

УДК 621.373.8.038.823

Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, В. А. Долгих, О. М. Керимов, А. Н. Лобанов,
А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков

ЭЛЕКТРОИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД ВОЗБУЖДЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ В ВАКУУМНОЙ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ОБЛАСТИ СПЕКТРА НА КСЕНОНЕ

Рассмотрена возможность получения генерации на электронных переходах молекулы Xe_2 при возбуждении электроионизационным методом. Численно решено кинетическое уравнение для функции распределения электронов по энергии в сжатом ксеноне в постоянном электрическом поле. Вычислены скорости возбуждения электронных уровней Xe . Расчетная эффективность преобразования энергии накачки в излучение достигает 65...75%. Теоретически оценены инверсия населенностей и коэффициент усиления в области вакуумного ультрафиолета при электроионизационном методе возбуждения. Получена генерация на длине волны 172,5 нм при накачке пучком быстрых электронов. Исследованы спектральные и энергетические характеристики спонтанного и лазерного излучения. Эффективность накачки электронным пучком сжатого до 16 атм Xe составляла ~15%. Измерена вкладываемая в газ энергия при электроионизационном методе возбуждения. Исследована деградация активной среды при возбуждении электроионизационным методом и накачке электронным пучком.

1. Создание генераторов все более коротких длин волн — одно из основных направлений развития исследований в квантовой электронике. Использование инертных газов дает возможность получения генерации в области вакуумного ультрафиолета.

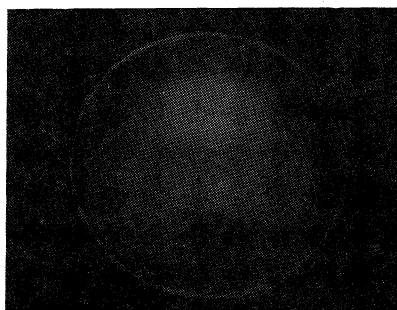


Рис. 1. Фотография свечения люминесцентного экрана под действием стимулированного излучения газообразного ксенона.

Впервые генерация на длине волны 175 нм была получена в 1970 г. при накачке жидкого ксенона пучком быстрых электронов [1, 2]. В этих же экспериментах наблюдалось стимулированное излучение газообразного ксенона при давлении ~3 атм, расположенного над поверхностью жидкого ксенона при температуре 165 К (см. рис. 1). В последнее время появились сообщения [3—6] о возбуждении электронным пучком генерации на длине волны 173 нм в ксеноне высокого давления (~10 атм) при комнатной температуре. Эффективность преобразования энергии электронного пучка в излучение составляет в этих работах 1...20%.

Значительного увеличения эффективности можно ожидать при электроионизационном методе накачки инертных газов, предложенном в работе [7]. В настоящей работе проведены теоретические исследования электроионизационного метода накачки сжатого ксенона и представлены результаты первых экспериментов.

Теория

2. Верхним лазерным уровнем является возбужденное состояние $1,3 \Sigma_u^+$ молекулы Xe_2 , при переходах с которого в основное отталкивательное состояние спонтанно излучается фотон. Возбужденная молекула ксенона

образуется главным образом при трехчастичном столкновении возбужденного атома Хе (${}^3P_{1,2}$) с двумя атомами Хе в основном состоянии 1S_0 . При давлениях газа ~ 10 атм время образования молекулы Хе₂ составляет доли наносекунды, тогда как время жизни для механизма спонтанного излучения равно 50 ± 20 нс [8]. Состояние 3P_2 атома Хе — метастабильное, а излучение при переходах из 3P_1 в основное состояние 1S_0 полностью пленяется [9]. Вследствие этого процессом, определяющим населенности верхнего лазерного уровня, является возбуждение электронным ударом состояний ${}^3P_{1,2}$ атома Хе. Скорость v образования атомов Хе (${}^3P_{1,2}$) при электроионизационном методе возбуждения определяется функцией распределения электронов по энергии:

$$v = \left(\frac{2e}{m}\right)^{1/2} N \int_0^{\infty} u Q(u) f(u) du, \quad (1)$$

где e, m — заряд и масса электрона; N — концентрация атомов Хе; u — энергия электрона; $Q(u)$ — сечение возбуждения состояний ${}^3P_{1,2}$; $f(u)$ — функция распределения электронов, нормированная следующим образом:

$$\int_0^{\infty} \sqrt{u} f(u) du = 1. \quad (2)$$

3. Функция распределения электронов по энергии в разряде является решением кинетического уравнения [15] и определяется величиной параметра E/p (E — напряженность приложенного электрического поля, p — давление газа), а также сечениями упругого и неупругого рассеяния электронов на атоме Хе. Сечения элементарных процессов известны из литературы. Транспортное сечение $Q_m(u)$ определялось в работе [10]. Сечение ионизации электронным ударом получено в [11]. Полное сечение неупругих процессов измерено в [12]. Основной вклад в это сечение дает возбуждение уровней 3P_1 и 1P_1 с порогами 8,436 и 9,555 эВ соответственно. Относительные величины сечений возбуждений уровней 3P_1 и 1P_1 (Q_1 и Q_2) нам обнаружить в литературе не удалось. Учитывая сходство электронных оболочек Хе и Кг, мы приняли, что Q_1 и Q_2 ведут себя так же, как в криптоне [13], т. е. $dQ_1/du = dQ_2/du$, а $Q_1 + Q_2$ дает неупругое сечение, определенное в [12].

4. Приближенное аналитическое решение кинетического уравнения для функции распределения электронов в Хе производилось в [14]. В настоящей работе получено точное численное решение на ЭВМ М-220 по методике, описанной в [15]. По расчетным функциям распределения вычислялись средняя энергия электронов

$$\bar{u} = \int_0^{\infty} u^{3/2} f(u) du, \quad (3)$$

скорость дрейфа электронов в электрическом поле, скорости возбуждения электронных уровней и ионизации.

Зависимость средней энергии электронов от E/p приведена на рис. 2. Замедление роста \bar{u} при $E/p = 1 \dots 10$ В/(см·мм рт. ст), связано с наличием электронных уровней, препятствующих проникновению электронов в область больших энергий.

Относительный вклад каждого элементарного процесса в баланс энергии электронов описывается долей энергии, передаваемой в данную степень свободы атома:

$$\delta_i = v_i \mathcal{E}_i / e v_{др} E, \quad (4)$$

где v_i — скорость возбуждения i -го уровня; \mathcal{E}_i — величина энергии возбуждения i -го уровня; $v_{др}$ — скорость дрейфа электронов.

Графики зависимостей δ_i от E/p представлены на рис. 3. При малых E/p энергия электронов идет в основном на нагрев газа, а возбуждение электронных уровней пренебрежимо мало. При увеличении E/p до 2 В/(см·мм рт. ст.) ~50% вкладываемой в электронный газ энергии идет на возбуждение уровня 3P_1 . При $E/p=4$ В/(см·мм рт. ст.) начинается эффективное возбуждение уровня 1P_1 , а доля энергии, идущей на возбуждение уровня 3P_1 , достигает 85%. Максимальная эффективность возбуждения уровня 3P_1 равна 92% при $E/p=7...8$ В/(см·мм рт. ст.) Эффективная ионизация начинается при $E/p > 16$ В/(см·мм рт. ст.).

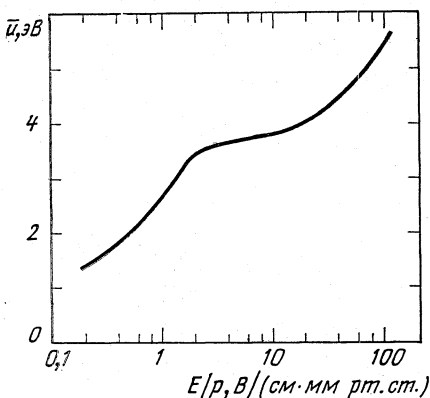


Рис. 2. Зависимость средней энергии электронов в ксеноне от E/p .

Энергия кванта излучения равна 7,15 эВ и квантовый выход при возбуждении уровня 3P_1 $\xi=7,15/8,436=0,846$ довольно высок. Общая эффективность преобразования электрической энергии в излучение η при $E/p=3...6$ В/(см·мм рт. ст.) составляет 0,65...0,76, что значительно превышает эффективность возбуждения только пучком быстрых электронов.

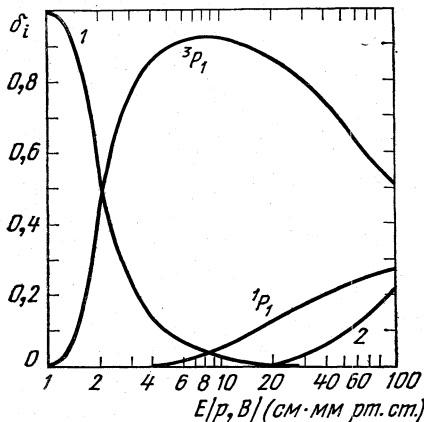


Рис. 3. Относительные доли энергии, передаваемой электронами в различные степени свободы ксенона, в зависимости от E/p :

1 — доля энергии, передаваемой при упругих соударениях электрона с атомами ксенона; 2 — доля энергии, идущая на ионизацию.

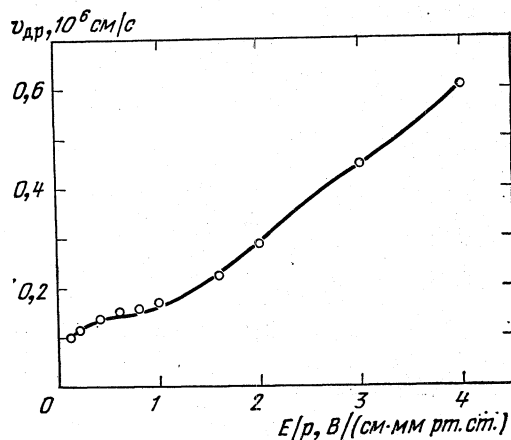


Рис. 4. Скорость дрейфа электронов в ксеноне в зависимости от E/p :

— эксперимент [16], \odot — расчет.

5. Удельная энергия, вкладываемая в активную среду, определяется скоростью дрейфа и концентрацией электронов. Расчетная зависимость скорости дрейфа от E/p приведена на рис. 4. Здесь же даны экспериментальные результаты [16].

Уравнение баланса электронов имеет вид

$$dn/dt = a - bn^2, \quad (5)$$

где n — концентрация электронов; a — скорость возникновения вторичных электронов при ионизации газа пучком быстрых электронов от ускорителя; b — коэффициент объемной рекомбинации.

Стационарная концентрация электронов определяется из (5):

$$n_{\text{от}} = (a/b)^{1/2}. \quad (6)$$

Скорость возникновения вторичных электронов дается формулой

$$a = (j/e\mathcal{E}_n)dE/dx, \quad (7)$$

где j — плотность тока быстрых электронов; $\mathcal{E}_n = 22$ эВ [18, 19] — энергия образования электронно-ионной пары в Хе; dE/dx — тормозная способность вещества. Используя формулу Бете [20] для вычисления тормозной способности Хе, получаем, что полная удельная ионизация при энергии электронного пучка 700 кэВ равна

$$a = 6 \cdot 10^{18} p j \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}, \quad (8)$$

где p — давление Хе в мм рт. ст.; j — плотность тока пучка быстрых электронов в А/см².

Рекомбинация в Хе происходит диссоциативным образом, так как основными ионами являются молекулярные ионы Хе₂⁺ [21]. Коэффициент рекомбинации $b = (1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$ см³/с при $T_e = T_i = T_r = 300$ К (T_e — электронная, T_i — ионная, T_r — газовая температуры). При увеличении T_e коэффициент рекомбинации падает пропорционально $T_e^{1/2}$ [22]. Таким образом, при $T_e = 2,5$ эВ $b \approx 10^{-7}$ см³/с.

Для эффективной работы электроионизационного лазера необходимо, чтобы мощность $P_E = n_{\text{от}} e v_{\text{др}} E$, получаемая электронами от электрического поля, превышала мощность, вкладываемую электронами ускорителя $P_y = a \mathcal{E}_n$.

Показателем эффективности является коэффициент

$$K = P_E / P_y = e v_{\text{др}} E / [(ab)^{1/2} \mathcal{E}_n]. \quad (9)$$

При $p = 10$ атм, $j = 4,5$ А/см² и $E/p = 4$ В/(см·мм рт. ст.) получаем $K \approx 5,5$. Отметим, что K уменьшается при увеличении тока ускорителя пропорционально $j^{1/2}$. Это связано с тем, что $P_E \sim j^{1/2}$, а $P_y \sim j$.

Оценим при указанных значениях параметров величины P_E , P_y , инверсную населенность и коэффициент усиления активной среды: $P_y = 7,2 \cdot 10^5$ Вт/см³; $P_E = 4 \cdot 10^6$ Вт/см³. Так как нижний уровень молекулы Хе₂ — отгалкивательный и при комнатной температуре практически не заселен, то инверсная населенность совпадает с количеством возбужденных молекул Хе₂^{*} или с количеством возбужденных атомов Хе (³P_{1,2}).

За время разряда $\tau = 10^{-8}$ с в среде создается инверсная населенность

$$\Delta N = P_E \delta_1 \tau / \mathcal{E}_1 = 2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}, \quad (10)$$

где δ_1 — эффективность возбуждения уровня ³P₁; $\mathcal{E}_1 = 8,436$ эВ — энергия возбуждения уровня ³P₁. При этом коэффициент усиления $g = \Delta N \sigma = 2,5 \times 10^{-2}$ см⁻¹, где σ — сечение вынужденного излучения, равное 10^{-18} см² [4].

Поглощение на примесях составляет обычно величину $\gamma = 5 \cdot 10^{-3}$ см⁻¹. Если коэффициент отражения зеркала резонатора $R = 0,8$, то пороговая длина активной области

$$L_{\text{п}} = [1/(g - \gamma)] \ln(1/R) \approx 10 \text{ см}.$$

Увеличение E/p до 5...6 В/(см·мм рт. ст.) дает возможность повысить усиление и соответственно уменьшить длину активной области. Продвижение в область больших E/p ограничивается пробоем разрядного промежутка.

Эксперимент

6. Исследования возбуждения сжатого ксенона мощным электронным пучком, а также электроионизационным методом проводились на экспериментальной установке, схема которой представлена на рис. 5. В рабочую камеру пучок электронов от ускорителя с холодным катодом [23] (энергия ~ 600 кэВ, плотность тока ~ 150 А/см², длительность импульса $\sim 10^{-8}$ с) вводился через две титановые фольги толщиной 50 мкм. Первая из них обеспечивала вакуумную изоляцию рабочей камеры и ускорителя, а вторая

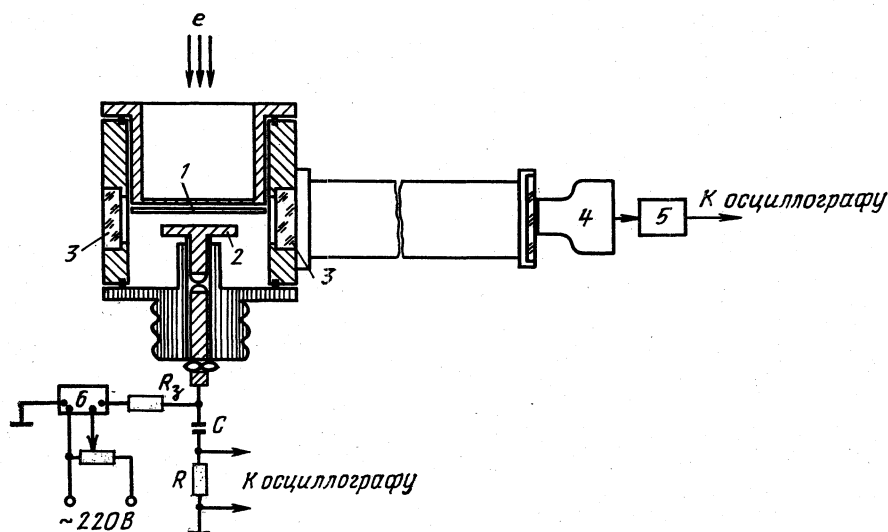


Рис. 5. Схема экспериментальной установки:

1 — титановые фольги; 2 — анод; 3 — окошки из фтористого лития; 4 — ФЭК; 5 — катодный повторитель; 6 — выпрямитель.

образовывала верхний электрод в экспериментах по электроионизационному возбуждению. В качестве нижнего электрода использовался стальной брусок площадью 30×10 мм. Емкость C набиралась из керамических безиндуктивных конденсаторов типа К15-10 емкостью 5000 пФ. Величина объемного тока, протекающего через газовый промежуток при электроионизационном методе возбуждения, измерялась безиндуктивным шунтом (сопротивление 1 Ом). Рабочая камера предварительно откачивалась до давления $\sim 2 \cdot 10^{-3}$ мм рт. ст., а затем заполнялась исследуемым газом до давления от 1 до 25 атм. Использовался ксенон марки «чистый» со следующим содержанием примесей в об. %: криптона — 0,074; кислорода — 0,001; азота — 0,01; углеводородов — 0,001; двуокиси углерода — 0,001; водяных паров — 0,0006.

Излучение сжатого ксенона выводилось из камеры через окошко из фтористого лития или кварца КУ толщиной 2,5 мм и диаметром 5...10 мм и через вакуумную трубу попадало на калиброванный фотоприемник (ФЭК) с входным окошком из кварца. Абсолютная градуировка чувствительности фотоэлемента, изготовленного А. Н. Гусельниковым и сотр., в области длин волн 150...400 нм осуществлялась по методике, описанной в работах [24]. С помощью калиброванного фотоприемника были проведены измерения энергии спонтанного излучения сжатого ксенона. Мощность излучения измерялась однокаскадным ФЭУ (ЭЛУ-Ф5, временное разрешение

$\sim 10^{-9}$ с), который располагался за люмогеном, преобразователем ультрафиолетового излучения в излучение в видимой области спектра, обладающим временным разрешением $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ с.

В экспериментах по исследованию когерентного излучения сжатого ксенона использовались алюминиевые зеркала с защитным покрытием из фтористого магния [17]. Коэффициенты отражения зеркал на длине волны 172,5 нм составляли для глухих зеркал $R_1 = 90 \pm 5\%$, для полупрозрачных $R_2 = 80 \pm 5\%$ (коэффициент пропускания $T = 0,5 \dots 1\%$) и $R_2 = 70 \pm 5\%$ ($T = 5 \dots 10\%$). Диаметр использованных в экспериментах зеркал составлял ~ 1 см. Расстояние от титановой фольги, через которую пучок

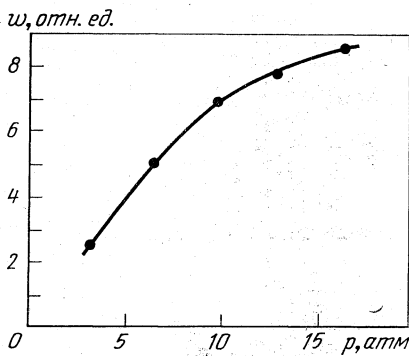


Рис. 6. Зависимость энергии спонтанного излучения ω сжатого ксенона от давления.

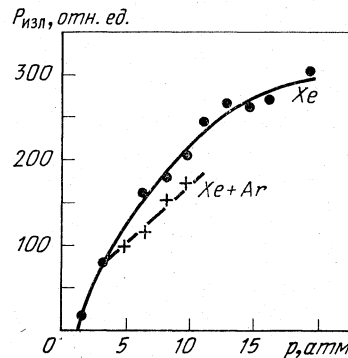


Рис. 7. Зависимость мощности спонтанного излучения $P_{\text{изл}}$ ксенона и смеси ксенона — аргон от давления (парциальное давление Хе 3,2 атм).

электронов вводился в рабочую камеру, до оптической оси резонатора составляло 0,5 см. Расстояние между зеркалами равнялось 6 см. Направленность лазерного излучения регистрировалась с помощью фотографирования люминесцентного экрана, расположенного на конце вакуумной трубы. Спектры спонтанного и лазерного излучения фотографировались с помощью вакуумного монохроматора ВМ-1 (решетка 1200 штрих/мм, дисперсия $16 \text{ \AA}/\text{мм}$) на пленку УФ-2Т.

7. Результаты измерений энергии излучения сжатого ксенона в вакуумном ультрафиолете (160...190 нм), возбуждаемого пучком быстрых электронов, представлены на рис. 6. При давлении 16 атм удельная энергия спонтанного излучения ксенона составляла $\omega_{\text{изл}} = 0,1 \pm 0,04 \text{ Дж}/\text{см}^3$, а плотность возбуждения электронным пучком $\omega_{\text{н}} \approx 0,7 \text{ Дж}/\text{см}^3$. Таким образом, эффективность катодолуминесценции в условиях настоящего эксперимента составляла величину $\eta = 15 \pm 6\%$.

Зависимость мощности спонтанного излучения ксенона от давления показана на рис. 7. Длительность импульса спонтанного излучения при давлениях больших 2 атм практически не зависела от давления и составляла $(25 \pm 5) \cdot 10^{-9}$ с.

В настоящей работе было также экспериментально исследовано излучение возбужденных молекул ксенона в смеси Хе+Аг. Измерения показали высокую эффективность передачи энергии от возбужденных молекул аргона к атомам ксенона, о которой сообщалось и в других работах [25]. Эффективность преобразования запасенной от электронного пучка энергии в ультрафиолетовое излучение ($\lambda \approx 173 \text{ нм}$) примерно на 35% меньше для смеси Хе+Аг, чем для чистого ксенона (рис. 7). Такое уменьшение эффек-

тивности связано, очевидно, с тем, что потенциал ионизации аргона в 1,3 раза выше потенциала ионизации ксенона.

Представленные экспериментальные результаты позволяют оценить инверсию населенностей и коэффициента усиления. Для давления ксенона $p=16$ атм

$$g = \sigma \Delta N \approx \sigma \omega_{\text{изл}} / (ch\lambda) \approx (10 \pm 4) \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1},$$

что позволяет получить генерацию на настоящей экспериментальной установке (длина активной области 4 см) при возбуждении сжатого ксенона электронным пучком.

В экспериментах по получению генерации использовались как полусферические резонаторы, так и резонаторы, образованные двумя сферическими зеркалами с радиусами кривизны 0,5...5 м. На достижение режима генерации указывают: 1) высокая направленность и модовая структура

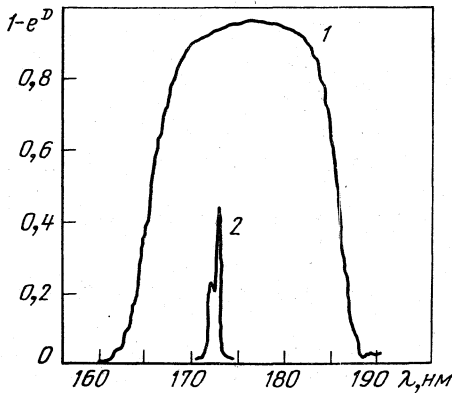


Рис. 8. Спектры спонтанного (1) и лазерного (2) излучений сжатого ксенона (D — степень почернения фотопленки).

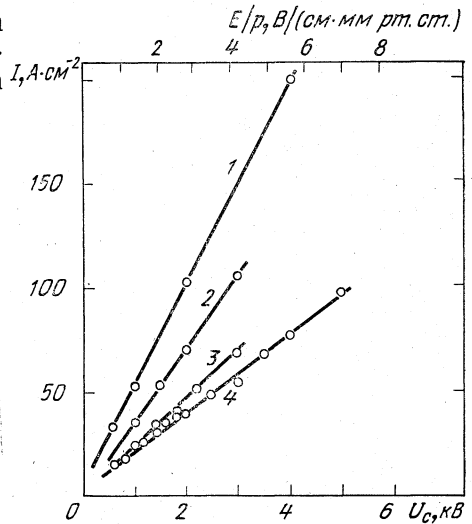


Рис. 9. Зависимость плотности тока в сжатых до ~ 10 атм ксеноне и аргоне от напряжения на рабочей емкости (параметра E/p):

1 — Xe, $C=5000$ пФ; 2 — Xe, $C=2500$ пФ; 3 — Ar, $C=1000$ пФ, 4 — Xe, $C=1000$ пФ.

излучения; 2) пороговый характер зависимости мощности излучения от давления; 3) существенное изменение временной зависимости мощности выходного излучения до и после достижения порога генерации; 4) сужение спектральной ширины излучения от ~ 14 до 0,8 нм.

Спектры спонтанного и лазерного излучений сжатого до 14 атм ксенона, возбуждаемого электронным пучком, приведены на рис. 8. Интенсивность спектра спонтанного излучения в максимуме уменьшена по сравнению с интенсивностью спектра лазера примерно в 500 раз. Спектр спонтанного излучения регистрировался без зеркал, ширина входной щели монохроматора при этом составляла 0,5 мм. При регистрации спектра лазерного излучения ширина входной щели равнялась 0,25 мм, а коэффициент пропускания выходного зеркала $T \approx 1\%$. Спектр генерации лазера представляет собой две линии шириной 0,3 нм с расстоянием между ними 0,5 нм. Длина волны, на которой происходит генерация, равна $172,5 \pm 0,5$ нм.

Выходная энергия лазерного излучения в настоящих экспериментах ограничивалась лучевой стойкостью зеркал, которые начинали разрушаться уже вблизи порога генерации ($(p_{\text{Xe}})_\text{п} \approx 7,3$ атм). Исследованию этого

вопроса посвящена работа [17]. Оценка энергии лазера на сжатом до 14 атм ксеноне по количеству испаренного алюминиевого покрытия зеркал дает значение $\sim 0,2$ Дж, что соответствует плотности энергии излучения внутри резонатора $0,07$ Дж/см³.

8. Рассмотрим результаты экспериментов по возбуждению сжатого ксенона электроионизационным методом. На рис. 9 представлена зависимость величины плотности тока разряда, инициируемого пучком быстрых электронов в сжатом до 10 атм ксеноне, от напряжения на рабочей емкости (параметра E/p) для различных значений величины емкости ($C=1000\dots 5000$ пФ). Из рис. 9 видно, что величина тока линейно растет с увеличением напряжения на рабочей емкости, т. е. выполняется закон Ома. Длительность импульса тока при величине емкости 5000 пФ составляла 30 нс, а передний фронт импульса ~ 10 нс.

При увеличении емкости от 5000 до 15 000 пФ наблюдается незначительное увеличение тока через разрядный промежуток. Однако в случае $C=15\ 000$ пФ напряжение на емкости за время разряда меняется мало, что приводит при $E/p \approx 2,5$ В/(см·мм рт. ст.) к развитию искрового пробоя после импульса тока. При $E/p \approx 3,5$ В/(см·мм рт. ст.) задержка искрового пробоя была меньше ~ 5 нс, что не позволяло продвигаться в область $E/p > 3$ В/(см·мм рт. ст.). При давлении 9,6 атм и величине межэлектродного промежутка $d \approx 0,9$ мм пробивное напряжение в случае Хе составляло ~ 7 кВ, а в случае Аг $\sim 5,5$ кВ.

Максимальная удельная мощность, вкладываемая в сжатый до 10 атм ксенон при разряде емкости 5000 пФ ($d=5$ мм, $E/p \approx 4$ В/(см·мм рт. ст.)), составляла 10^7 Вт/см³, в то время как мощность накачки от электронного пучка $5 \cdot 10^7$ Вт/см³. Согласно расчетам эффективности накачки, приведенным выше, населенность верхнего уровня в условиях эксперимента должна увеличиться на 40% при наложении постоянного поля. Однако измерения мощности спонтанного излучения сжатого ксенона не показали в пределах точности измерений (10%) и стабильности тока электронного пучка (20%) какого-либо изменения мощности спонтанного излучения при наложении постоянного электрического поля. Причиной этого может быть влияние образующихся во время электрического разряда примесей в результате газовой выделенности из фольги при прохождении через нее электронного пучка, ионной бомбардировки электродов и т. д.). Действие этих примесей может быть двояким: с одной стороны, примеси приводят к поглощению на длине волны излучения, с другой стороны, часть вкладываемой электрическим полем энергии идет на возбуждение уровней примесного газа. Для проверки первого из этих факторов были поставлены эксперименты по измерению мощности генерации вблизи порога ($p_{Xe}=8$ атм) при возбуждении как одним электронным пучком, так и электроионизационным методом ($E/p = 4$ В/(см·мм рт. ст)) в зависимости от количества импульсов ускорителя. На рис. 10 представлены результаты измерений. Мощность генерации при возбуждении электроионизационным методом падает быстрее ввиду ускоренной деградации активной среды, хотя мощность генерации при первом им-

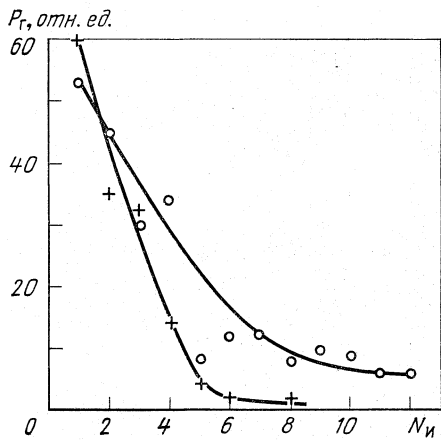


Рис. 10. Зависимость мощности генерации P_g вблизи порога ($p_{Xe}=8$ атм) от количества импульсов ускорителя $N_{и}$.

пульсе в обоих случаях примерно одинакова. По-видимому, загрязнение примесями активной среды в этом случае происходит более интенсивно, чем при возбуждении только электронным пучком.

Параметры настоящей установки существенно отличаются от оптимальных для электроионизационного метода возбуждения (см. пункт 5). Вследствие относительно малого вклада мощности от электрического поля не удалось экспериментально доказать справедливость теоретической модели, рассмотренной выше. Для его увеличения необходимо уменьшить плотность тока электронного пучка ускорителя до ~ 5 А/см². Это, в свою очередь, потребует для получения генерации при электроионизационном методе возбуждения увеличения длины активной области до 20...30 см, так как коэффициент усиления $g \sim 2 \cdot 10^{-2}$ см⁻¹ относительно мал. Такие эксперименты готовятся в настоящее время.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов, Д. Д. Ходкевич. «Письма в ЖЭТФ», 12, 473 (1970).
2. Н. Г. Басов, В. А. Данилычев, Ю. М. Попов. «Квантовая электроника», под ред. Н. Г. Басова, № 1, 29 (1971).
3. G. B. Gerardo A. W. Johnson. *IEEE, J. Quantum Electronics*, QE-9, 728 (1973).
4. G. B. Gerardo, A. W. Johnson. *J. Appl. Phys.*, 44, 4120 (1973).
5. P. W. Hoff, G. C. Swingle, C. K. Rhodes. *Appl. Phys. Letts*, 23, 245 (1973).
6. S. C. Wallace, R. T. Hodgson, R. W. Dreyfus. *Appl. Phys. Letts*, 23, 672 (1973).
7. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. А. Данилычев, О. М. Керимов, И. Б. Ковш, А. С. Подсосонный, А. Ф. Сучков. Препринт ФИАН, 1972, № 56.
8. R. Boucique, P. Mortier. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 3, 1905 (1970).
9. Holstein. *Phys. Rev.*, 72, 1212 (1947), 83, 1159 (1951).
10. G. S. Frost, A. V. Phelps. *Phys. Rev.*, 136, A 1538 (1964).
11. D. Rapp, P. Englender-Goldem. *J. Chem. Phys.*, 43, 1464 (1965).
12. A. G. Dixon, A. von Engel. *Int. J. Electronics*, 25, 223 (1968).
13. В. Е. Яхонтова. *Оптика и спектроскопия*, 28, 176 (1970).
14. А. Г. Молчанов, Ю. М. Попов. «Квантовая электроника», 1, 1122 (1974).
15. А. Н. Лобанов, А. Ф. Сучков. «Квантовая электроника», 1, 1527 (1974).
16. G. C. Vowe. *Phys. Rev.*, 117, 1411 (1960).
17. В. А. Данилычев, В. А. Долгих, О. М. Керимов, С. И. Сагитов, Д. Б. Ставровский. «Квантовая электроника», 1, 2650 (1974).
18. W. P. Jesse, G. Sadanskas. *Phys. Rev.*, 107, 766 (1957).
19. G. Weiss, W. Bernstein. *Phys. Rev.*, 98, 1829 (1955). 103, 1253 (1956).
20. Э. Сэгре. Экспериментальная ядерная физика. М., ИЛ, 1953, т. 1.
21. G. N. Bardsley, M. A. Biondi. In: *Advances in Atomic and Molecular Physics*, ed. by D. R. Bates, 1970, vol. 6.
22. H. A. Oskam, V. R. Mittelstadt. *Phys. Rev.*, 132, 1445 (1963).
23. В. А. Данилычев, Д. Д. Ходкевич. «Приборы и техника эксперимента», № 3, 157 (1971).
24. В. В. Еремин, А. Д. Клементов. Препринт ФИАН, 1971, № 127.
Д. Д. Ходкевич. Кандидатская диссертация. М., МФТИ, 1974.
25. В. А. Данилычев. Докторская диссертация. М., ФИАН, 1974
A. W. Johnson, G. B. Gerardo. Sandia Labor., Albuquerque, New Mexico Report 871115 (SLA73-5822), 1973.