на сплошной спектр, а оптические толщины крыльев линии и сплошного спектра суммируются. По мере уменьшения концентрации электронов интенсивность сплошного спектра уменьшается быстрее, чем интенсивность линии. Поэтому интенсивность сплошного спектра в определенный момент времени становится очень малой и перестает регистрироваться пленкой данной чувствительности при заданном времени экспонирования.

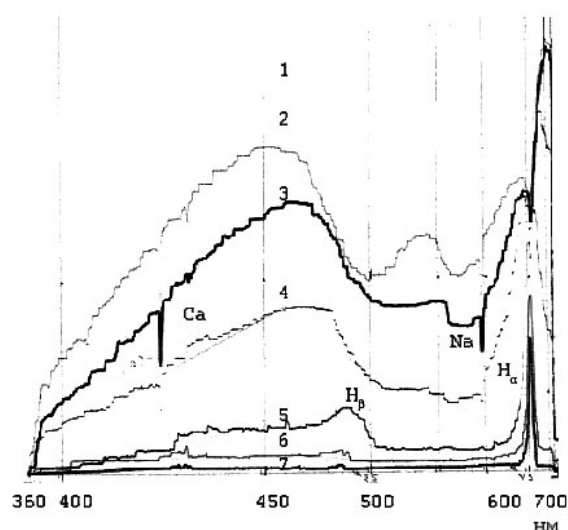


Рис. 1. Запись почернений на пленке с фоторазвертки спектра в различные моменты времени (иницирующий разряд-проводник из вольфрама, диаметр 20 мкм, напряжение заряда конденсаторной батареи  $U = 10$  кВ, длина разрядного промежутка  $l = 40$  мм, индуктивность разрядного контура  $L = 0,43$  мкГн; емкость конденсаторной батареи 15,6 мкФ; 1 -  $t = 25$  мкс; 2 -  $t = 29,5$  мкс, 3 -  $t = 34$  мкс; 4 -  $t = 38,5$  мкс; 5 -  $t = 43$  мкс; 6 -  $t = 47,5$  мкс; 7 -  $t = 50$  мкс).

На рис. 2 приведено распределение интенсивности излучения канала ИРВ в области линии  $H_{\alpha}$  на стадии релаксации в разные моменты времени для одного из режимов разряда, когда удается на фоне сплошного спектра выделить линию  $H_{\alpha}$  в излучении. Концентрация электронов при этом спадает до  $3 \cdot 10^{19}$  см $^{-3}$  [11] и ниже. Реабсорбция в центре линии проявляется за счет поглощения излучения центральной части линии в более холодных областях на периферии канала [7].

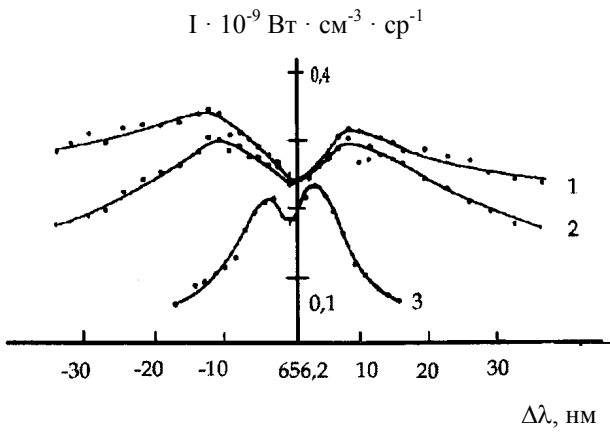


Рис. 2. Распределение интенсивности излучения в крыльях линии  $H_{\alpha}$  (иницирующий разряд проводник из вольфрама, диаметр 20 мкм, напряжение заряда конденсаторной батареи  $U = 30$  кВ, длина разрядного промежутка  $l = 100$  мм, индуктивность разрядного контура  $L = 0,43$  мкГн; емкость конденсаторной батареи 15,6 мкФ; 1 -  $t = 56$  мкс; 2 -  $t = 65$  мкс; 3 -  $t = 72$  мкс;  $I$  - интенсивность излучения).

Результаты расчета  $\tau$  по распределению интенсивности излучения в крыльях линии  $H_{\alpha}$  в различные моменты времени приведены на

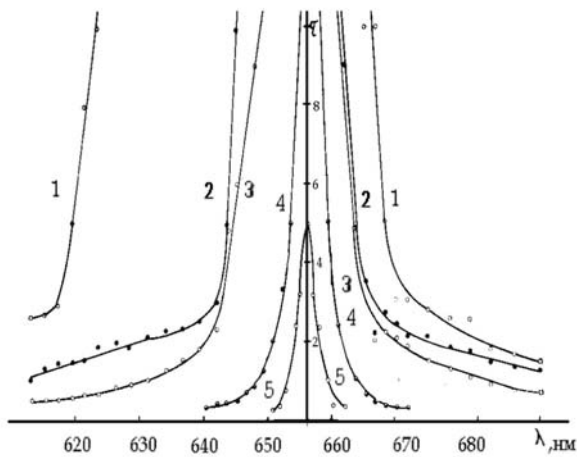


Рис. 3. Зависимость оптической толщины от длины волны в области линии излучения плазмы  $H_{\alpha}$  (вольфрам, диаметр 20 мкм,  $U = 30$  кВ,  $l = 100$  мм; 1 -  $t = 47$  мкс, 2 -  $t = 56$  мкс; 3 -  $t = 61$  мкс; 4 -  $t = 72$  мкс; 5 -  $t = 82,5$  мкс).

Полученные по последней методике значения оптической толщины для того же режима разряда в одинаковые моменты времени меньше значений  $\tau$ , определенных по методу просвечивания плазмы на длине волны 463,0 нм [1] более чем в 5 - 10 раз.

Безусловно, значение оптической толщины зависит от длины волны (частоты), на которой проводится ее измерение. Но в формулу (4) вхо-

дит значение частоты, что компенсирует указанное различие при расчете концентрации атомов. Кроме этого, такая же зависимость учитывается при вычислениях концентрации атомов фактором Бибермана - Нормана, значения которого приведены в работе [2], и для водорода в области серии Бальмера меняется от 0,4 до 1. Причем меньшие значения приходятся на коротковолновую область спектра, т. е. ближе к границе серии

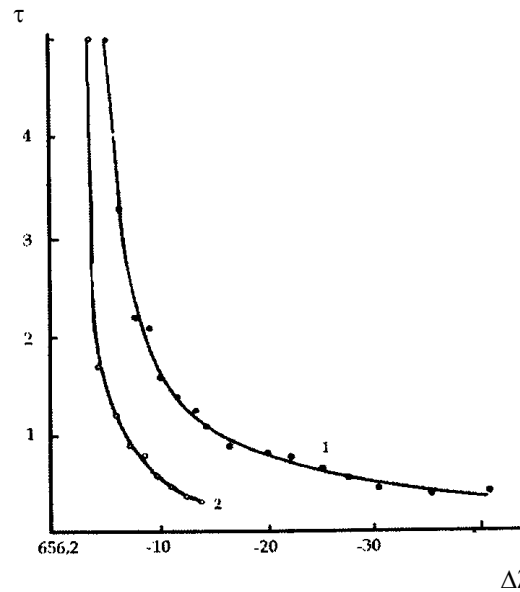


Рис. 4. Зависимость оптической толщины от длины волны в области фиолетового крыла линии излучения плазмы  $H_{\alpha}$  (вольфрам, диаметр 20 мкм,  $U = 10$  кВ,  $l = 40$  мм, 1 -  $t = 40$  мкс; 2 -  $t = 45$  мкс).

Бальмера. В работе [1] измерения по просвечиванию проводились на длине волны 463,0 нм, где значение фактора Бибермана - Нормана составляет 0,6. Измерения оптической толщины в настоящей работе проводились на длине волны 610 нм, где величина этого фактора равна 1. Поэтому в действительности расхождение в значениях  $\tau$  еще больше.

Учитывая, что значения оптической толщины отличаются на порядок, необходимо провести независимую оценку оптической толщины по третьей методике или рассчитать какой-либо параметр плазменного канала по независимой методике, используя для этого значения оптической толщины, полученной по обеим методикам. Таким параметром может быть концентрация атомов в плазме ИРВ на стадии релаксации, которую можно рассчитать как из величины оптической толщины, так и из уравнения состояния.

### Расчет концентрации атомов в плазме на стадии релаксации

Определив зависимости от времени оптической толщины, линейных размеров плазменного канала, температуры плазмы на поздней стадии разряда, удается рассчитать ход во времени концентрации атомов для данного случая. В ранние моменты времени  $T$  определялась по интенсивности сплошного спектра. Когда удается выделить в излучении контур самообращенной линии  $H_\alpha$ , температура определялась по интенсивности в максимуме излучения реабсорбированной линии  $H_\alpha$  [11]. Результаты измерений температуры приведены на рис. 5.

При уменьшении оптической толщины сплошного спектра плазмы, на выбранной при измерениях длине волны, для определения температуры  $T$  необходимы знания и самих значений оптической толщины [2]. При  $\tau < 4$  значения  $T$ , измеренные по интенсивности сплошного спектра, занижены (см. рис 5). Для оценки температуры в моменты времени, когда не удается регистрировать реабсорбированную линию  $H_\alpha$ , проводился ее расчет по адиабате до 90 мкс по формуле  $T V^{\gamma-1} = \text{const}$ . Значения объема плазмы рассчитывались по измеренному радиусу канала по формуле ( $V = \pi r^2 (l + 0,72 r)$ ), где  $l$  – длина разрядного промежутка,  $r$  – радиус канала. Показатель адиабаты для водяной плазмы равен  $\gamma = 1,26$ .

Независимо определить концентрацию атомов можно также из уравнения состояния. Для вычисления концентрации атомов из уравнения состояния кроме температуры необходимо иметь также и ход во времени давления  $P_\kappa$  в плазменном канале. Расчет давления проводился в при-

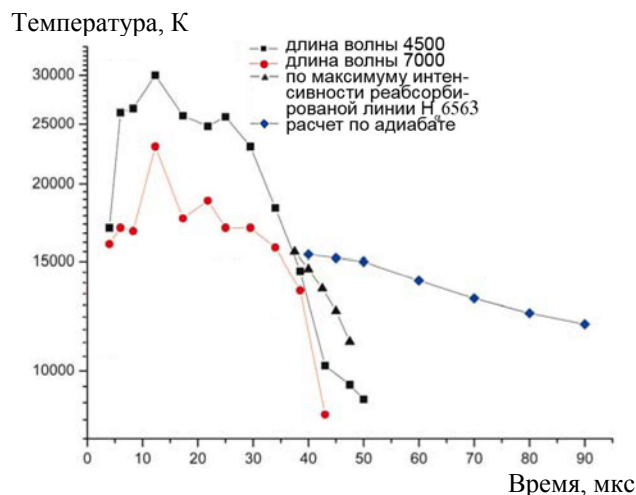


Рис. 5. Ход температуры во времени, измеренной на разных длинах волн. Иницирующий разряд-проводник из вольфрама, диаметр 20 мкм, напряжение на батарее конденсаторов емкостью 14,6 мкФ 10 кВ, индуктивность разрядного контура 0,43 мкГн, длина разрядного промежутка 40 мм).

ближении квазинесжимаемой жидкости по теории, учитывающей сжатие воды между радиусом канала и фронтом ударной волны, а также переменные во времени скорости расширения канала и фронта ударной волны. Использовать формулы для автомодельных расчетов давления в данных случаях нельзя, так как при высоковольтных разрядах в воде скорость расширения канала меняется в несколько раз. Временной ход давления в плазменном канале рассчитывался по формулам [15]. Для цилиндрической симметрии

$$P_\kappa = \frac{\rho_\phi}{2r_\phi} [2c_0 \cdot r \cdot \dot{r} - \dot{r}^2 \cdot r_\phi + 2r_\phi (\ddot{r} \cdot r + \dot{r}^2) \cdot \ln \frac{r_\phi}{r}], \quad (10)$$

где  $\rho_\phi = \rho_0 \frac{r_\phi^2}{r_\phi^2 - r^2}$ ;  $\rho_0$  – плотность невозмущенной жидкости;  $c_0$  – скорость звука в жидкости;  $r$  – радиус канала плазмы;  $\dot{r}$  – скорость расширения канала;  $\ddot{r}$  – ускорение границы канала;  $r_\phi$  – радиус фронта ударной волны.

Для сферической симметрии

$$P_\kappa = \frac{\rho_\phi}{2r_\phi^2} \{2c_0 r^2 \dot{r} + r_\phi \{2r \ddot{r} (r_\phi - r) + \dot{r}^2 [4(r_\phi - r) - r_\phi]\}\}, \quad (11)$$

где  $\rho_\phi = \rho_0 \frac{r_\phi^3}{r_\phi^3 - r^3}$ .

По мнению авторов работы [15], расчеты по этим формулам дают наибольшую точность при получаемых нами скоростях расширения канала.

Согласно [15] погрешность расчетов давления в канале  $P_k$  не должна превышать 20 %. Расчеты  $P_k$  проводились для разрядов с длиной разрядного промежутка  $\ell = 100$  мм только для цилиндрической симметрии, для  $\ell = 40$  мм – цилиндрической и сферической. Начиная с определенного момента времени, расчет  $P$  проводился по сферическому случаю симметрии несмотря на сохранение каналом цилиндрической формы. Это связано с тем, что давление на границе фронта ударной волны, достигшей расстояния, превышающего расстояние межэлектродного промежутка, начинает спадать по закону сферической симметрии [16]. В формулу для расчета давления в канале разряда многократно входит величина радиуса фронта ударной волны, а характер изменения давления на границе фронта меняется с цилиндрического на сферический, что необходимо учитывать при расчетах. Второй причиной использования расчетов давления по модели сферической симметрии являлось превышение суммарных потерь энергии на излучение, на выполнение работы по расширению канала, а также кинетической энергии плазмы над вложенной в канал. Это происходит из-за того, что значения давления, рассчитанные по модели сферической симметрии, значительно меньше, чем по модели цилиндрической. В приводимые формулы кроме радиуса канала входит скорость расширения канала, его ускорение и радиус фронта ударной волны. Все эти величины определялись экспериментально из одного измерения, что исключало влияние на  $r_\phi$  и  $r$  задержки пробоев паров металлов от разряда к разряду. Экспериментально измерялся радиус плазменного канала в зависимости от времени с подсвечиванием от постороннего источника излучения. Из радиуса канала определялась зависимость скорости канала от времени. Ускорение границы канала определялось из графика зависимости скорости расширения плазмы от времени. Следует отметить очень сильное влияние величины ускорения границы канала на расчеты  $P$ , так как абсолютные значения  $\dot{r}$  достигают больших величин, учитывая микросекундные времена развития процессов. А это в свою очередь требует высокой точности при определении  $r$  и  $\dot{r}$ . Радиус фронта ударной волны и его ход во времени также определялся по фоторегитрограмме с подсветом от постороннего источника с параллельным световым потоком.

На рис. 6 приведены результаты расчетов давления в канале разряда ( $P_k$ ) для режима исследуемого разряда. Начиная с момента достижения радиусом фронта ударной волны  $r_\phi$ , величины межэлектродного расстояния плавно переходили с  $P_{\text{цил}}$  к  $P_{\text{сф}}$  (для длины разрядного промежутка  $\ell = 40$  мм). Вначале, при интенсивном

вводе энергии в канал,  $P_k$  достигает максимального значения ( $2,3 \cdot 10^8$  Па). С уменьшением скорости ввода энергии давление в канале начинает уменьшаться вследствие расширения канала и выполнения плазмой работы по расширению водяных стенок. Но энтальпия плазмы еще велика, и давление уменьшается достаточно медленно. Одновременно со спадом давления  $P_k$  уменьшается и температура плазмы, так как, начиная с 15 мкс, происходит практически адиабатическое расширение канала без подкачки энергии от конденсаторной батареи.

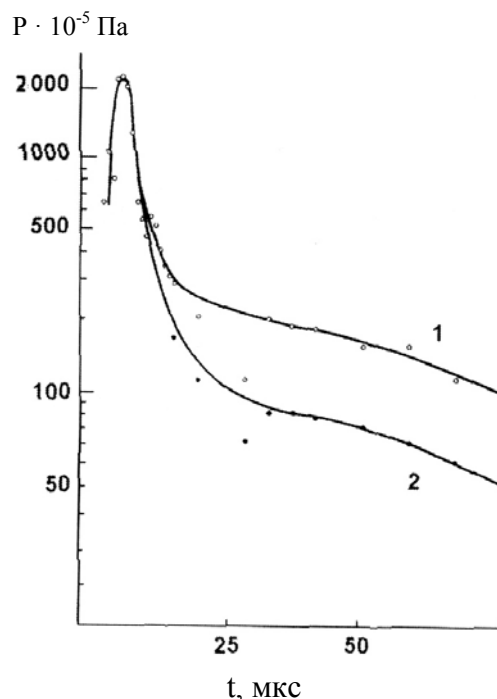


Рис. 6. Расчетная зависимость давления на границе плазменного канала от времени: 1 – цилиндрическая симметрия; 2 – сферическая симметрия (вольфрам, диаметр 20 мкм,  $U = 10$  кВ,  $l = 40$  мм,  $L = 0,43$  мкГн,  $C = 14,6$  мкФ).

Для получения общей концентрации в данной работе использовалось уравнение состояния идеального газа  $P = N^* k T$ . Согласно работе [17] уравнение состояния плазмы вместо уравнения для идеального газа  $P = N^* k T$  (где  $P$  – давление,  $N^* = N_a + 2N_e$  – общее число частиц,  $k$  – постоянная Больцмана,  $T$  – температура) приобретает вид

$$P = (N_a + 2N_e) k T - \frac{2}{3} \ell^3 \sqrt{\frac{2\pi}{kT}} \cdot N_e^{3/2} + N_a \cdot \frac{\lambda}{kT}, \quad (12)$$

где  $\lambda = -\frac{\partial \ln Z_a}{\partial \ln N_e}$   $0 < \lambda < 1$ .

Первый член в правой части соответствует идеальному газу, второй член – дебаевская поправка к давлению, третий член учитывает конечное число возбужденных связанных состояний.

Пример изменения уравнения состояния чисто водородной плазмы, с учетом образования молекул при увеличении концентрации, приведен в работе [18]. При  $T = 2 \cdot 10^4$  К и  $N_e = 10^{18}$  см<sup>-3</sup> уравнение состояния неидеальной плазмы от идеальной отличается меньше, чем на 20 %. Но это отличие более сильное при снижении температуры и может достигать 100 % при  $T_e = 10^4$  К. В первом приближении пренебрежем возможным влиянием эффектов неидеальности, так как погрешность расчетов давления порядка 20 %, а эти эффекты могут влиять на уравнение состояния тоже примерно на такую же величину.

Расчет диссоциации молекул воды на всех стадиях разряда в данной работе не проводился, так как он представляет сложную самостоятельную задачу, связанную с трудностями расчета статистических сумм молекул в неидеальной плазме. В работе [19] приводятся результаты расчетов состава химических компонент термического разложения паров воды до температур 6000 К и давлений  $10^8$  Па. В работе [20] приводятся результаты расчетов диссоциации молекул (паров) воды до температур  $10^4$  К и давлений 0,1 -  $5000 \cdot 10^5$  Па. Как следует из работы [20], при давлениях  $5 \cdot 10^8$  Па и температуре  $10^4$  К пары воды состоят на 75 % из атомарных водорода и кислорода, при  $10^8$  Па и той же температуре их количество возрастает до 92 %. При температурах плазмы в канале ИРВ выше  $2 \cdot 10^4$  К пары воды можно считать полностью диссоциированными, что и использовалось при дальнейшем расчете состава плазмы импульсного разряда в воде. Влияние молекул H<sub>2</sub>O, H<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, OH и других на состав плазмы в данной работе не учитывалось.

Экспериментальные результаты по распределению температуры плазмы, измеренные по радиусу канала по интенсивности в максимуме излучения реабсорбированной линии H<sub>α</sub>, приведены в работе [7]. Согласно этой работе распределение температуры по радиусу канала практически платообразное. Это дает право воспользоваться при расчетах концентрации атомов предположением о практически равномерном их распределении по сечению плазменного канала. Регистрация распределения излучения по поверхности плазменного канала проводилась также в узком спектральном диапазоне при определении пространственно-временных характеристик плазменного канала с помощью камеры СФР в режиме фотохронографа. Одновременно проводилась относительная калибровка пленки, позволяющая измерять распределение интенсивности по поверхности плазменного канала. Линейные размеры плазменного канала определялись по фоторазвертке с подсветом от постороннего источника с параллельным ходом лучей.

При определении N<sub>a</sub> особое внимание необходимо уделить сравнительно небольшому количеству атомов вольфрама, которое неизбежно присутствует в плазме разряда и поступающих в плазму с электродов примесей меди [9]. О сильном влиянии атомов металла ИРВ на прозрачность плазмы свидетельствует факт, что при иницировании разряда проволокой из вольфрама  $d = 75$  мкм при  $U_0 = 7,5$  кВ плазму просветить не удалось. Поэтому попытаемся учесть влияние атомов металла на измерения общей концентрации атомов. Если атомы металла расположены по плазменному каналу неравномерно, о чем свидетельствует неравномерное распределение свечения плазменного канала на фоторазвертке [1], то для оптической толщины можно записать

$$\tau = (\chi_{H,O} \cdot N_{H,O}^1 + \chi_W \cdot N_W) d_1 + \chi_{H,O} \cdot N_0 (d - d_1). \quad (13)$$

При этом предполагается, что в пределах  $d_1$  атомы вольфрама расположены равномерно. Оценки показывают, что при  $d_0 = 20$  мкм, на единицу длины канала приходится  $N_W = 2 \cdot 10^{17}$  атомов вольфрама. При увеличении диаметра канала в  $n$  раз число атомов в единице объема упадет в  $n^2$  раз. Атомы кислорода и водорода имеют соответственно потенциалы ионизации 13,614 и 13,595 эВ. Большая величина коэффициента поглощения атомов вольфрама связана с низким потенциалом их ионизации - 7,98 эВ, так как потенциалы ионизации входят в показатель экспоненты в формулу (4), которая используется для определения концентрации атомов. На развертках спектров излучения при данных условиях разряда кроме линии водорода H<sub>α</sub> другие линии водорода, кислорода и вольфрама не наблюдаются. В некоторых случаях и очень короткое время наблюдается сильно уширенная линия H<sub>β</sub> 486,1 нм (см. рис. 1). Поэтому основной вклад в интенсивность сплошного спектра дает тормозное излучение. На 50 мкс диаметр канала составляет 14 мм. Центральная, более яркая, часть канала составляет 4 мм. В предположении равномерного распределения атомов вольфрама в этом объеме их концентрация будет составлять  $5 \cdot 10^{12}$  атомов/см<sup>3</sup>. Учитывая, что один атом вольфрама поглощает как  $10^3$  атомов водорода или кислорода, то эффективная концентрация атомов вольфрама будет поглощать как  $5 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> атомов водорода или кислорода. Это в  $10^4$  см<sup>-3</sup> меньше, чем концентрации атомов, полученные из уравнения состояния (рис. 7). Следовательно, влиянием атомов вольфрама на поглощательную способность канала ИРВ в сплошном спектре в данных условиях можно



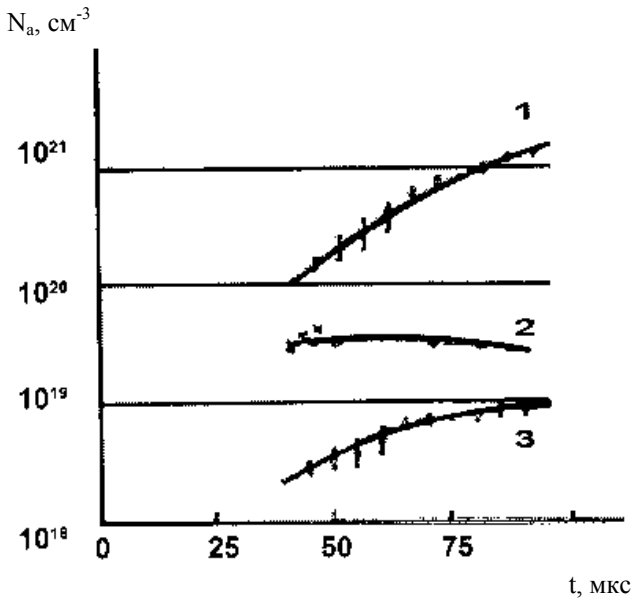


Рис. 7. Зависимость концентрации атомов от времени, рассчитанные по трем разным методикам: 1 – из оптической толщины, определенной методом просвечивания; 2 – расчет по уравнению состояния из расчета давления и температуры; 3 – из 1 для вольфрамовой плазмы; х – значения  $N_a$ , полученные из оптической толщины, определенной по крылу реабсорбированной линии водорода  $H_{\alpha}$  ( $W$ , диаметр ИРП 20 мкм,  $U = 10$  кВ,  $l = 40$  мм,  $L = 0,43$  мкГн,  $C = 14,6$  мкФ).

пренебречь. Результаты расчета зависимости концентрации атомов плазмы от времени для исследуемого режима разряда, сделанные по разным методикам, приведены на рис. 7

При расчете  $N^*$  по формуле уравнения состояния для идеального газа использовались значения температуры, приведенные на рис. 5. Значения концентраций атомов  $N_a$ , рассчитанные по величине оптической толщины, полученной из крыла реабсорбированной линии водорода  $H_{\alpha}$ , начинают с определенного момента повышаться (см. рис. 7). Это на первый взгляд противоречит действительности, так как обычно в эти моменты времени начинает идти ускоренный процесс рекомбинации, по сравнению с предыдущими моментами времени. Но именно из-за процесса рекомбинации и происходит увеличение концентрации атомов, так как давление падает незначительно, а ионы и электроны рекомбинируют при тройных соударениях (по схеме “электрон - электрон - ион”) с образованием атомов. Результаты расчетов концентраций атомов и электронов, полученные по разным методикам в разные моменты времени, а также концентраций электронов приведены в таблице. Концентрация электронов  $N_e$  рассчитывалась по формуле Саха.

| $t$ , мкс | $T_{max}$ | $P$ | $N^*$ из вр. сост.  | $N_e$               | $N_a$ из вр. сост.   | $N_a$ по $\tau H_{\alpha}$ | $N_a$ по $\tau_{просв}$     | $N_a(W)$                    |
|-----------|-----------|-----|---------------------|---------------------|----------------------|----------------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| 37,5      | 15 560    | 98  | $4,6 \cdot 10^{19}$ | $4 \cdot 10^{18}$   | $3,8 \cdot 10^{19}$  | $3,3 \cdot 10^{19}$        |                             |                             |
| 40        | 14 600    | 91  | $4,5 \cdot 10^{19}$ | $2,9 \cdot 10^{18}$ | $3,9 \cdot 10^{19}$  | $4,5 \cdot 10^{19}$        | $2,7 \cdot 10^{20}$         | $5,1 \cdot 10^{18}$         |
| 42,5      | 13 600    | 85  | $4,5 \cdot 10^{19}$ | $1,9 \cdot 10^{18}$ | $4,15 \cdot 10^{19}$ | $6,0 \cdot 10^{19}$        |                             |                             |
| 45        | 12 500    | 82  | $4,7 \cdot 10^{19}$ | $1,3 \cdot 10^{18}$ | $4,4 \cdot 10^{19}$  | $6,9 \cdot 10^{19}$        | $(3,6 - 4,2) \cdot 10^{20}$ | $(5,5 - 6,5) \cdot 10^{18}$ |
| 47,5      | 11 150    | 78  | $4,9 \cdot 10^{19}$ | $4,3 \cdot 10^{17}$ | $4,8 \cdot 10^{19}$  |                            |                             |                             |
| 50        |           |     |                     |                     |                      |                            | $(4,1 - 6,1) \cdot 10^{20}$ | $(5,4 - 8,1) \cdot 10^{18}$ |

Приведены также результаты определения  $N_a$  из гидродинамических расчетов давления и температуры с использованием уравнения состояния. Кривая зависимости  $N_a$  от времени, полученная из уравнения состояния, лежит ниже, чем определенная из  $\tau$ , полученного методом просвечивания (см. рис. 7). Значения концентраций атомов, вычисленные по двум разным методикам определения  $\tau$ , отличаются на порядок, а на более поздних стадиях и больше. Но значения концентраций атомов, полученные по уравнению состояния и из  $\tau$ , полученного из распределения интенсивности в крыле реабсорбированной линии водорода  $H_{\alpha}$ , практически совпадают. В более поздние моменты времени интенсивность линии  $H_{\alpha}$  падает достаточно быстро и она перестает быть реабсорбированной, что не позволило провести сравнение результатов в более поздние моменты времени. Учиты-

вая, что значения концентрации атомов, вычисленных по двум методикам, совпали в пределах ошибок измерений, то корректной методикой измерений оптической толщины плазменного канала ИРВ является методика ее определения по распределению интенсивности в крыльях реабсорбированных линий.

### Заключение

Для определения оптической толщины плазмы цилиндрического канала ИРВ следует пользоваться методикой определения  $\tau$  из распределения интенсивности в далеком крыле реабсорбированной линии  $H_{\alpha}$ . Эта методика применима для определения  $\tau$  на тех стадиях электрических разрядов в воде, где спектр излучения плазмы линейчатый и можно выделить линию  $H_{\alpha}$  в излучении из сплошного спектра.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Федорович О.А. Методика експериментального определения оптической толщины плазменного канала методом просвечивания и возможности ее применения для импульсных разрядов в воде // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2 (24) - С. 86 - 96.
2. Методы исследования плазмы / Под ред. В. Лохте-Хольтгревена. - М.: Мир, 1971. - 552 с.
3. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. - М.: Наука, 1966. - 688 с.
4. Zwicker H. Die Untersuchung sehr dichter magnetisch komprimierter Plasmen // Zeitschrift fur Physik. - 1964. - В. 7. - S. 189-199.
5. Bartels H., Zwicker H. Die Bestimmung der Linienform aus der Linienkontur bei Linien mit Selbstumkehr // Zeitschrift fur Physik. - 1962. - В. 166. - S. 148 - 175.
6. Pingel H., Siekmeier E.-W. Die Bestimmung der Linienform aus der Linienkontur bei Linien mit Selbstumkehr // Zeitschrift fur Physik. - Ibid. - S. 176 - 183.
7. Федорович О.А. Про особливості радіального розподілу температури в каналі імпульсних розрядів у воді на стадії релаксації // УФЖ. - 2008. - Т. 53, № 5. - С. 458 - 463.
8. Преображенский Н.Г. Спектроскопия оптически плотной плазмы. - Новосибирск: Наука. Сибир. отд., 1971. - 180 с.
9. Пасечник Л.Л., Старчик П.Д., Федорович О.А. О составе плазмы и структуре плазменного канала импульсных разрядов в воде // Теория, эксперимент, практика разрядно-импульсной технологии. - К.: Наук. думка, 1987. - С. 3 - 6.
10. Пасечник Л.Л., Старчик П.Д., Федорович О.А. Временная эволюция спектров излучения импульсных разрядов в воде // Там же. - С. 6 - 9.
11. Матвиенко В.В., Попов А.Ю., Федорович О.А. К вопросу об использовании линий излучения водорода серии Бальмера  $H_{\alpha}$  и  $H_{\beta}$  для измерения параметров плазмы импульсного разряда в воде // Там же. - С. 14 - 22.
12. Демидов А.Н., Огурцова Н.Н., Подмошенский И.В. Импульсный источник света с излучением, подобным излучению АЧТ, при температуре 40 000 К // Оптико-механ. промышленность. - 1960. - С. 2 - 7.
13. Гороховский В.Н. Свойства черно-белых фотографических пленок: Сенситометрический справочник. - М.: Наука, 1968. - 380 с.
14. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. - М.: Наука, 1979. - 480 с.
15. Бескаравайный Н.М., Поздеев В.А. Теоретические основы измерения импульсных давлений в жидких средах. - К.: Наук. думка, 1981. - 192 с.
16. Hamman J.L. Stos- und Druckwellen und Umformwirkung und ihre Umformwirkung beim Hidrosparkverfahren // Zeitschrift fur Angew. Phus. - 1971. - В. 31, № 2. - S. 133 - 137.
17. Кудрин Л.П. Статистическая физика плазмы. - М.: Атомиздат, 1974. - 496 с.
18. Зеленер Б.В., Норман Г.Э., Филинов В.С. Теория возмущений и псевдопотенциал в статистической термодинамике. - М.: Наука, 1981. - 186 с.
19. Кессельман П.М., Бланк Ю.И., Могилевский В.И. Термодинамические свойства термически диссоциированного водяного пара при температурах 1600 - 6000 К и давлениях 0,1 - 1000 бар // ТВТ. - 1968. - Т. 16, № 4. - С. 658 - 664.
20. Царенко П.И., Ризун А.Р., Журнов М.В., Иванов В.В. Гидродинамические и теплофизические характеристики мощных подводных искровых разрядов. - К.: Наук. думка, 1984. - 148 с.

**МЕТОДИКА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНОЇ ТОВЩИНИ  
ПЛАЗМОВОГО КАНАЛУ ІМПУЛЬСНИХ РОЗРЯДІВ У ВОДІ  
ПО КОНТУРУ РЕАБСОРБОВАНОЇ ЛІНІЇ ВОДНЮ  $H_{\alpha}$**

**О. А. Федорович**

Наведено результати розробки та застосування методики експериментального визначення оптичної товщини плазмового каналу ( $\tau$ ) з розподілу інтенсивності випромінювання в крилі реабсорбованої лінії водню серії Бальмера  $H_{\alpha}$  (656,3 нм). Оптична товщина суцільного спектра визначалась з екстраполяції її розподілу в далеких крилах реабсорбованої лінії водню  $H_{\alpha}$ , де значення  $\tau$  уже не змінювались, а лінія плавно переходила в суцільний спектр. Значення  $N_a$ , одержані з вимірювань  $\tau$  за методикою визначення по контуру реабсорбованої лінії водню  $H_{\alpha}$  у межах помилок обчислень і вимірювань збігається зі значеннями  $N_a$ , обчисленими з рівняння стану плазми. Даються рекомендації по правильному визначенню оптичної товщини плазми імпульсних розрядів у рідині.

*Ключові слова:* оптична товщина, реабсорбована лінія, імпульсні розряди у воді, суцільний спектр, плазмовий канал.

**TECHNIQUE OF EXPERIMENTAL MEASUREMENTS OF THE OPTICAL THICKNESS  
OF A PULSE DISCHARGE PLASMA CHANNEL IN WATER  
ON A CONTOUR REABSORPTION LINES OF HYDROGEN  $H_{\alpha}$**

**O. A. Fedorovich**

In this work the results of development and application of the technique of experimental definition of optical thickness ( $\tau$ ) of the pulse discharge plasma channel in water which are based on the distribution of radiation intensities on contour reabsorption lines of hydrogen  $H_{\alpha}$  (656.3 nm) are given. Optical thickness of continues spectrum was defined by extrapolation of intensities in far wing of contour reabsorption lines of hydrogen  $H_{\alpha}$ , where  $\tau$  value did not vary any more, and the line smoothly transferred in continuous spectrum. The atomic concentration  $N_a$ , received on a method of definition of  $\tau$  on a contour reabsorption lines of hydrogen  $H_{\alpha}$ , agreed with calculation obtained from the equation of the plasma state. The recommendations on the correct definition of optical thickness of plasma of pulse discharge in liquids are given.

*Keywords:* optical thickness, reabsorption lines, continuous spectrum, pulse discharge in water.

Поступила в редакцию 27.08.08,  
после доработки - 23.04.10.