

му, разрядный промежуток заполняется однородной плазмой, температура которой, как показали прямые измерения [7, 8], в каждый момент времени имеет единое значение практически во всем разрядном объеме. Поэтому измеренные средние по диаметру трубки мгновенные значения температуры практически совпадают с ее мгновенными локальными значениями. Это позволяет каждому значению определенного из уравнения баланса энергии суммарного потока излучения поставить в соответствие конкретную температуру, при которой поток образован. Если, кроме того, определено рабочее давление в разряде, то тем самым получена вся необходимая информация о характере суммарного излучения.

На рис. 1 представлены результаты определения указанным методом излучения ксенонового разряда при рабочих давлениях 3, 10 и 16 атм. Мгновенные значения тока и напряжения определялись с помощью шунта и добавочного сопротивления, обеспечивавших точность измерений порядка 5%. Зондирование плазмы лазерным трехзеркальным интерферометром на двух длинах волн позволяло измерить мгновенные значения концентрации электронов n_e и нейтральных атомов n_a . По полученным данным находилась температура разряда (уравнение Саха) с точностью $\sim 2\%$ и рабочее давление газа (газодинамическое уравнение) с точностью $\sim 20\%$. Температура разряда варьировалась за счет изменения режима, а различные рабочие давления получены за счет различных начальных давлений наполняющего газа. При изменении режима разряда рабочее давление в трубке не сохранялось постоянным, поэтому исходные данные для трех зависимостей на рис. 1 получены в интервалах давлений 2.5—4.5, 9—14 и 14—18 атм. соответственно. Для приведения исходных данных в каждом диапазоне давлений к одному давлению предполагалось, что по крайней мере в указанных узких интервалах изменений давления поток излучения пропорционален последнему.

В пределах точности определения температуры, электрической мощности и давления газа расположение зависимостей на рис. 1 указывает на сохранение пропорциональности между суммарным излучением и давлением при изменении его от 3 до 16 атм. Этот факт качественно согласуется с данными расчета для аргона, приводимыми в работах [2, 3] при характерном размере плазмы 1 см.

На рис. 2 представлены экспериментальные температурные зависимости плотности потоков излучения аргона, криптона и ксенона, приведенные к давлению 10 атм. Сплошная кривая — расчетные данные работ [2, 3] для слоя 1 см и давления 10 атм. Расчет вполне удовлетворительно согласуется с соответствующими экспериментальными точками.

Литература

- [1] Л. М. Биберман, В. С. Воробьев, Г. Э. Норман. *Опт. и спектр.*, 14, 330, 1963.
- [2] И. Т. Якубов. *Опт. и спектр.*, 19, 497, 1965.
- [3] Ю. В. Москвин. *ТВТ*, 6, 1, 1968.
- [4] А. П. Соболев. *Опт. и спектр.*, 33, 1180, 1972.
- [5] А. А. Бакеев, Т. П. Нарожная, Р. Е. Ровинский. *ТВТ*, 11, 1973.
- [6] С. И. Андреев, В. Е. Гаврилов. *ТВТ* 8, 221, 1970.
- [7] М. М. Попович, В. В. Урошевич. *ТВТ*, 9, 627, 1971.
- [8] K. Günther. *Beitr. Plasma Phys.*, 10, 469, 1970.

Поступило в Редакцию 2 февраля 1972 г.

УДК 621.373 : 535 (206.3)

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГЕЛИЙ-КАДМИЕВОГО ЛАЗЕРА

Ф. А. Королев, А. И. Одинцов, Т. В. Феофилактова
и Н. И. Калиновская

Одним из важных свойств активной среды лазера является нелинейное насыщение усиления, выражающееся в зависимости коэффициента усиления от величины генерируемой мощности. В настоящей работе исследовалось нелинейное насыщение усиления для линии генерации 4416 Å гелий-кадмиевого лазера. Были выполнены также измерения ненасыщенного коэффициента усиления, мощности генерации и интенсивности спонтанной эмиссии данной линии в зависимости от условий разряда.

Эксперименты проводились с гелий-кадмиевым лазером обычной конструкции, в котором равномерное распределение паров кадмия по длине трубки поддерживается за счет катафореза. Использовалась стеклянная разрядная трубка внутренним диаметром 2.8 мм с длиной активной части 1 м. По обоим концам разрядного канала имелись резервуары для кадмия в виде шариков диаметром 3 см. Один из них (ближний к аноду) нагревался печкой и служил испарителем, в другом происходила конденсация

паров кадмия. Температура испарителя измерялась термопарой медь—константан с точностью $\pm 2^\circ \text{C}$. Резонатор состоял из сферического зеркала с радиусом кривизны 3 м и плоского, расположенных на расстоянии 178 см. Диэлектрические покрытия зеркал имели коэффициент отражения 99% для линии 4416 Å при пропускании 0.2%. Основной поперечный тип колебаний ТЕМ₀₀ выделялся в резонатор диафрагмы. Величина усиления на один проход измерялась путем внесения в резонатор лазера калиброванного ослабителя, в качестве которого использовались две плоскопараллельные кварцевые пластинки толщиной 3 мм, укрепленные на поворотных лимбах. Мощность генерации измерялась селеновым фотоэлементом, проградуированным в абсолютных единицах.

На рис. 1 показаны экспериментальные зависимости ненасыщенного коэффициента усиления в центре линии k_0 , мощности генерации W и интенсивности спонтанной эмиссии $I_{\text{сп}}$ линии 4416 Å от силы разрядного тока. Кривые снимались при фиксированных значениях температуры испарителя (220°C) и давления гелия (2.5 тор). Как видно из рис. 1, для всех трех величин k_0 , W и $I_{\text{сп}}$ в области токов 75–85 ма монотонный ход графиков нарушается. Каждая из полученных кривых помимо основного максимума, соответствующего оптимальной силе тока разряда, имеет второй (промежуточный) максимум при меньшей силе тока. С увеличением температуры испарителя максимумы сдвигаются в сторону больших токов. Указанный характер токовых зависимостей величин k_0 , W и $I_{\text{сп}}$ в общих чертах согласуется с результатами, полученными в [1, 2] для гелий-кадмиевого лазера, возбуждаемого переменным током. В лазерах, использующих разряд постоянного тока, промежуточные максимумы на соответствующих кривых ранее не наблюдались [3–5].

Авторы [1, 2] интерпретируют результаты своих экспериментов, выдвигая гипотезу о наличии двух механизмов возбуждения в гелий-кадмиевом лазере. Они полагают, что наряду с ионизацией Пеннинга, которая является основным механизмом накачки при малых токах разряда, в области больших токов главную роль играет возбуждение верхнего рабочего уровня электронным ударом из основного состояния иона кадмия. Однако следует иметь в виду, что для обеспечения скорости накачки $\sim 10^{17} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1}$, которая достигается в гелий-кадмиевом лазере [6], сечение возбуждения уровня должно быть весьма высоким (усредненное по скоростям электронов сечение $\langle \sigma v \rangle$ должно быть порядка $10^{-7} \text{ см}^2 \cdot \text{сек}^{-1}$). В настоящее время отсутствуют прямые доказательства важности данного процесса в гелий-кадмиевом разряде. Наблюдаемые закономерности могут быть объяснены и иначе, например, исходя из предположения, что в процессе возбуждения ионов кадмия путем ионизации Пеннинга наряду с метастабильными атомами гелия в состояниях 2^3S_0 и 2^1S_0 принимают участие и другие возбужденные состояния гелия [6, 7], насыщение которых с ростом тока наступает позже. Однако более правдоподобно, по-видимому, считать, что упомянутые провалы на экспериментальных кривых связаны с какими-то изменениями характеристик разряда.

Нелинейное насыщение усиления в линии 4416 Å исследовалось методом калиброванных потерь. Было найдено, что при фиксированных условиях разряда плотность внутренней мощности лазера I с хорошей точностью пропорциональна значениям функции $\Phi(X)$, введенной в [8], где $X = k_0/k$ — степень насыщения усиления (k_0 — ненасыщенное усиление в центре линии, k — насыщенное усиление, определяемое уровнем потерь резонатора). Это означает, что насыщение усиления на рассматриваемом переходе носит квазиоднородный характер, чего и следовало ожидать, поскольку при использованной длине резонатора межмодовый интервал $c/2L = 86 \text{ Мгц}$ сравним с естественной шириной линии перехода.

В случае квазиоднородного насыщения линии усиления величина I , определяемая как сумма плотностей мощности прямой и обратной волн в резонаторе лазера, может быть выражена следующей приближенной формулой [8, 9]:

$$I = \frac{8\pi h\nu^3}{c^2} \frac{\Delta\nu_D}{\sqrt{\ln 2}} \frac{\Gamma_2}{A_{21}} \Phi(X), \quad (1)$$

где $\Delta\nu_D$ — доплеровская ширина линии, A_{21} — вероятность спонтанного перехода, Γ_2 — полная вероятность распада верхнего рабочего уровня с учетом столкновительного тушения. Выражение (1) справедливо при условии, что вероятность распада нижнего рабочего уровня $\Gamma_1 \gg \Gamma_2$, которое хорошо выполняется для перехода 4416 Å. Величину плотности внутренней мощности I_0 , соответствующую значению $X=2$,

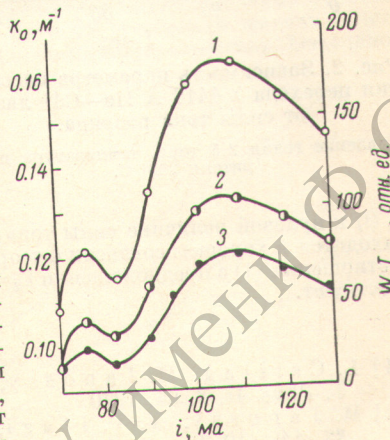


Рис. 1. Зависимость мощности генерации W (2), ненасыщенного коэффициента усиления k_0 (1), интенсивности спонтанной эмиссии $I_{\text{сп}}$ (3) линии 4416 Å CdII от силы тока разряда.

Давление гелия 2.5 тора, температура испарителя 220°C .

будем называть параметром насыщения. Из (1) видно, что параметр насыщения рассматриваемого перехода с точностью до постоянного множителя определяется выражением

$$I_0 \sim \Delta \nu_D \frac{\Gamma_2}{A_{21}}. \quad (2)$$

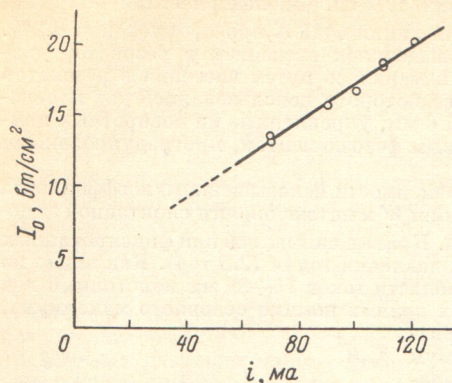


Рис. 2. Зависимость параметра насыщения перехода λ 4416 Å He—Cd⁺ лазера от силы тока разряда.

Давление гелия 2.5 тора, температура испарителя 220° С.

$I_0(i)$ к нулевой величине силы тока дает значение параметра $I_0(0) = 4$ Вт/см², которое находится в хорошем согласии с теоретическим значением 3.8 Вт/см², подсчитанным по соотношению (1) в предположении $\Gamma_2 = A_{21}$, т. е. когда столкновительные переходы отсутствуют.

Литература

- [1] L. Csillag, M. Janossy, K. Kantor, K. Rozsa, T. Salamon. J. Phys. D, 3, 64, 1970.
- [2] M. Janossy, V. V. Itagi, L. Csillag. Acta Phys. Acad. Sci. Hung., 32, 149, 1972.
- [3] W. T. Silfvast. Appl. Phys. Letters, 13, 169, 1968.
- [4] T. G. Giallorenzi, S. A. Ahmed. IEEE J. Quant. El-7, 11, 1971.
- [5] М. К. Дятлов, В. А. Степанов, В. А. Перебякин. Тр. конф. по электронной технике (газоразрядные приборы), вып. 2 (18), 1970.
- [6] И. Г. Иванов, Е. Л. Латуш, В. Ф. Папакин, М. Ф. Сэм. Изв. вузов, физика, № 8, 85, 1972.
- [7] W. T. Silfvast. Appl. Phys. Letters, 15, 23, 1969.
- [8] A. D. White, E. I. Gordon, J. D. Rigden. Appl. Phys. Letters, 2, 91, 1963.
- [9] А. И. Одинцов. Вестн. МГУ, физика, астрономия, № 4, 391, 1970.
- [10] А. И. Одинцов, В. В. Лебедева, И. В. Шафрановская. ЖТФ, 39, 879, 1969.

Поступило в Редакцию 22 июня 1973 г.

УДК 537.523/527

ИЗМЕРЕНИЕ РАДИАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ РАЗРЯДА В АРГОНЕ ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОЙ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

В. Н. Ржевский

В области давлений, больших нескольких тор, при определении температуры атомов существующие спектроскопические методы в ряде случаев дают неправильные результаты из-за наличия определенных тушащих столкновений возбужденных атомов [1, 2].

Спектроскопическими методами затруднительно, а при контракции разряда и невозможно определение радиального распределения температуры нейтрального газа в разряде.