

ЛАЗЕРЫ

Лазерная генерация на метастабильных атомах неона с импульсной поперечной оптической накачкой

А.П.Торбин, А.К.Чернышов, Н.И.Уфимцев, М.И.Свистун, П.А.Михеев

Проведено исследование лазера на метастабильных атомах инертного газа с оптической накачкой (ЛОНИГ). Впервые получена лазерная генерация на метастабильных атомах неона (Ne^*) в смеси $Ne-He$ в импульсном режиме с поперечной оптической накачкой. Нарботка Ne^* осуществлялась в плазме наносекундного импульсно-периодического тлеющего разряда с частотой 200 кГц. Импульсная оптическая накачка обеспечивалась лазером на красителе на длинах волн, соответствующих переходам неона $1s_5 \rightarrow 2p_9$ (640.2 нм) и $1s_5 \rightarrow 2p_8$ (633.4 нм). Экспериментально определено влияние различных параметров активной среды на характеристики лазерной генерации. Измерены пороги генерации ЛОНИГ на смеси Ne^*-He по интенсивности оптической накачки переходов $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$.

Ключевые слова: ЛОНИГ, оптическая накачка, наносекундный импульсно-периодический разряд, метастабильные атомы, инертные газы, неон.

1. Введение

Лазер с оптической накачкой на метастабильных атомах инертных газов (ЛОНИГ) [1–6] представляет собой прямой кинетический аналог лазера на парах щелочных металлов с диодной оптической накачкой (Diode Pumped Alkali Laser, DPAL) [7]. Активная среда ЛОНИГ представляет собой атомы тяжелых инертных газов Rg, возбужденных в наносекундном импульсно-периодическом или диэлектрическом барьерном разряде до первого метастабильного уровня $np^5(n+1)s$ ($1s_5$ в системе обозначений Пашена), в смеси с более легким инертным газом, как правило, гелием. Атомы инертных газов в метастабильном состоянии $1s_5$ по своим характеристикам близки к атомам щелочных металлов [8], однако, в отличие от DPAL, активная среда ЛОНИГ является абсолютно химически инертной. При этом прогнозируемая выходная мощность ЛОНИГ с единицы объема активной среды составляет $\sim 10^2$ Вт·см⁻³, что не уступает щелочному аналогу. К тому же длины волн лазерной генерации ЛОНИГ попадают в окно прозрачности атмосферы для любого из Rg^* [1].

На рис.1 показан лазерный цикл ЛОНИГ на схеме энергетических уровней атома неона. ЛОНИГ работает по трехуровневой схеме. Метастабильные атомы Rg^* нарабатываются в плазме тлеющего разряда. Оптическая накачка осуществляется из нижнего метастабильного состояния $1s_5$ на уровень $2p_9$ или $2p_8$. В результате столкновений возбужденного атома Rg^* с атомом He заселяется уровень $2p_{10}$. Инверсная населенность возникает между уровнями $2p_{10}$ и $1s_5$. Усиление и генерация наблюдались

А.П.Торбин, А.К.Чернышов, Н.И.Уфимцев, М.И.Свистун, П.А.Михеев. Самарский филиал Физического института им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 443011 Самара, ул. Ново-Садовая, 221; e-mail: torbin.ap@yandex.ru, paulmikheyev@mail.ru

Поступила в редакцию 1 октября 2024 г., после доработки – 31 октября 2024 г.

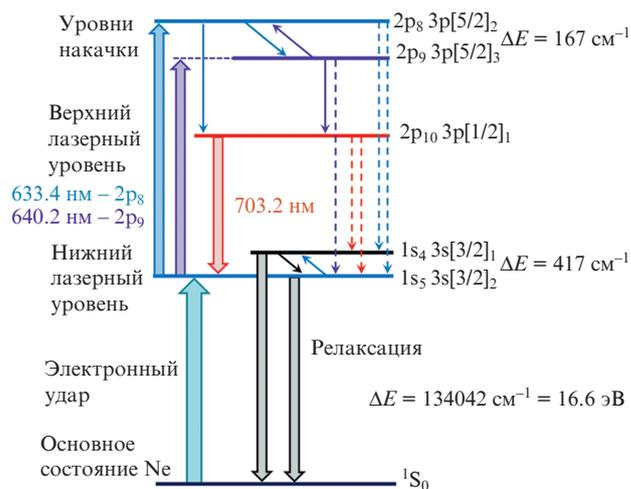


Рис.1. Схема энергетических уровней атома неона и лазерный цикл ЛОНИГ.

при оптической накачке метастабильных атомов тяжелых инертных газов $Rg^* = Ne^*, Ar^*, Kr^*$ и Xe^* [1, 2, 4]. Максимально достигнутые выходные мощности ЛОНИГ на сегодняшний день составляют 12.5 Вт (ЛОНИГ на смеси Ar^*-He) [9], 4.1 Вт (Ar^*-He) [10] и 1.3 Вт (Xe^*-He) [11].

Наиболее перспективной считается система ЛОНИГ на смеси Ar^*-He в связи с наименьшей стоимостью используемых газов и, как следствие, наибольшей изученностью аргон-гелиевой плазмы в сравнении с аналогичными смесями инертных газов. Тем не менее смесь Ne^*-He также представляет определенный практический интерес по ряду причин. Длина волны лазерной генерации неон-гелиевого ЛОНИГ 703.2 нм лежит в видимом диапазоне спектра, также попадая в окно прозрачности атмосферы. При атмосферном давлении концентрации Rg^* на уровне $10^{12}-10^{13}$ см⁻³, необходимом для возникновения лазерной генерации [12], можно нарабатывать в барьерном и импульсно-периодическом разрядах [13, 14]. При этом, как показано в [15], по сравнению с другими

смесью гелия с инертными газами наработка Ne^* в смеси $\text{Ne}-\text{He}$ наиболее эффективна. Кроме того, распыление материала электродов ионами Ne^+ за счет небольшой атомной массы наименее эффективно по сравнению с другими тяжелыми инертными газами, что положительно скажется на чистоте газовой смеси в разряде. Также из эксперимента известно, что в смесях $\text{Ne}-\text{He}$ электрические разряды горят наиболее устойчиво. Исходя из вышесказанного, можно заключить, что ЛОНИГ на метастабильных атомах Ne^* имеет хорошие предпосылки для масштабирования.

Цель настоящей работы – получение лазерной генерации в смеси Ne^*-He на длине волны 703.2 нм в импульсном режиме с поперечной накачкой переходов $1s_5 \rightarrow 2p_9$ (640.2 нм) и $1s_5 \rightarrow 2p_8$ (633.4 нм) при наработке метастабильных атомов неона в плазме наносекундного импульсно-периодического разряда, а также проведение исследований влияния различных параметров, таких как состав смеси, давление активной среды, электрическая мощность разряда и интенсивность оптической накачки, на характеристики генерации ЛОНИГ.

2. Эксперимент

Схема экспериментальной установки для исследования лазерной генерации в смеси $\text{Ne}-\text{He}$ показана на рис.2. Метастабильные атомы неона Ne^* нарабатывались в плазме наносекундного импульсно-периодического тлеющего разряда (НИПР). Разряд зажигался между парой электродов из вольфрама (катод) и титана, покрытого платиной, с геометрическими размерами 15×4 мм. Межэлектродное расстояние составляло 3 мм. Анод располагался снизу. Электроды помещались внутрь камеры, выполненной из нержавеющей стали, объемом около 0.5 л с взаимно перпендикулярными каналами для ввода оптической накачки и вывода лазерной генерации. Разрядная камера была установлена на подъемном столике. Получение концентраций метастабильных атомов $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, необходимых для возникновения лазерной генерации

[12], требует высокой чистоты разрядной камеры и используемых газов, поэтому экспериментальная установка была оборудована безмасляной откачкой, химически инертными трубками и вакуумной арматурой Swagelok. С помощью систем откачки и контроллеров расхода газа Bronkhorst F-201CV был организован проток смеси через разрядную камеру 2.3 стандартных литра в минуту. При таком расходе обеспечивалась диффузная структура тлеющего разряда во всем межэлектродном объеме.

Разряд мог существовать в широком диапазоне давлений – от нескольких Торр до более чем атмосферного давления. Для зажигания разряда применялся генератор высоковольтных импульсов длительностью $\tau \approx 80$ нс с частотой следования $\nu = 200$ кГц. Сигналы напряжения и тока снимались с делителя напряжения и шунта, включенного последовательно с катодом, и регистрировались с помощью цифрового осциллографа LeCroy WaveSurfer 3054R 500 MHz. В качестве примера на рис.3,а, б представлены типичные сигналы напряжения $u(t)$ и тока $i(t)$ разряда. Сигнал мгновенной мощности $p(t)$ (рис.3,в) определялся путем перемножения сигналов $u(t)$ и $i(t)$. Площадь под кривой $p(t)$ соответствовала значению электрической энергии, вкладываемой в разряд за один импульс. Значение средней электрической мощности разряда определялось по формуле

$$W = \nu \int_0^{t_1} u(t)i(t) dt \text{ [Вт]},$$

где t_1 – полная длительность импульса $p(t)$ по основанию. Максимальные амплитудные значения импульсов тока и напряжения в экспериментах составили 2.1 А и 850 В соответственно.

Вывод лазерного излучения осуществлялся через кварцевые окна диаметром 38.1 мм и толщиной 3 мм, наклоненные под углом Брюстера. Зеркала плоскопараллельного резонатора располагались снаружи разрядной камеры на расстоянии 10 см от центра кварцевых окон каждое. Заявленный производителем коэффициент пропускания выходного зеркала на длине волны 703.2 нм со-

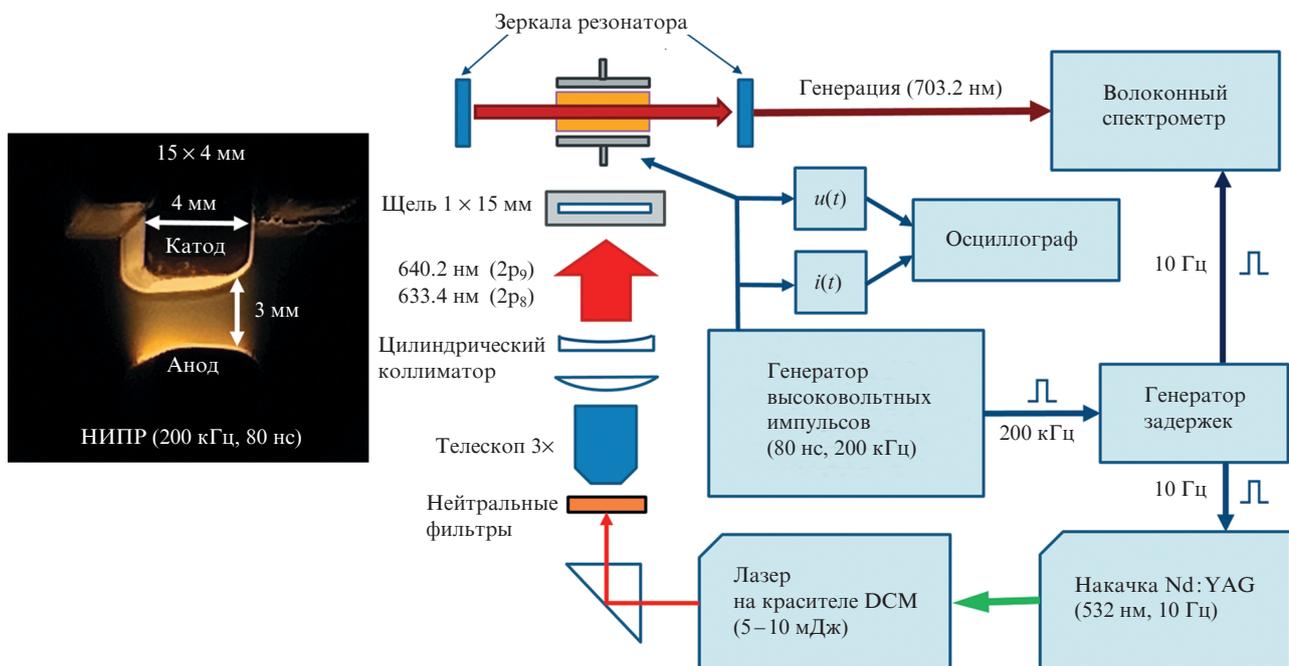


Рис.2. Схема экспериментальной установки.

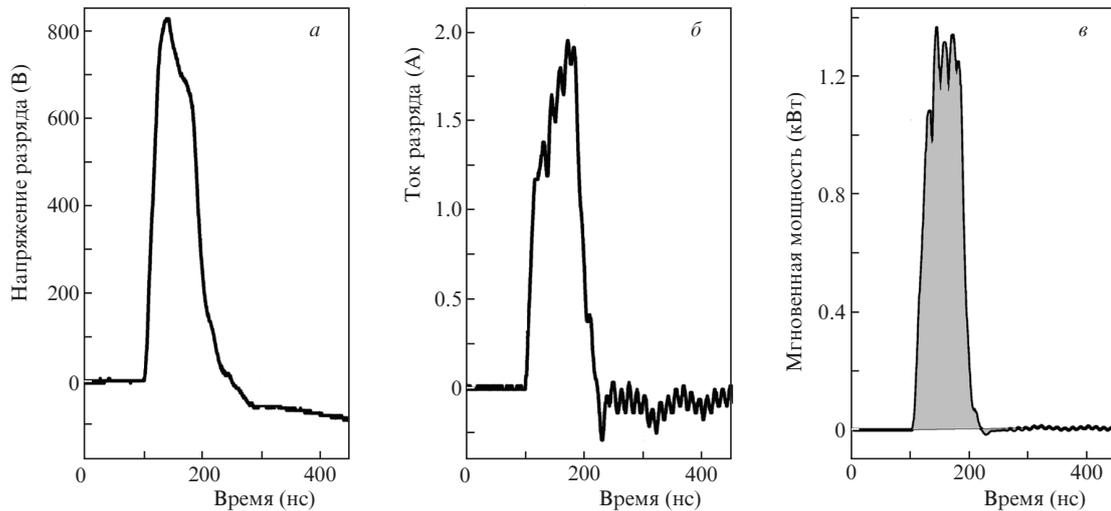


Рис. 3. Типичные сигналы импульсов напряжения $u(t)$ (а) и тока $i(t)$ (б) разряда, а также сигнал мгновенной электрической мощности $p(t)$, вкладываемой в разряд (в).

ставлял $\sim 5\%$. Общая длина резонатора равна 50 см. Величина внутррезонаторных потерь не превышала 8% .

Поперечная оптическая накачка на длинах волн, соответствующих переходам $Ne\ 1s_5 \rightarrow 2p_9$ (640.2 нм) и $1s_5 \rightarrow 2p_8$ (633.4 нм), обеспечивалась лазером на красителе Sirah PrecisionScan, накачиваемым второй гармоникой твердотельного Nd:YAG-лазера Quanta-Ray. В качестве красителя применялся DCM. Согласно паспорту ширина излучения лазера на красителе не превышала 0.05 см^{-1} на длине волны 625 нм. С помощью коллиматора, состоящего из телескопа $3\times$ и пары цилиндрических линз, излучение лазера формировалось в узкий овальный пучок шириной около 3 мм, фокусирующийся на бесконечности. На расстоянии примерно 5 см от входного окна камеры пучок накачки обрезался с помощью щели с размерами 1×15 мм. Размер пятна накачки непосредственно в зоне разряда совпадал с размерами щели, ровно заполняя межэлектродное пространство вдоль длинной стороны электродов. Распределение интенсивности в пятне накачки по вертикали (вдоль стороны 1 мм) падало на 4% на краях относительно максимума. Вдоль длинной стороны пятна (сторона 15 мм), параллельной оптической оси резонатора, распределение интенсивности накачки было близким к постоянному, отличаясь не более чем на $\pm 10\%$ относительно среднего значения. Для ослабления излучения накачки до значений, требуемых в экспериментах по определению порога генерации, использовались нейтральные светофильтры Thorlabs. Регистрация генерации на длине волны 703.2 нм проводилась с помощью спектрометра Avantes, входное волокно которого располагалось на оптической оси резонатора. Диаметр сердцевины волокна составлял около 0.5 мм. Входной торец волокна закреплялся на координатном столике, что позволяло точно выставлять его положение по вертикали и горизонтали. Сигнал имел сильную зависимость от положения волокна относительно оптической оси резонатора, резко уменьшаясь при минимальном смещении волокна.

Концентрация метастабильных атомов неона, нарабатываемая в разряде, заметно меняется за время между импульсами разряда, достигая максимума в районе 1 мкс после импульса при частоте 200 кГц [16]. Синхронизация наносекундного импульсного генератора напряжения, волоконного спектрометра и лазера накачки осуществ-

лялась через генератор задержек Stanford Research Systems DG645. Генератор задержек запускал лазер таким образом, что импульс накачки всегда приходил в камеру через $\Delta t \approx 1$ мкс после импульса напряжения с постоянной частотой 10 Гц. При $\Delta t \approx 1$ мкс уровень лазерной генерации был близок к максимуму (по сравнению с другими значениями задержки).

3. Результаты и их анализ

3.1. Концентрации $Ne(1s_5)$, время жизни и температура газовой смеси

В предварительных экспериментах было проведено измерение концентраций метастабильных атомов неона $[Ne(1s_5)]$, а также времени жизни состояния $1s_5$ в плазме разряда с использованием методики перестраиваемой диодно-лазерной спектроскопии поглощения, описанной в [17, 18]. Излучение диодного лазера на длине волны 640.2 нм, соответствующей переходу неона $1s_5 \rightarrow 2p_9$, проходило точно посередине между электродами перпендикулярно длинной стороне, заполняя практически полностью межэлектродное пространство по высоте. Полученные концентрации $[Ne(1s_5)]$ соответствуют усредненным по времени значениям между импульсами разряда. Результаты измерений показаны на рис. 4–6. Концентрации $[Ne(1s_5)]$ порядка 10^{13} см^{-3} нарабатывались в плазме разряда при содержании Ne не менее 2% и слабо зависели от энергоклада в разряд, начиная с $W = 8$ Вт, во всем диапазоне экспериментальных давлений.

Температура газа в плазме разряда оценивалась по ширине линии перехода $1s_5 \rightarrow 2p_9$ при 640.2 нм с использованием ранее измеренного коэффициента столкновительного уширения $\xi_{Ne-He} = (3.4 \pm 0.2) \times 10^{-10}\text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$ [19], составила $\sim 600\text{--}700\text{ К}$ и практически не зависела от состава газовой смеси, давления и энергоклада в разряд.

На рис. 5 показано изменение концентрации $[Ne(1s_5)]$ во временном интервале между последовательными разрядными импульсами. При давлении 700 Торр падение концентрации $[Ne(1s_5)]$ не превышало 30% . При $[Ne(1s_5)] \sim 10^{13}\text{ см}^3$ лазерная среда становится непрозрачной в центре линии 640.2 нм даже перпендикулярно направлению генерации, поэтому диодный лазер приходилось отстраи-

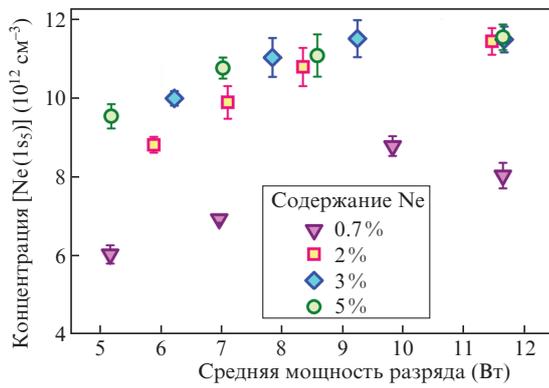


Рис.4. Среднее значение концентрации $[\text{Ne}(1s_5)]$ в зависимости от средней мощности разряда W для различного содержания Ne в газовой смеси при давлении $P = 700$ Торр.

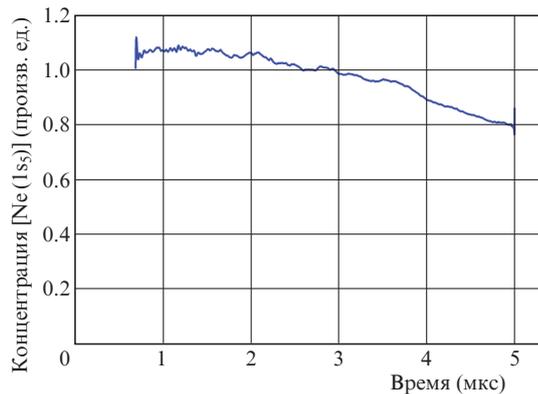


Рис.5. Изменение концентрации $[\text{Ne}(1s_5)]$ за интервал между последовательными разрядными импульсами при давлении в разрядной камере $P = 700$ Торр и средней мощности разряда $W = 7$ Вт.

вать с центра линии, чтобы избежать насыщения поглощения. Для оценки времени жизни $[\text{Ne}(1s_5)]$ использовались данные только в конце интервала между разрядными импульсами с целью минимизации влияния вторичных плазмохимических процессов, заселяющих состояние $1s_5$.

Зависимость времени жизни состояния $\text{Ne}(1s_5)$ от процентного содержания Ne в газовой смеси представлена на рис.6. Сплошной линией показаны результаты аппроксимации по методу наименьших квадратов функцией $([\text{Ne}(1s_5)])^{0.5}$. Полученная зависимость указывает на то, что гибель состояния $\text{Ne}(1s_5)$ происходит посредством столкновительного переноса энергии в состояние $\text{Ne}(1s_4)$,

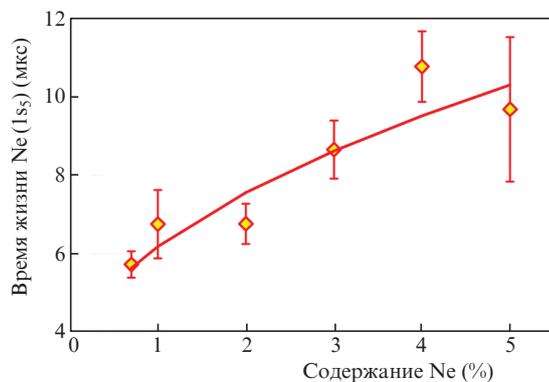
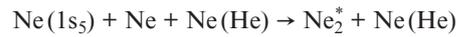


Рис.6. Зависимость времени жизни состояния $\text{Ne}(1s_5)$ от содержания Ne в смеси Ne–He при давлении в разрядной камере $P = 700$ Торр и средней мощности разряда 7 Вт.

которое связано с основным состоянием $\text{Ne}(1S_0)$ дипольно-излучательным переходом, однако в наших экспериментах происходит пленение этого излучения. Время жизни состояния $1s_4$, определяемого в наших условиях эксперимента пленением излучения, составляет ~ 1 мкс (формула (14) в [20]). Вид зависимости $([\text{Ne}(1s_5)])^{0.5}$ для времени жизни $[\text{Ne}(1s_5)]$ соответствует увеличению оптического пленения состояния $\text{Ne}(1s_4)$, указывая на то, что данный канал потерь был преобладающим в наших экспериментальных условиях, поскольку скорость образования эксимеров в трехчастичном процессе



мала ($k_{\text{Ne}} = 5.5 \times 10^{-34} \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$ и $k_{\text{He}} \ll k_{\text{Ne}}$) [21].

3.2. Лазерная генерация

Регистрация лазерной генерации в смеси $\text{Ne}^* - \text{He}$ под действием импульсной оптической накачки проводилась волоконным спектрометром Avantes. Выходными данными спектрометра является значение амплитуды пика относительной интенсивности $S(\lambda)$ на длине волны λ , измеряемое в безразмерных единицах (Counts), которое пропорционально числу приходящих фотонов. При неподвижном положении волокна на оптической оси и пучка накачки в зоне разряда изменения показаний спектрометра соответствуют изменению энергии лазерной генерации. Однако определить ее абсолютную величину в наших экспериментах не представлялось возможным, поскольку она не превышала 500 нДж, что значительно ниже минимального порога чувствительности используемого измерительного оборудования. На всех графиках, представленных ниже, под нормированной относительной интенсивностью $S_n(703.2)$, выраженной в условных единицах, понимаются показания спектрометра $S(703.2)$ на длине волны $\lambda = 703.2$ нм, нормированные на максимальное значение в данном эксперименте $S_{\text{max}}(703.2)$:

$$S_n(703.2) = \frac{S(703.2)}{S_{\text{max}}(703.2)}.$$

Ошибка значений $S_n(703.2)$ определялась на основании многократных повторений измерений при постоянных условиях.

На рис.7 представлено сравнение показаний спектрометра на линии 703.2 нм в зависимости от смещения длины волны лазера накачки $\Delta\lambda$ из положения, при котором достигается максимальная лазерная генерация, для обоих переходов накачки $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$. Данные получены при одинаковых условиях эксперимента: давление в разрядной камере $P = 370 \pm 10$ Торр, интенсивность оптической накачки $I = 3.6 \pm 0.1 \text{ МВт} \cdot \text{см}^{-2}$, содержание неона в смеси Ne–He 4 % и электрическая мощность, вкладываемая в разряд, $W = 10$ Вт при амплитудном значении силы тока в импульсе 1 А. Положения пиков профилей на рис.7 соответствуют длинам волн 640.2 и 633.4 нм для накачек на уровни $2p_9$ и $2p_8$ соответственно. Полученные зависимости отражают взаимное перекрытие линии поглощения $1s_5 \rightarrow 2p_9(2p_8)$ и лазерной накачки. Спектральная ширина линии поглощения в условиях эксперимента составляла около 8 ГГц [19], при этом интенсивность накачки была много больше интенсивности насыщения по накачке, что объясняет ширину зависимостей. В обоих случаях наблюдается резкое снижение

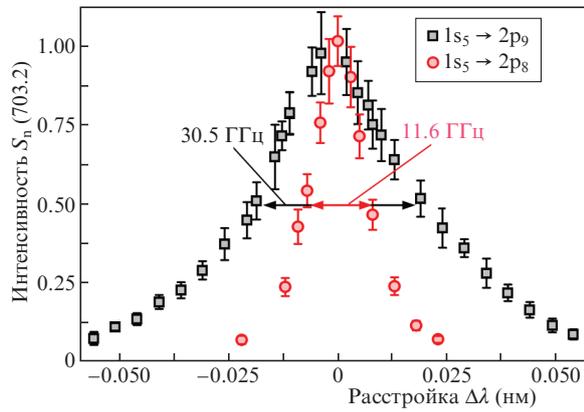


Рис. 7. Зависимости относительной интенсивности лазерной генерации на длине волны 703.2 нм от длины волны лазера накачки при накачке переходов $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$.

уровня лазерной генерации при смещении с максимума на шаг менее 0.01 нм. При этом полная ширина профиля по полувысоте для накачки на $2p_9$ почти в три раза больше, чем для $2p_8$: 30.5 ГГц против 11.6 ГГц. Разная ширина зависимостей объясняется наличием дополнительных потерь при передаче энергии с более высоко лежащего (по сравнению с $2p_9$) уровня $2p_8$ на верхний лазерный уровень $2p_{10}$. Показания спектрометра $S_n(703.2)$ при выключенной накачке были близки к нулю. При включении накачки сигнал на 703.2 нм вырос на 2–3 порядка. Разъюстировка зеркал резонатора также приводила к исчезновению сигнала на 703.2 нм, при этом сигнал не наблюдался при сканировании оптическим волокном области за выходным зеркалом. Наблюдаемая резкая зависимость энергии импульса от длины волны накачки, совместно с сильной чувствительностью сигнала к юстировке зеркал резонатора, подтверждает наблюдение в эксперименте именно лазерной генерации.

3.3. Зависимость энергии лазерных импульсов от состава смеси

Содержание неона в исходной смеси, поступающей в разрядную камеру, сильно влияло на уровень наблюдаемой лазерной генерации. На рис. 8 представлены результаты измерения относительной интенсивности лазерной генерации в зависимости от процентного содержания Ne в смеси Ne–He при одинаковых условиях эксперимента

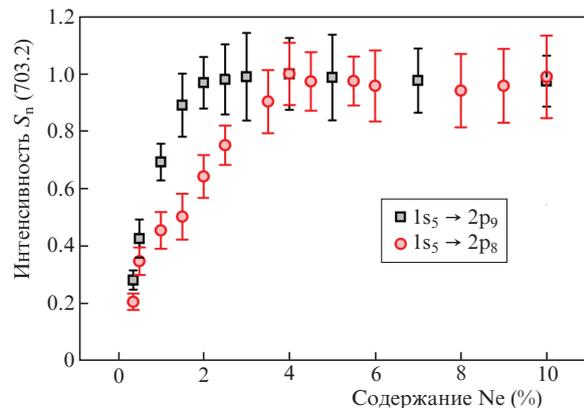


Рис. 8. Зависимости относительной интенсивности лазерной генерации на длине волны 703.2 нм от содержания неона в смеси Ne–He для обоих уровней накачки.

для обоих уровней накачки: давление в разрядной камере $P = 370 \pm 10$ Торр, интенсивность оптической накачки $I = 4.7 \pm 0.7$ МВт·см⁻², электрическая мощность, вкладываемая в разряд, $W = 10$ Вт при амплитудном значении силы тока в импульсе 1.2 А. Лазерный пучок накачки размещался посередине между электродами. В обоих случаях лазерная генерация усиливалась с ростом концентрации неона и достигала постоянного значения, начиная с 4% содержания Ne в смеси. Увеличение генерации с ростом доли Ne в случае накачки уровня $2p_9$ было немного быстрее, однако с учетом ошибки измерения – незначительным. В дальнейших экспериментах содержание неона 4% в исходной смеси, поступающей в разрядную камеру, было выбрано постоянным и одинаковым как в случае накачки уровня $2p_9$, так и уровня $2p_8$.

3.4. Зависимость энергии лазерных импульсов от давления

По очевидным причинам давление в разрядной камере является одним из ключевых рабочих параметров газовых лазеров. Для максимальной эффективности работы ЛОНИГ необходимо стремиться к получению генерации в плазме атмосферного давления. На рис. 9 приведены зависимости энергии лазерной генерации $S_n(703.2)$ от давления P в разрядной камере при накачке уровня $2p_9$ для двух значений средней мощности разряда при одинаковом содержании неона 4% и интенсивности оптической накачки $I = 1.5 \pm 0.2$ МВт·см⁻². Лазерный пучок накачки размещался посередине между электродами. При электрической мощности $W = 10$ Вт, соответствующей плотности тока 2 А·см⁻², наблюдается отчетливый максимум генерации в районе 580 Торр. При увеличении мощности до $W = 20$ Вт и плотности тока до 3.3 А·см⁻² максимум смещается по давлению до $P = 650$ Торр, после чего спад лазерной генерации происходит заметно медленнее, чем в первом случае. С учетом ошибки измерения можно сказать, что при давлении выше 650 Торр зависимость стремится к выходу на некое постоянное значение. Дальнейшее повышение силы тока разряда с сохранением диффузной структуры разряда было невозможно.

На рис. 10 представлено сравнение зависимостей $S_n(703.2)$ от давления, полученных при тех же условиях эксперимента, для двух уровней накачки, $2p_9$ (см. рис. 9) и $2p_8$, при постоянной неизменной средней электрической мощности $W = 20$ Вт. При обоих уровнях накачки макси-

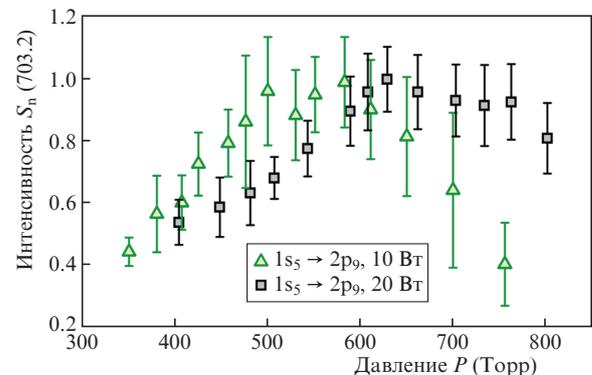


Рис. 9. Зависимости относительной интенсивности лазерной генерации на длине волны 703.2 нм от давления смеси Ne–He в разрядной камере при накачке перехода $1s_5 \rightarrow 2p_9$ для двух значений средней электрической мощности W , вкладываемой в разряд.

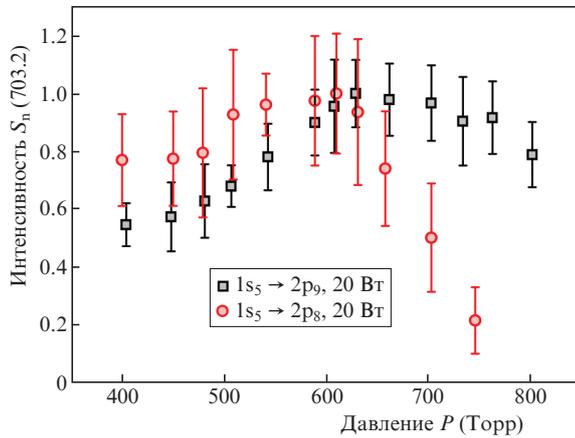


Рис.10. Зависимости относительной интенсивности лазерной генерации на длине волны 703.2 нм от давления P смеси Ne-He в разрядной камере при постоянной средней мощности разряда $W = 20$ Вт для двух переходов накачки $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$.

мум лазерной генерации наблюдается при том же давлении в районе 650 Торр. Однако при накачке уровня $2p_8$ рост давления приводит к резкому ослаблению лазерной генерации. Наиболее вероятно, что данное различие обусловлено процессами образования и гибели состояний неона $2p_9$ и $2p_8$. Однако построение плазмохимической модели в смеси $Ne^* - He$, которая бы объяснила наблюдаемые зависимости, осложняется недостатком известных значений кинетических констант энергообменных процессов с участием метастабильных атомов неона. В дальнейших экспериментах данной работы давление в разрядной камере поддерживалось постоянным на уровне 650 Торр, соответствующем максимальной лазерной генерации при обоих уровнях накачки.

3.5. Пороги генерации по интенсивности накачки

Для измерения порогов генерации по интенсивности оптической накачки I_{thr} излучение лазера на красителе I постепенно ослаблялось калиброванными нейтральными светофильтрами до момента падения показаний спектрометра $S_n(703.2)$ до значений, близких к уровню шумов. Значение порога I_{thr} определялось путем аппроксимации полученных зависимостей $S_n(703.2)$ от I линейной функцией в среде OriginPro с помощью встроенного алгоритма Левенберга-Марквардта, позволявшего, помимо прочего, получать значения ошибок для параметров аппроксимирующей функции. Пересечение аппроксимирующей функции с осью абсцисс принималось за значение I_{thr} . Измерения проводились для переходов накачки $1s_5 \rightarrow 2p_9$ (640.2 нм) и $1s_5 \rightarrow 2p_8$ (633.4 нм) при постоянном давлении в камере $P = 650 \pm 10$ Торр, содержании неона 4% в смеси Ne-He и электрической мощности разряда $W = 20$ Вт (2 А максимум в импульсе тока). В ходе проведения экспериментов было обнаружено, что пороги генерации сильно зависят от положения накачки в межэлектродном промежутке. Измерения порогов генерации I_{thr} были проведены на разных высотах h расположения пучка накачки относительно анода, находящегося снизу. На рис.11 показаны примеры зависимостей лазерной генерации от интенсивности накачки для наименьших значений порогов генерации. Стоит обратить внимание на тот факт, что в обоих случаях наблюдался максимум по интенсивности накачки, после которого лазерная генерация начинала

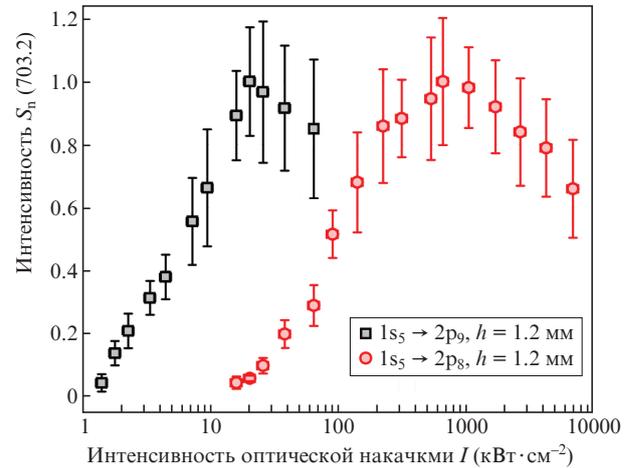


Рис.11. Зависимости относительной интенсивности лазерной генерации на длине волны 703.2 нм от интенсивности оптической накачки I на длинах волн переходов $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$ при наименьших порогах генерации I_{thr} и положении луча накачки над анодом $h = 1.2$ мм.

ослабевать. Данный эффект проявлялся при всех положениях пучка накачки h в межэлектродном пространстве. Полностью аналогичный эффект наблюдался при поперечной оптической накачке метастабильных атомов аргона в смеси Ar-He [3]. На сегодняшний день объяснения этому явлению не найдено.

Наименьшие значения I_{thr} были достигнуты на высоте $h = 1.2$ мм от анода как при накачке уровня $2p_9$, так и $2p_8$ и составили: $I_{thr}(2p_9) = 1.1 \pm 0.3$ кВт·см⁻², $I_{thr}(2p_8) = 14.5 \pm 2.2$ кВт·см⁻². Минимальные пороги I_{thr} в смеси $Ne^* - He$ отличаются приблизительно в 14 раз, при этом данное отношение не сохраняется в разных местах межэлектродного пространства. Зависимости измеренных значений I_{thr} от положения луча накачки в пространстве между электродами приведены на рис.12, а также в табл.1. Пороги генерации резко растут с приближением к катоду, что, по всей видимости, связано с повышенной концентрацией метастабильных атомов неона в прикатодной области. К тому же вблизи нагретых электродов плотность газа меньше, чем в центре межэлектродного промежутка. Зависимости на рис.12 хорошо согласуются с результатами

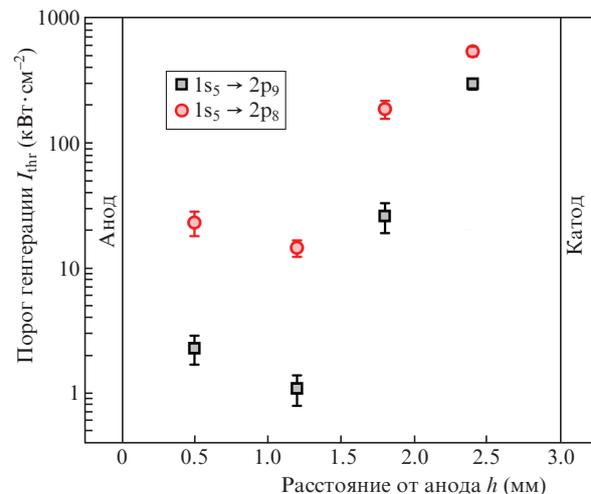


Рис.12. Зависимости порогов генерации по интенсивности накачки I_{thr} от положения пучка накачки в межэлектродной области для переходов $1s_5 \rightarrow 2p_9$ и $1s_5 \rightarrow 2p_8$.

Табл.1. Значения порогов генерации по интенсивности оптической накачки I_{thr} на разных высотах межэлектродного пространства.

Положение накачки h (мм)	I_{thr} при накачке $1s_5 \rightarrow 2p_9$ (640.2 нм) (кВ·см ⁻²)	I_{thr} при накачке $1s_5 \rightarrow 2p_8$ (633.4 нм) (кВ·см ⁻²)
0.5	2.3 ± 0.6	23.1 ± 5.1
1.2	1.1 ± 0.3	14.5 ± 2.2
1.8	26.0 ± 7.1	185.5 ± 30.1
2.4	294.7 ± 30.0	535.3 ± 46.8

моделирования активной среды ЛОНИГ из работы [12]. Согласно формулам (7) и (20) в [12] пороги генерации по интенсивности оптической накачки прямо пропорциональны концентрации метастабильных атомов $1s_5$, что мы и наблюдали в эксперименте. Значения аналогичных порогов I_{thr} в смеси Ar^*-Ne , измеренные ранее в работе [3] тем же методом, составили: $I_{\text{thr}}(2p_9) = 250 \pm 150 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $I_{\text{thr}}(2p_8) = 700 \pm 100 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, однако влияния положения пучка на I_{thr} в этом случае замечено не было.

4. Заключение

Впервые получена лазерная генерация на метастабильных атомах неона (Ne^*) в смеси $\text{Ne}-\text{Ne}$ в импульсном режиме с поперечной оптической накачкой. Нарботка Ne^* осуществлялась в плазме наносекундного импульсно-периодического тлеющего разряда атмосферного давления с длительностью импульса 80 нс и частотой 200 кГц. Достигнуты средние по периоду разряда концентрации метастабильных атомов $[\text{Ne}(1s_5)] \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при температуре плазмы 600–700 К. Показано, что энергия лазерных импульсов увеличивается с ростом доли Ne в смеси и в диапазоне 4%–10% остается постоянной. Показано также, что при накачке состояний $\text{Ne}(2p_8)$ и $\text{Ne}(2p_9)$ энергия лазерных импульсов имеет максимум при давлении 650 Торр. Кроме того, при накачке обоих состояний имеется максимум по интенсивности накачки, как и в смеси $\text{Ar}-\text{Ne}$, природа которого не ясна. Определены пороги генерации по интенсивности накачки

I_{thr} для состояний $\text{Ne}(2p_8)$ и $\text{Ne}(2p_9)$, минимальные значения которых составили 14.5 и 1.1 кВТ·см⁻² соответственно, и показана сильная зависимость I_{thr} от положения накачки между электродами разряда.

- Han J., Heaven M.C. *Opt. Lett.*, **37**, 2157 (2012).
- Rawlins W.T., Galbally-Kinney K.L., Davis S.J., Hoskinson A.R., Hopwood J.A., Heaven M.C. *Opt. Express*, **23**, 4804 (2015).
- Mikheyev P.A., Chernyshov A.K., Svistun M.I., Ufimtsev N.I., Kartamyshva O.S., Heaven M.C., Azyazov V.N. *Opt. Express*, **27**, 38759 (2019).
- Zhang Z., Lei P., Song Z., Sun P., Zuo D., Wang X. *J. Appl. Phys.*, **129**, 143103 (2021).
- Wang R., Yang Z., Li K., Wang H., Xu X. *J. Appl. Phys.*, **131**, 023104 (2022).
- Lei P., Wang R., Yang Z., Sun J., Yang W., Wang H., Xu X. *High Power Laser Sci. Eng.*, **11**, e87 (2023).
- Krupke W.F. *Prog. Quantum Electron.*, **36**, 4 (2012).
- Setser D.W., Dreiling T.D., Brashears H.C., Kolts J.H. *Faraday Spec. Discuss. Chem. Soc.*, **67**, 255 (1979).
- Lei P., Chen Z., Shen Y., Wang X., Zuo D. *Opt. Lett.*, **49**, 4918 (2024).
- Han J., Sanderson C.R., Hokr B., Ballmann C.W., Clark A.B., Heaven M.C. *Proc. SPIE*, **11042**, 1104202 (2019).
- Sanderson C.R., Ballmann C.W., Han J., Clark A.B., Hokr B.H., Xu K.G., Heaven M.C. *Opt. Express*, **27**, 36011 (2019).
- Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **46**, 375202 (2013).
- Mikheyev P.A., Han J., Clark A., Sanderson C., Heaven M.C. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **50**, 485203 (2017).
- Han J., Heaven M.C., Moran P.J., Pitz G.A., Guild E.M., Sanderson C.R., Hokr B.J. *Directed Energy*, **6**, 209 (2017).
- Demyanov A.V., Kochetov I.V., Mikheyev P.A., Azyazov V.N., Heaven M.C. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **51**, 045201 (2018).
- Emmons D.J., Weeks D.E. *J. Appl. Phys.*, **121**, 203301 (2017).
- Hübner S., Sadeghi N., Carbone E.A.D., van der Mullen J.J.A.M. *J. Appl. Phys.*, **113**, 143306 (2013).
- Ghildina A.R., Mikheyev P.A., Chernyshov A.K., Lunev N.N., Azyazov V.N., in *Saratov Fall Meeting 2017: Laser Physics and Photonics XVIII, and Computational Biophysics and Analysis of Biomedical Data IV*, **10717**, 97 (Saratov, 2018).
- Chernyshov A.K., Mikheyev P.A., Ufimtsev N.I. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, **258**, 107368 (2021).
- Zagidullin M.V., Mikheyev P.A. *Phys. Plasmas*, **30**, 123502 (2023).
- Akoshile C.O., Clark J.D., Cunningham A.J. *J. Phys. B: At., Mol. Opt. Phys.*, **18**, 2793 (1985).