

## ИЗМЕРЕНИЕ КОНСТАНТ СКОРОСТИ ЭНЕРГООБМЕННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПЛАЗМЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В СМЕСИ Ar/He

Р. А. Курамшин<sup>1,2</sup>, А. П. Торбин<sup>1</sup>, М. И. Свистун<sup>1</sup>,  
М. В. Загидуллин<sup>1</sup>, А. К. Чернышов<sup>1</sup>, П. А. Михеев<sup>1</sup>

*В работе получены значения констант скорости тушения уровней Ar  $2p_6$ ,  $2p_7$ ,  $2p_8$  и  $2p_9$  при столкновении с гелием в плазме Ar/He при температуре газа в плазме разряда в районе 410 К. Плазма Ar/He является активной средой актуального для изучения лазера на метастабильных атомах тяжёлых инертных газов с оптической накачкой. Ранее построенные модели не содержали уровни  $2p_7$  и  $2p_6$ , однако их учёт необходим в схемах с накачкой излучением с двумя длинами волн. Значения констант определены на основе моделирования временных зависимостей концентраций  $2p_6$ ,  $2p_7$ ,  $2p_8$  и  $2p_9$ , полученных в экспериментах, при накачке переходов  $1s_5 \rightarrow 2p_7$  и  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  излучением импульсного перестраиваемого Ti:Sa лазера.*

**Ключевые слова:** лазер на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой, импульсный разряд, метастабильные атомы, аргон.

*Введение.* Создание мощных лазеров до сих пор является актуальной задачей. Магистральным направлением в настоящее время является преобразование излучения диодных лазеров с помощью различных твердотельных, а в последнее время и газовых сред. За последнее десятилетие созданы мощные и эффективные диодные лазерные линейки и матрицы на их основе с мощностью излучения более 10 кВт, но качество

<sup>1</sup> Самарский филиал ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

<sup>2</sup> Самарский национальный исследовательский университет имени академика С. П. Королёва, 443086 Россия, Самара, Московское шоссе, 34; e-mail: torbin.ap@yandex.ru.

их излучения заметно хуже дифракционного. Одной из наиболее перспективных лазерных систем, суммирующих и преобразующих излучение лазерных диодов в мощное излучение высокого качества, на сегодняшний день является лазер на метастабильных атомах инертных газов с оптической накачкой (ЛОНИГ) [1–3]. Метастабильные атомы  $Rg^*$  нарабатываются в плазме тлеющего разряда, после чего осуществляется оптическая накачка из нижнего метастабильного состояния  $1s_5$  (в дальнейшем используются обозначения Пашена) на уровень  $2p_9$  или  $2p_8$ . В результате столкновений возбужденного атома  $Rg^*$  с атомом He заселяется уровень  $2p_{10}$ , создаётся инверсная населенность между уровнями  $2p_{10}$  и  $1s_5$ , и происходит лазерная генерация [4, 5].

Математические модели описания ЛОНИГ, созданные ранее [4, 6, 7], учитывали только уровни  $1s_5, 1s_4, 2p_8, 2p_9, 2p_{10}$ . В ходе данной работы было выявлено, что при интенсивной накачке уровня  $2p_8$  заселяются также и уровни  $2p_7$  и  $2p_6$ , поскольку  $2p_7$  отстоит от  $2p_8$  всего на  $470 \text{ см}^{-1}$ . Заселение этих уровней оказывает влияние на скорости столкновительного энергообмена между уровнями  $2p_8, 2p_9$  и  $2p_{10}$ , что не учитывалось ранее. При этом уровень  $2p_5$ , отстоящий от  $2p_6$  на  $817 \text{ см}^{-1}$ , заселяется пренебрежимо мало.

В процессе накачки спонтанное излучение с уровней  $2p_8$  и  $2p_{10}$  в состояние  $1s_4$  приводит к накоплению этого состояния Rg в смеси за счет относительно малой константы скорости процесса  $Rg(1s_4) + He \rightarrow Rg(1s_5) + He$  ( $\sim 10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  против  $\sim 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  для аналогичных переходов между  $p$ -уровнями). Данный эффект приводит в конечном итоге к обеднению уровня  $1s_5$  и снижению эффективности ЛОНИГ [4]. Можно скомпенсировать этот процесс, используя дополнительное излучение относительно небольшой мощности (порядка 10% от мощности накачки), соответствующее переходам  $1s_4 \rightarrow 2p_8$  или  $1s_4 \rightarrow 2p_7$ , чтобы вернуть частицы с уровня  $1s_4$  обратно в  $p$ -состояния [8, 9]. В этом случае кинетика уровней  $2p_7$  и  $2p_6$  становится важной.

Целью данного исследования является определение констант энергообменных процессов, происходящих в смеси газов Ar/He при оптической накачке, ранее не учитывавшихся при моделировании.

*Модель.* Моделирование произведено в программном пакете COMSOL Multiphysics. В модели для уровней  $1s_5 - 2p_6$  записаны уравнения баланса:

$$\begin{aligned} \frac{d[Ar(2p_i)]}{dt} = \sum_{j \neq i} \left( [Ar(2p_j)](k_{j,i}[He] + A_{j,i}) - [Ar(2p_i)](k_{i,j}[He] + A_{i,j}) \right) - \\ - [Ar(2p_i)](k_{i,1s_5}[He] + A_{i,1s_5} + k_{i,1s_4}[He] + A_{i,1s_4}) + \delta_{i,q}P(t)([Ar(1s_5)] - \frac{g_{1s_5}}{g_{2p_q}}[Ar(2p_q)]), \end{aligned}$$

$$\frac{d[Ar(1s_n)]}{dt} = \sum_{m \neq n} \left( [Ar(1s_m)](k_{m,n}[He] + A_{m,n}) - [Ar(1s_n)](k_{n,m}[He] + A_{n,m}) \right) + \sum_j ([Ar(2p_j)](k_{j,n}[He] + A_{j,n}) - \delta_{n,5}P(t)([Ar(1s_5)] - \frac{g_{1s_5}}{g_{2p_q}}[Ar(2p_q)]) - \delta_{n,4}[Ar(1s_n)]A_{n,0},$$

где  $i, j = 6, 7, 8, 9, 10$ ;  $m, n = 4, 5$ ;  $[Ar(2p_i)]$  – концентрация  $2p_i$  уровня;  $k_{j,i}$  – константа скорости реакции  $2p_j \rightarrow 2p_i$ ;  $[He]$  – концентрация гелия;  $k_{i,1s_5}$  – константа скорости реакции  $2p_i \rightarrow 1s_5$ ;  $A_{i,1s_5}$  – коэффициент Эйнштейна  $2p_i \rightarrow 1s_5$ ;  $k_{i,1s_4}$  – константа скорости реакции  $2p_i \rightarrow 1s_4$ ;  $A_{i,1s_4}$  – коэффициент Эйнштейна  $2p_i \rightarrow 1s_4$ ;  $\delta$  – символ Кронекера;  $P(t)$  – временной профиль лазерного импульса, полученный аппроксимацией экспериментального импульса;  $g_{1s_5}$  – статистический вес уровня  $1s_5$ , равный 5;  $g_{2p_q}$  – статистический вес уровня  $2p_q$ ;  $q$  – уровень на который производится оптическая накачка. Энергии уровней, коэффициенты Эйнштейна и статистические веса взяты из [10]. Константы прямых и обратных реакций связаны принципом детального равновесия:

$$k_{l,u} = k_{u,l} \frac{g_u}{g_l} \exp\left(-\frac{E_u - E_l}{kT}\right),$$

где  $k_{l,u}$  – константа скорости обратной реакции;  $k_{u,l}$  – константа скорости прямой реакции;  $g_l$  – статистический вес нижнего уровня;  $g_u$  – статистический вес верхнего уровня;  $E_u$  – энергия верхнего уровня;  $E_l$  – энергия нижнего уровня. На рис. 1 красными тонкими стрелками показаны столкновительные переходы с верхних уровней на нижележащие, красными штрихованными стрелками – обратные переходы, учтённые в модели. Также показана накачка  $1s_5 \rightarrow 2p_7$  (толстая фиолетовая стрелка) и излучение переходов  $2p_6 \rightarrow 1s_5$ ,  $2p_7 \rightarrow 1s_4$ ,  $2p_8 \rightarrow 1s_5$  и  $2p_9 \rightarrow 1s_5$  (толстые зеленые стрелки), с помощью которых в ходе эксперимента определялась динамика населённости уровней  $2p_9, 2p_8, 2p_7$  и  $2p_6$ .

*Эксперимент.* Схема экспериментальной установки для измерения констант скоростей процессов между возбужденными состояниями атомов аргона  $Ar^*$  и гелия  $He$  представлена на рис. 2. Нарботка  $Ar^*$  проводилась с помощью импульсно-периодического разряда (ИПР) с длительностью импульсов тока на полувысоте 80 нс, частотой 200 кГц в смеси  $Ar/He$  с содержанием аргона 1%. Разряд зажигался между парой титановых электродов с размерами  $40 \times 2$  мм<sup>2</sup>. Межэлектродное расстояние составляло 3 мм. Электроды размещались внутри 3-осевого креста объемом 0.5 л с фланцами KF40. Крест представляет собой три взаимно перпендикулярных канала, которые в экспериментах использовались для ввода лазерного излучения накачки, излучения перестраиваемого диодного лазера и подвода питания разряда. Разрядная камера была оборудована безмасляной откачкой с измерителем давления Р “Сапфир”, химически инертными

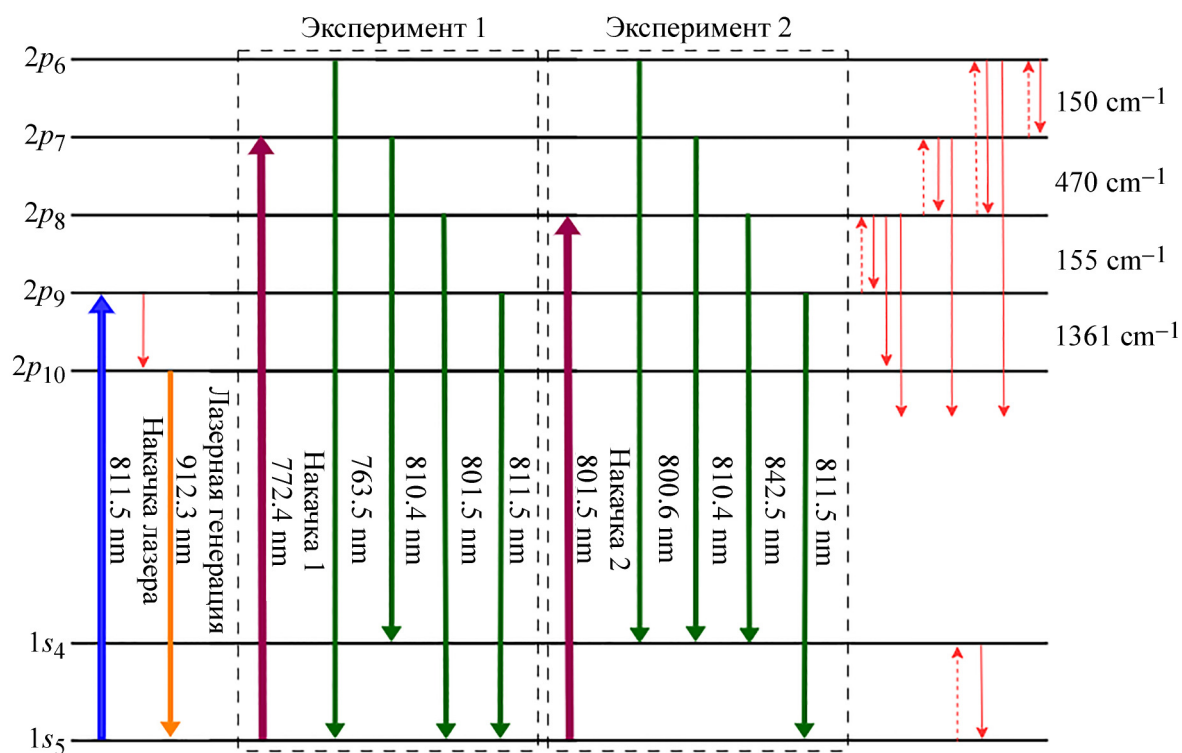


Рис. 1: Энергетические уровни и переходы возбужденного атома Ar, включенные в модель (пояснения в тексте).

трубками и вакуумной арматурой Swagelok. С помощью систем откачки и контроллеров расхода газа Bronkhorst F-201CV был организован приток смеси через разрядную камеру 2 стандартных литра в минуту. Для питания ИПР применялся генератор высоковольтных импульсов, изготовленный в лаборатории. Источник питания обеспечивал плотность тока  $2 \text{ A cm}^{-2}$  при давлении до 400 Торр, что достаточно для наработки атомов  $\text{Ar}(1s_5)$  с концентрацией  $\sim 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [5, 7, 11].

Исследования кинетики  $\text{Ar}^*$  в смеси Ar/He проводились методом лазерно-индуцированной флуоресценции. Излучение накачки для возбуждения уровней  $\text{Ar}(2p)$  обеспечивалось перестраиваемым Ti-Sa лазером, накачиваемым 2-й гармоникой импульсного твердотельного Nd-YAG лазера Solar Laser Systems LQ829. Ti-Sa лазер позволял перестраивать длину волны в диапазоне 690–960 нм, спектральная ширина излучения по полувысоте составляла  $< 1 \text{ nm}$ , длительность импульса по полувысоте  $\sim 12 \text{ ns}$ . Излучение накачки ослаблялось нейтральными фильтрами, обрезалось диафрагмой диаметром 0.8 мм и заводилось в разрядную камеру через окна, наклоненные под углом Брюстера, вдоль длинной стороны электродов посередине между ними. Лазер и

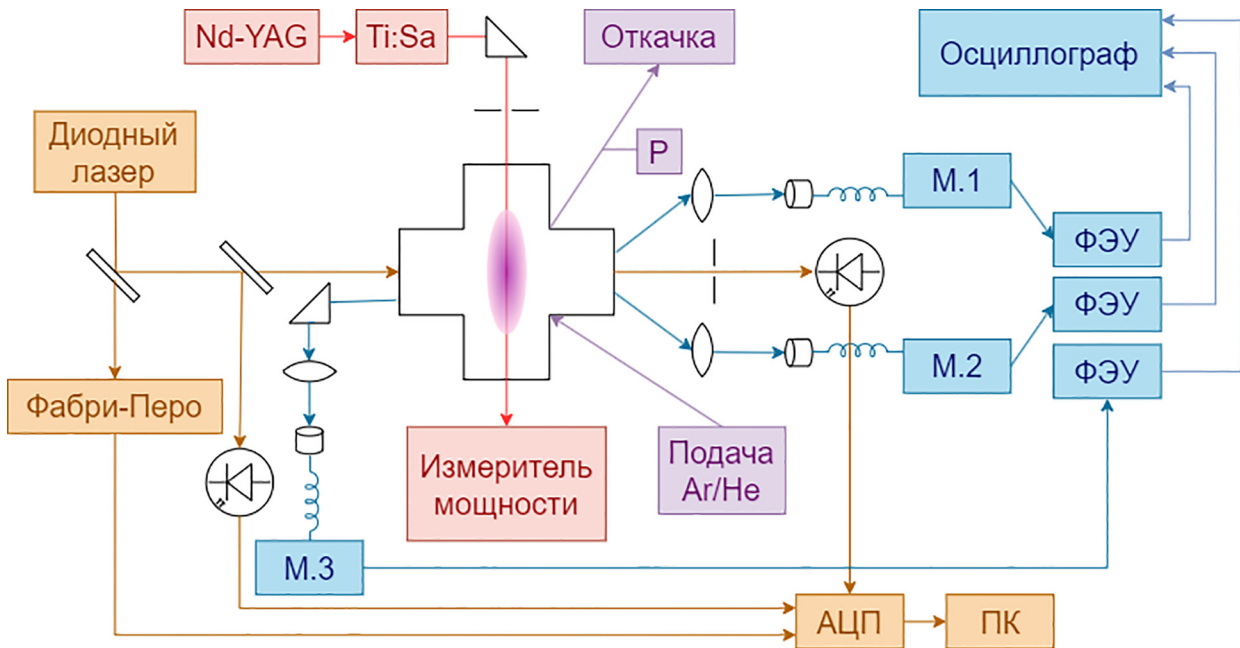


Рис. 2: Схема экспериментальной установки (пояснения в тексте).

источник питания разряда были синхронизированы через генератор задержек Stanford Research Systems DG645, обеспечивающий постоянное время прихода лазерного импульса после импульса разряда с точностью  $\pm 1$  нс. Флуоресценция возбужденных лазером переходов регистрировалась по трем каналам, состоящим из собирающих линз, оптоволоконных жгутов, способных передавать изображения, монохроматоров (на рис. 2 М.1 – МДР-206, М.2 и М.3 – МДР-6У), настроенных на нужные линии излучения, и скоростного фотоэлектронного умножителя (ФЭУ) Hamamatsu H10720-20. В каждом из 3-х каналов с помощью линзы строилось изображение части разряда на входном торце оптоволоконного жгута, по которому оно затем передавалось на вход монохроматора так, чтобы переданное изображение располагалось напротив и параллельно щели. Сигналы от ФЭУ регистрировались с помощью осциллографа LECROY WaveJet Touch 354R с полосой пропускания 500 MHz.

Температура газа  $T$  и концентрация  $[Ar(1s_5)]$  в плазме разряда определялись методом диодно-лазерной абсорбционной спектроскопии в схеме с опорным каналом. Сканирующее излучение лазерного диода на длине волны в районе 912.3 нм, соответствующей переходу  $1s_5 \rightarrow 2p_{10}$ , направлялось в центр между электродами перпендикулярно длинной стороне и затем поступало на фотодиод. Перед входом в камеру часть лазерного пучка направлялась на опорный фотодиод и интерферометр Фабри-Перо. Сигналы от

двух фотодиодов и интерферометра регистрировались АЦП National Instruments SCB-68 и обрабатывались программой, написанной в среде LabView. Наблюдаемые профили поглощения аргона аппроксимировались функцией Фойгта, позволяя определить температуру газа по уширению линии и концентрацию  $[\text{Ar}(1s_5)]$ . Эксперименты с использованием описанного метода показали, что система питания ИПР позволяет обеспечивать температуру газа в плазме разряда 320–470 К в диапазоне давлений 200–500 Торр при сохранении диффузной структуры разряда.

*Результаты и анализ.* Одним из потенциальных преимуществ ЛОНИГ в сравнении с аналогичными лазерными системами является активная среда атмосферного давления. Однако согласно принципу детального равновесия с ростом давления и температуры увеличивается вклад обратных реакций в общую кинетику процессов, протекающих в активной среде лазера. При организации ИПР повышенного давления увеличивается минимальная электрическая мощность, при которой поддерживается стабильный диффузный разряд, что приводит к росту температуры газа. В связи с этим, в первой серии экспериментов была проведена проверка возможности заселения уровней аргона, лежащих выше уровня накачки.

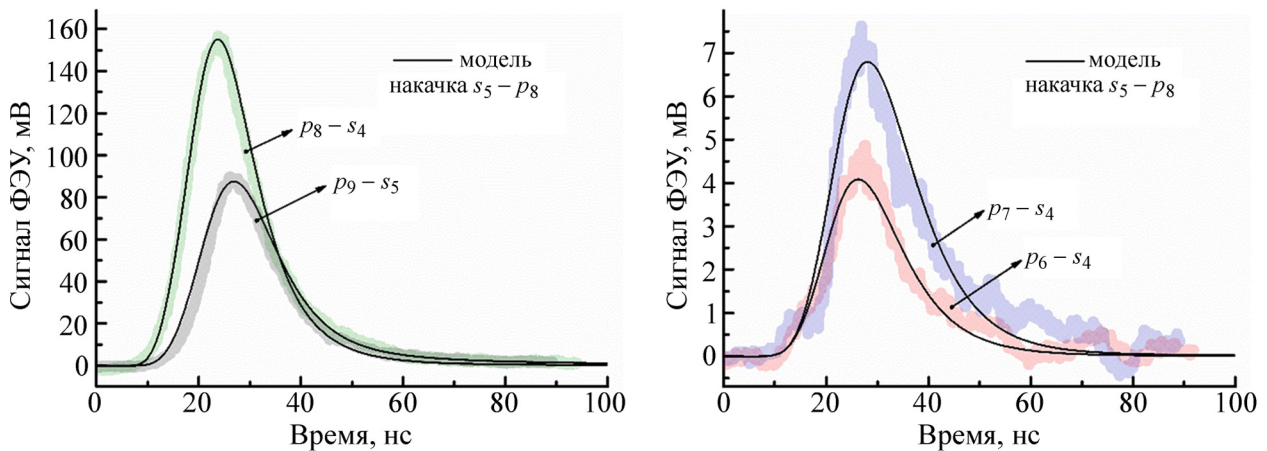


Рис. 3: Сигналы флуоресценции на переходах между уровнями атома аргона, полученные при накачке  $\text{Ar } 1s_5 \rightarrow 2p_8$  на длине волны 801.5 нм, давлении в камере  $P = 300$  Торр и температуре газа в зоне разряда  $T = 400 \pm 10$  К (зашумленные линии – эксперимент, гладкие – модель).

На рис. 3 представлены типичные временные сигналы флуоресценции метастабильного аргона, соответствующие переходам  $2p_9 \rightarrow 1s_5$  (811.5 нм),  $2p_8 \rightarrow 1s_4$  (842.5 нм),  $2p_7 \rightarrow 1s_4$  (810.4 нм) и  $2p_6 \rightarrow 1s_4$  (800.6 нм), полученные при накачке  $1s_5 \rightarrow 2p_8$

(801.5 нм), давлении в камере  $P = 300$  Торр и температуре газа в плазме разряда  $T = 400 \pm 10$  К. Регистрация сигналов с уровней  $2p_7$  и  $2p_9$  проводилась через один канал путем перестройки монохроматора. При этом временная задержка между регистрируемыми сигналами составляла  $< 1$  минуты, условия эксперимента при этом оставались неизменными. Полученные результаты наглядно демонстрируют, что при накачке состояния  $2p_8$  действительно происходит заселение более высоко лежащих уровней аргона вплоть до  $2p_6$ . При этом излучение с перехода  $2p_5 \rightarrow 1s_4$  (751.5 нм) было незначительным. В более ранних работах [4, 6, 7] по моделированию плазмы Ar/He считалось, что вклад уровней  $2p_7$  и  $2p_6$  в общую кинетику пренебрежимо мал. Однако полученные нами результаты указывают на то, что уровни  $2p_7$  и  $2p_6$  должны учитываться и при измерении наиболее важных констант скоростей передачи энергии в активной среде нового лазера. Тонкими гладкими линиями на рис. 3 показаны результаты кинетического моделирования. Для описания сигналов в модели учитывались процессы с участием состояний  $2p_9, 2p_8, 2p_7$  и  $2p_6$ , заселение уровня  $2p_5$  было принято пренебрежимо малым. Константы скорости столкновительных энергообменных процессов использовались в качестве подбираемых параметров. Значения констант скорости, соответствующие результатам моделирования на рис. 3, представлены в табл. 1. Наблюдается хорошее согласие модели со всеми четырьмя сигналами. Согласие сигнала  $2p_6 \rightarrow 1s_5$  с моделью было получено только при учете процесса  $\text{Ar}(2p_6) + \text{He} \rightarrow \text{Ar}(2p_{10}) + \text{He}$  с константой скорости  $9 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ .

На рис. 4 толстыми линиями показаны типичные сигналы с трех каналов, настроенных на переходы  $2p_9 \rightarrow 1s_5$  (811.5 нм)  $2p_8 \rightarrow 1s_5$  (842.5 нм),  $2p_7 \rightarrow 1s_4$  (810.4 нм) и  $2p_6 \rightarrow 1s_5$  (763.5 нм) при накачке  $1s_5 \rightarrow 2p_7$  (772.4 нм), давлении в камере  $P = 350$  Торр и температуре газа в зоне разряда  $T = 420 \pm 10$  К. Согласие экспериментальных сигналов с моделью (гладкие линии на рис. 4) было достигнуто при использовании значений суммарных констант скорости, полученных в предыдущем эксперименте, за исключением процесса  $\text{Ar}(2p_7) + \text{He}$ . Константа скорости тушения  $2p_7$  была снижена в 3.3 раза по сравнению со случаем накачки  $1s_5 \rightarrow 2p_8$  (табл. 1) для описания сигнала перехода  $2p_7 \rightarrow 1s_4$ . Возможное объяснение данного расхождения заключается в том, что линия накачки  $1s_5 \rightarrow 2p_7$  перекрывает соседнюю линию аргона  $1s_3 \rightarrow 2p_2$  при давлении выше 200 Торр [12]. Ранее считалось, что заселение уровня  $1s_3$  в плазме импульсно-периодического разряда пренебрежимо мало. Однако нами в эксперименте наблюдался сигнал от перехода  $2p_2 \rightarrow 1s_2$  при накачке уровня  $2p_7$ . При накачке уровней  $2p_8$  и  $2p_6$  сигнал с уровня  $2p_2$  пропадал. Полученные данные указывают на то, что в дальнейших

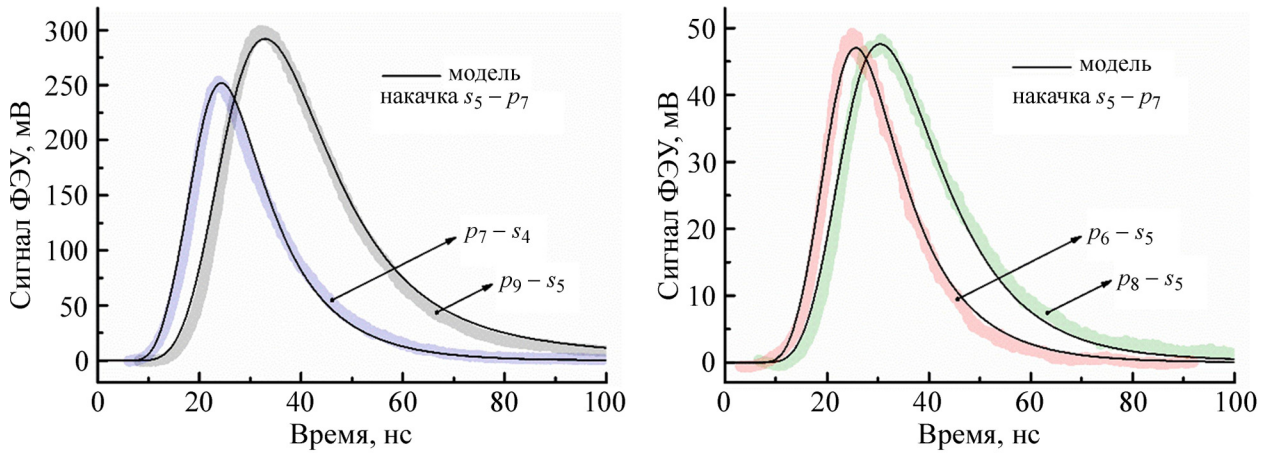


Рис. 4: Сигналы флуоресценции на переходах между уровнями атома аргона, полученные при накачке  $Ar\ 1s_5 \rightarrow 2p_7$  на длине волны 772.4 нм, давлении в камере  $P = 350$  Торр и температуре газа в зоне разряда  $T = 420 \pm 10$  К (зашумленные линии – эксперимент, гладкие – модель).

экспериментах стоит избегать использования накачки  $2p_7$  для исключения потенциальных неопределенностей в определении констант скорости.

Т а б л и ц а 1

Значения суммарных констант скорости, соответствующих результатам моделирования на рис. 3 и 4

Процесс	Накачка $1s_5 \rightarrow 2p_8$	Накачка $1s_5 \rightarrow 2p_7$
$Ar(2p_6) + He \rightarrow Ar(2p_{7,8,9,10}) + He$	$1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	$1 \times 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$Ar(2p_7) + He \rightarrow Ar(2p_{8,9}) + He$	$2 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	$6 \times 10^{-12} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$Ar(2p_8) + He \rightarrow Ar(2p_{9,10}) + He$	$2 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	$2 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$
$Ar(2p_9) + He \rightarrow Ar(2p_{10}) + He$	$3 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$	$3 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$

Контроль температуры газа при измерении таких констант скорости особо важен, поскольку их теоретический расчет [13] показал значительное расхождение с экспериментальными данными. Ранее тушение уровней  $Ar(2p_{6,7,8,9})$  изучалось в основном только в собственном газе Ar [14, 15]. Значения суммарных констант скорости процессов тушения состояний  $Ar(2p_8)$  и  $Ar(2p_9)$  в смеси с гелием измерялись в работе [4] и составили  $4.9 \pm 1.5 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  и  $3.3 \pm 1.0 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ , соответственно. Однако измерение температуры газа в плазме разряда в этой работе проводилось достаточно грубо.



В работе [16] методом двухфотонной лазерно-индуцированной флуоресценции при комнатной температуре были измерены суммарные константы скорости аналогичных процессов с участием  $\text{Ar}(2p_6)$  и  $\text{Ar}(2p_8)$ , составившие  $1.0 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  и  $1.4 \times 10^{-11} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ , соответственно. Оценка погрешности измеренных нами констант требует расширенного набора экспериментальных данных при разных давлениях и температурах газовой смеси.

*Заключение.* В работе создана экспериментальная установка для одновременной регистрации лазерно-индуцированной флуоресценции метастабильных атомов аргона  $\text{Ar}^*$ , генерируемых в ИПР. В среде COMSOL Multiphysics разработана математическая модель, описывающая кинетику тушения и заселения уровней  $\text{Ar}^*$ . В ходе проведенных работ обнаружено, что для корректного определения интересующих констант модель требует включения не только уровней  $2p_{10}$ ,  $2p_9$  и  $2p_8$ , участвующих в лазерном цикле, как было принято ранее, но также  $2p_7$  и  $2p_6$ , активно заселяемых в ходе обратных реакций. Особая важность данного наблюдения заключается в том, что разрабатываемый лазер  $\text{Ar}^*/\text{He}$  с оптической накачкой планируется использовать при рабочем давлении активной среды в районе 1 атм, при котором вклад обратных реакций станет особенно заметным.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] J. Han, M. C. Heaven, Opt. Lett. **37**(11), 2157 (2012). <https://doi.org/10.1364/OL.37.002157>.
- [2] C. R. Sanderson, C. W. Ballmann, J. Han, et al., Optics Express **27**(24), 36011(2019). <https://doi.org/10.1364/OE.27.036011>.
- [3] P. Sun, D. Zuo, P. A. Mikheyev, et al., Optics Express **27**(16), 22289 (2019). <https://doi.org/10.1364/OE.27.022289>.
- [4] J. Han, M. C. Heaven, Opt. Lett. **39**(22), 6541 (2014). <https://doi.org/10.1364/OL.39.006541>.
- [5] P. A. Mikheyev, J. Han, A. Clark, et al., Journal of Physics D: Applied Physics **50**(48), 485203 (2017). <https://doi.org/10.1088/1361-6463/aa91bf>.
- [6] B. Eshel, G. P. Perram, JOSA B **35**(1), 164 (2018). <https://doi.org/10.1364/JOSAB.35.000164>.
- [7] R. Wang, Z. Yang, K. Li, et al., Journal of Applied Physics **131**(2), 023104 (2022). <https://doi.org/10.1063/5.0079512>.

- [8] P. Sun, D. Zuo, X. Wang, et al., *Optics Express* **28**(10), 14580 (2020). <https://doi.org/10.1364/OE.392810>.
- [9] J. Gao, P. Sun, X. Wang, D. Zuo, *Laser Physics Letters* **14**(3), 035001 (2017).
- [10] Atomic Spectra Database [Электронный ресурс] // NIST: [сайт]. [2021]. URL: <https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database> (дата обращения: 14.10.2022).
- [11] Z. Yang, G. Yu, H. Wang, et al., *Optics Express* **23**(11), 13823 (2015). <https://doi.org/10.1364/OE.23.013823>.
- [12] R. J. Leiweke, B. N. Ganguly, *Journal of Applied Physics* **113**(14), 143302 (2013). <https://doi.org/10.1063/1.4800556>.
- [13] A. A. Pershin, A. R. Ghildina, A. M. Mebel, et al., *The Journal of Chemical Physics* **151**(22), 224306 (2019). <https://doi.org/10.1063/1.5133043>.
- [14] T. D. Nguyen, N. Sadeghi, *Physical Review A* **18**(4), 1388 (1978). <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.18.1388>.
- [15] R. S. F. Chang, D.W. Setser, *The Journal of Chemical Physics* **69**(9), 1 (1978). <https://doi.org/10.1063/1.437126>.
- [16] N. Sadeghi, D. W. Setser, A. Francis, et al., *The Journal of Chemical Physics* **115**(7), 3144 (2001). <https://doi.org/10.1063/1.1388037>.

Поступила в редакцию 27 февраля 2023 г.

После доработки 17 апреля 2023 г.

Принята к публикации 18 апреля 2023 г.