

ЛИТЕРАТУРА

1. Holstein T. Imprisonment of resonance radiation in gases.— «Phys. Rev.», 1947, vol. 72, p. 1212.
2. Биберман Л. М. К теории диффузии резонансного излучения.— ЖЭТФ, 1947, т. 17, с. 416.
3. Преображенский Н. Г. О кинетике газового лазера в условиях блокировки резонансного излучения.— В кн.: Газодинамика и физическая кинетика. Новосибирск, изд. Ин-та теор. и прикл. механики СО АН СССР, 1974, с. 33.
4. Бейтман Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. М., «Наука», 1965.
5. Голубовский Ю. Б., Лягущенко Р. И. О девозбуждении резонансных уровней в ряду цилиндрической конфигурации.— «Оптика и спектроскопия», 1975, т. 38, с. 1086.
6. Преображенский Н. Г., Сенина А. В. Спектральные характеристики оптически плотной плазмы.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1971, № 4, с. 25.

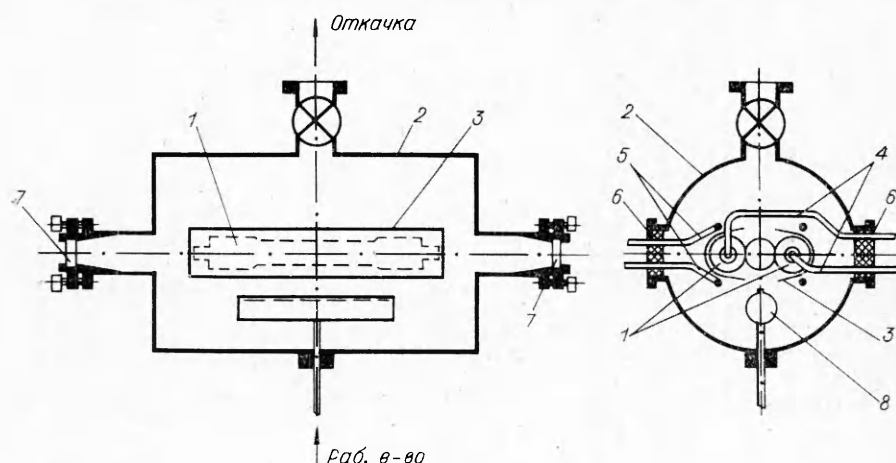
УДК 621.375.826+533.599

ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОДИССОЦИОННОГО ЛАЗЕРА
НА ЙОДИСТОМ МЕТИЛЕ*В. А. Дудкин, В. Г. Некрашевич, В. Б. Рухин**(Москва)*

Йодистый метил является одним из первых веществ, которые позволили получить генерацию на переходе атома йода $5^2P_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$ с $\lambda = 1,315$ мкм методом импульсного фотолиза [1]. В дальнейшем показано [2, 3], что оптимальные для генерации давления йодистого метила существенно меньше по сравнению с другими соединениями, а энергетический выход в импульсе генерации ниже. Видимо, поэтому последующие исследования проводились в основном с перфторалкильными соединениями, так что данные об энергетических и временных характеристиках генерации при фотолизе CH_3I практически отсутствуют. Можно лишь указать, что в работе [4] приведена осциллограмма импульса генерации длительностью порядка 5 мкс при мощности порядка 10 Вт.

В данной работе поставлена задача получить более детальные сведения о временных и энергетических характеристиках генерации при фотолизе CH_3I , а также исследовать влияние прокачки рабочего вещества на эти характеристики, наблюдавшееся в целом ряде работ (см., например, обзор [5]). Для газодинамических лазеров возникновение инверсной заселенности тесно связано с кинетикой уменьшения температуры рабочей среды при адиабатическом расширении газа. Для электроразрядных лазеров высокой мощности конвективное охлаждение газа при прокачке позволяет улучшить их энергетические характеристики. Для лазеров с возбуждением в процессе фотодиссоциации исследований с протоком рабочего вещества до сих пор не проводилось. Ниже приведены экспериментальные результаты, полученные при работе импульсного лазера без протока и при наличии поперечного протока рабочей смеси через объем резонатора. Рабочим веществом является йодистый метил CH_3I , а также его смеси с геллем.

Эксперименты проводились на установке, схема которой приведена на фиг. 1, где 1 — импульсные лампы, 2 — вакуумная камера, 3 — отражатели, 4 — провода питания, 5 — провода поджига, 6 — окна из оргстекла, 7 — зеркала, 8 — коллектор. Накачка рабочего вещества осуществлялась двумя последовательно соединенными импульсными лампами ИФП-5000, размещавшимися на расстоянии 23 мм друг от друга внутри вакуумной камеры. Для увеличения потока излучения накачки исполь-

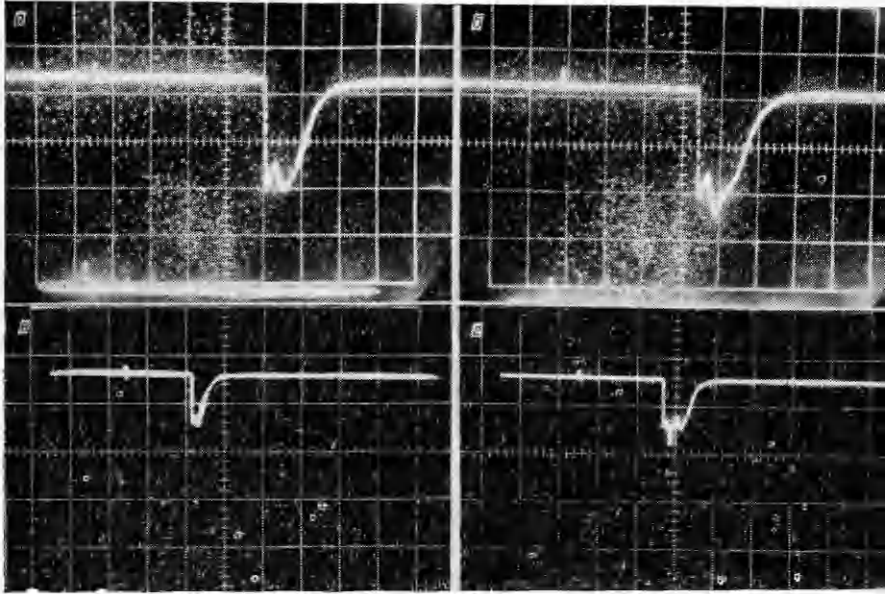


Ф и г. 1

зовались дюралюминиевые отражатели. Поперечное сечение резонатора при этом оказалось равным примерно $4,5 \text{ см}^2$. Йодистый метил подавался в объем вакуумной камеры через 4 щели, прорезанные вдоль стальной трубки. Размер каждой щели $0,2 \times 60 \text{ мм}^2$, внутренний диаметр стальной трубки 15 мм, длина 400 мм, расстояние от щели до оси резонатора 18 мм. При потоке вещества откачка камеры производилась насосом ВН-6, позволявшим добиться предельного вакуума $\leq 0,05 \text{ мм рт. ст.}$ Давление в камере измерялось масляным манометром и образцовым вакуумметром, дополнительный вакуумметр позволял измерять давление внутри трубки со щелями.

В лазерной установке одно из зеркал резонатора имело плотное золотое покрытие и было сферическим с радиусом кривизны $R = 300 \text{ см}$, другое зеркало — плоским и имело диэлектрическое покрытие с пропусканием на длине волны генерации $\lambda = 1,315 \text{ мкм}$ 2%. Зеркала располагались на расстоянии 176 см друг от друга на торцах камеры. В типичных условиях энергия накачки составляла 600 Дж ($C = 33,3 \text{ мкФ}$, $U = 6 \text{ кВ}$). Длительность импульса накачки измерялась фотоэлементом Ф-1 со светофильтрами УФС-1 и УФС-5, а длительность генерации — фотоумножителем ФЭУ-28 с низкоомной нагрузкой, так что постоянная времени была менее 1 мкс. При измерениях использовался двухлучевой осциллограф с запоминанием С1-51, а для ослабления сигнала — светофильтры типа НС. Длительность импульса накачки по уровню половины интенсивности составляла 80—90 мкс, а длительность генерации — 10—20 мкс с задержкой относительно начала работы лампы 30—40 мкс. Энергетический выход генерации измерялся прибором ИМО-2 и по порядку величины составлял 1—2 мДж. Типичные осциллограммы импульса генерации приведены на фиг. 2 (*a* — CH_3I без протока, развертка 10 мкс/дел, энергия 0,9 мДж; *b* — CH_3I проток, развертка 10 мкс/дел, энергия 1,1 мДж; *в* — смесь $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ без протока, развертка 25 мкс/дел, энергия 1,2 мДж; *г* — смесь $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ проток, развертка 25 мкс/дел, энергия 2 мДж). Из временных и энергетических данных вычислялась средняя мощность в импульсе генерации. В экспериментах в зависимости от условий средняя мощность менялась в пределах 50—100 Вт.

Рассмотрим более подробно газодинамические условия, при которых проводились эксперименты. В таблице приведены значения давлений рабочей среды в трубке до истечения из щелей p_1 и давление в рабочей ка-



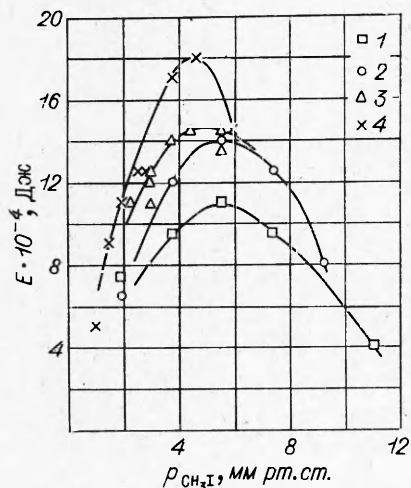
Ф и г. 2

мере p_2 при прокачке, показывающее типичные экспериментальные значения при измерениях. Исходя из данных p_1 и p_2 и зная поперечное сечение щелей, из которых происходит истечение газа, по известным формулам газодинамики (см., например, [6]) определяли расход газа в единицу времени G , скорость истечения газа из щелей v и его температуру T для условий адиабатического расширения. Значения G , v и T также приведены в таблице. Для контроля проводилось экспериментальное определение расхода газа по уменьшению его давления в исходном калиброванном объеме. Экспериментальные данные практически совпадали с расчетными.

Вычисление числа Рейнольдса для истечения CH_3I и смеси его с He через щели дает для данных экспериментальных условий значения $\text{Re} \approx 100-400$. Согласно [7], истечение плоской струи может считаться ламинарным лишь при $\text{Re} < 30$. Поэтому для расчета геометрии истечения потока газа и распределения скоростей использовались результаты теории турбулентных струй [8]. В частности, для зависимости осевой скорости газа от координаты на основном участке струи бралась приближенная формула Ван дер Хегге — Цийнена $u_{\text{max}}(x)/u_0 = 2,48/(x/\bar{d} + 0,6)^{1/2}$, где $u_{\text{max}}(x)$ — скорость потока в направлении истечения (x отсчиты-

p_1 , мм рт. ст.	p_2 , мм рт. ст.	G , г/с	v , м/с	T , К	Состав
9	7	0,20	86	280	CH_3I
26	5	0,65	137	261	CH_3I
88	26	1,07	325	232	$\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ 1:6
70	29	0,85	372	231	$\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ 1:7
99	44	1,20	372	231	$\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ 1:7

вается от щелей и $x/d > 10$); u_0 — начальная скорость потока; d — ширина щели. Угол расхождения границ струи по уменьшению скорости газа в два раза, согласно [8], принимался равным 11° . При расстоянии щели до оси резонатора 18 мм и ширине щели 0,2 мм получим, что ширина



Ф и г. 3

тервале давлений $p_{\text{CH}_3\text{I}} = 2 - 10$ мм рт. ст. кривые имеют максимум в области 4–6 мм рт. ст. Наличие максимума можно понять из рассмотрения предельных случаев. При малых давлениях CH_3I уменьшается оптическая плотность среды и увеличивается поглощение энергии накачки в отражателях. Уменьшение поглощения средой энергии накачки приводит к уменьшению энергии в импульсе генерации. При больших давлениях CH_3I увеличивается частота неупругих соударений возбужденных атомов I^* с молекулами CH_3I , что (по данным работы [9]) является основной причиной дезактивации атомов I^* . Это приводит к уменьшению энергии генерации при больших давлениях.

Сравнение кривых фиг. 3 показывает, что наименьший энергетический выход имеет место для чистого CH_3I без протока. Смесь йодистого метила с гелием в статических условиях и чистый CH_3I в условиях протока дают примерно одинаковые зависимости от давления, причем максимум по энергии в 1,4 раза больше максимума кривой 1. Наибольший энергетический выход наблюдался при протоке через резонатор смеси $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ (относительное увеличение в 1,8–2 раза по сравнению с кривой 1).

Обработка совокупности полученных осциллографических данных привела к следующим результатам. При протоке через резонатор CH_3I происходит незначительное удлинение импульса генерации на 1–3 мкс. Прирост энергии по сравнению с данными, полученными без протока CH_3I , обусловлен повышением средней мощности генерации. При протоке смеси $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ удлинение импульса генерации более заметно и менялось в различных опытах от 2 до 10 мкс. Однако в этом случае также происходит увеличение средней мощности при сравнении с генерацией смеси без протока. Характерные времена задержки и длительности импульса генерации (40 и 20 мкс) слишком малы для того, чтобы макроскопическое движение среды через резонатор привело к заметному ее перемещению. Оценка этого линейного перемещения из приводимых выше соотношений

струи вблизи оси резонатора порядка 4 мм, а максимальная скорость потока составляет примерно $1/4$ от скорости истечения газа через щели. Эти цифры использовались для оценки протока вещества за время импульса генерации.

Экспериментальные результаты приведены на фиг. 3 (1 — CH_3I без протока; 2 — смесь $\text{CH}_3\text{I} : \text{He} = 1 : 7$ без протока; 3 — CH_3I проток; 4 — смесь $\text{CH}_3\text{I} : \text{He} = 1 : 7$ проток). По оси абсцисс отложено парциальное давление CH_3I в камере, по оси ординат — энергия импульса генерации, получаемая в различных экспериментальных условиях. Результаты приведены для чистого CH_3I и для смеси $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ в молярной пропорции 1 : 7. Для смесей 1 : 6 и 1 : 8 качественно получались те же результаты. В исследуемом ин-

приводит к величине порядка десятых долей миллиметра. Таким образом, за счет протока общая облучаемая масса молекул CH_3I увеличивается не более чем на 5%. Эта оценка, а также увеличение средней мощности генерации приводят к выводу, что в условиях протока вещества через резонатор происходит изменение пороговых характеристик активной среды, способствующее увеличению энергии в импульсе генерации.

Подобное изменение естественно связать с температурными изменениями всей рабочей среды. Поэтому рассмотрим подробнее процесс энерговыделения при фотодиссоциации молекул CH_3I . В отдельном акте фотодиссоциации $h\nu = E_1 + E_2 + E_3$, где $h\nu$ — энергия кванта накачки; E_1 — энергия диссоциации молекулы CH_3I по связи С — I; E_2 — энергия возбуждения атома I; E_3 — избыточная энергия продуктов диссоциации, приводящая в конечном счете к повышению температуры среды. Исходя из известных данных $h\nu \approx 5$ эВ, $E_1 = 2,5$ эВ и $E_2 = 0,94$ эВ, можно найти, что на долю E_3 приходится $\approx 1,5$ эВ. Оценка повышения температуры среды без гелия за время импульса генерации при степени диссоциации среды 2–3% * приводит к изменению $\Delta T = 40$ – 60° . Следовательно, энерговыделение внутри объема резонатора за счет первичного акта фотодиссоциации в течение импульса генерации приводит к слабому разогреву вещества. Скорости вторичных процессов рекомбинации при рабочих давлениях малы и на этих временах не вносят вклада в нагрев среды. В экспериментах без протока роль гелия в повышении энергетического выхода генерации сводится, по-видимому, к тому, что он за счет упругих соударений ускоряет «охлаждение» возбужденных атомов йода, которые в момент диссоциации CH_3I получают избыточную кинетическую энергию. Обусловленное этим «охлаждением» уменьшение доплеровской ширины линии излучения атомов I* увеличивает коэффициент усиления активной среды и повышает энергетический выход в импульсе генерации.

В экспериментах с протоком рабочего вещества через резонатор температура газа несколько понижается при адиабатическом его расширении после щелей. В таблице приведены значения температуры газа, откуда видно, что для CH_3I понижение температуры (от комнатной) составляет 20– 30° , а для смеси $\text{CH}_3\text{I} : \text{He}$ достигает 60° . Для качественного объяснения наблюдаемых изменений энергии генерации в условиях протока вещества и без протока можно принять, что при понижении поступательной температуры в потоке газа уменьшается частота неупругих соударений возбужденных атомов йода с молекулами CH_3I . Для количественных выводов следовало бы знать, как быстро устанавливается равновесие между температурой возбужденных атомов йода и температурой среды в присутствии гелия и без него. Однако выяснение этого вопроса требует специального исследования.

Поступила 30 III 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Kasper J. V. V., Pimentel G. C. Atomic iodine photodissociation laser. — «Appl. Phys. Lett.», 1964, vol. 5, p. 231.
2. Андреева Т. Л., Дудкин В. А., Малышев В. П., Михайлов Г. В., Сорокин В. П., Новикова Л. А. Оптический квантовый генератор с возбуждением в процессе фотодиссоциации. — ЖЭТФ, 1965, т. 49, с. 1408.

* Степень диссоциации определялась из данных об энергетическом выходе в импульсе генерации с учетом ухода частиц по каналу неупругих соударений и пороговой инверсной заселенности.

3. Pollack M. A. Pressure dependence of the iodine photodissociation laser peak output.— «Appl. Phys. Lett.», 1966, vol. 8, p. 36.
4. Kasper J. V. V., Parker J. H., Pimentel G. C. Iodine-atom laser emission in alkyl iodide photolyses.— «J. Chem. Phys.», 1965, vol. 43, p. 1827.
5. Карнюшин В. Н., Солоухин Р. И. Применение газодинамических течений в лазерной технике.— ФГВ, 1972, т. 8, с. 163.
6. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
7. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М., «Наука», 1974.
8. Гиневский А. С. Теория турбулентных струй и следов. М., «Машиностроение», 1969.
9. Donovan R. J., Fotakis C. Isotope effects in the quenching of electronically excited atoms.— «J. Chem. Phys.», 1974, vol. 63, p. 2159.

УДК 537.56

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА И ПЕРЕХОДНОЙ ТОК ГАЗОВОГО ПРОМЕЖУТКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИМПУЛЬСНОГО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. А. Аргунов, В. В. Захаров, Г. Ф. Иоилев,
Е. В. Чехунов

(Москва)

В работе [1] рассмотрен вопрос о снижении пробивного напряжения газового промежутка при действии на него мощного ионизирующего импульса. Рассчитаны предпробойные переходные токи для аргона и воздуха в случае широкого промежутка (расстояние между электродами $d = 1$ см). Вопрос о виде вольт-амперной характеристики в области больших токов (режим «тлеющего» разряда) не рассматривался.

Цель данной работы — расчет вольт-амперных характеристик узкого газового промежутка ($d = 2 \cdot 10^{-2}$ см) как в области больших, так и в области малых токов (область токов, ограниченных объемным зарядом).

1. Полагаем, что внешний источник излучения создает в междуэлектродном промежутке однородную по объему ионизацию. Это предположение хорошо выполняется в случае малых расстояний между электродами. Координату x направим от катода к аноду. Тогда исходная система уравнений и граничные условия имеют вид [1—3]

$$(1.1) \quad \partial q_- / \partial t = \alpha(E)j_- - \partial j_- / \partial x + Q;$$

$$(1.2) \quad \partial q_+ / \partial t = \alpha(E)j_+ + \partial j_+ / \partial x + Q;$$

$$(1.3) \quad \partial E / \partial x = (4\pi/\epsilon)(q_- - q_+);$$

$$(1.4) \quad j_-(0, t) = \gamma_i j_+(0, t) + \gamma_* \int_0^d \alpha(E) j_-(x, t) dx;$$

$$(1.5) \quad j_+(d, t) = 0;$$

$$(1.6) \quad \int_0^d E(x, t) dx = U = \text{const},$$

где q_- и q_+ — плотности зарядов электронов и положительных ионов;