

## ДЕФОРМАЦИЯ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА В ПАРАХ ИОДА

В. П. Лопасов, С. Ю. Нечаев и Ю. Н. Пономарев

Рассматривается распространение гигантского импульса лазера на рубине в резонансно-поглощающих молекулярных парах иода в условиях сильной зависимости коэффициента поглощения среды от интенсивности. При больших значениях оптической плотности ( $D=k, l=6$ ) наблюдалось искажение формы и сокращение длительности импульса лазера на выходе кюветы с парами иода. Экспериментальные данные сравниваются с результатами расчета на основе кинетических уравнений.

Для целого ряда практических применений (например, в области атмосферной оптики) большой интерес представляет исследование нелинейного взаимодействия световых импульсов с резонансно-поглощающей газовой средой. Однако для атмосферных газов в видимой и ближней инфракрасной области мало поглощение ( $10^{-5} \div 10^{-7} \text{ см}^{-1}$ ) [2] и наблюдение нелинейных эффектов в лабораторных условиях затруднительно. Поэтому удобно вести исследование основных закономерностей распространения в модельных газовых средах (парах различных химических элементов), которые характеризуются намного большим по сравнению с атмосферными газами поглощением. Так, в [3] обнаружена нелинейная зависимость коэффициента поглощения паров молекулярного иода от мощности гигантского импульса рубинового лазера. Поперечное сечение поглощения  $\sigma = 1.5 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$ , что на два—три порядка выше сечения поглощения водяного пара (одного из основных поглощающих газов в области излучения рубинового лазера).

Анализируя работы [3-7], можно выделить основные процессы, влияющие на характер взаимодействия.

1. При поглощении кванта излучения рубинового лазера молекула иода распадается на нейтральные атомы за время  $\tau_{\text{расп.}} \sim 10^{-11}$  сек. (переход  $^1\Sigma_{g^+} \rightarrow ^3\Pi_{1u}$ ).

2. Восстановление поглощения происходит за счет рекомбинации атомов иода в молекулу при тройных столкновениях ( $\tau_{\text{рекомб.}} \sim 10^{-4} \div 5 \cdot 10^{-6}$  сек. при давлении паров иода до 0.1 атм.) и колебательной релаксации ( $\tau_{\text{кол.}} \sim 10^{-6}$  сек. при тех же давлениях).

3. Атомарный иод не поглощает лазерного излучения и не оказывает существенного влияния на деформацию импульса.

Таким образом, при взаимодействии импульса рубинового лазера длительностью  $\sim 5 \cdot 10^{-8}$  сек. с парами молекулярного иода выполняется соотношение

$$\tau_{\text{рег}} \gg \tau_{\text{имп}} \gg \tau_{\text{расп}}$$

Величина коэффициента поглощения в таком случае зависит от плотности энергии светового импульса на входе среды; случай «насыщения энергией» [1].

Нами проведено исследование изменения формы и длительности светового импульса рубинового лазера с модуляцией добротности в парах молекулярного иода.



Кинетические уравнения, описывающие деформацию импульса для данного случая, решены, например, в [8]. На основе этих уравнений проведен расчет изменения форм импульса на выходе среды для случая гауссова, косинусоидального и лорентцова импульсов на входе; результаты расчета для двух интегральных значений плотности энергии импульса и для различных значений оптической плотности среды представлены на рис. 1. Для всех трех видов импульсов наблюдается смещение максимума выходного импульса в сторону заднего фронта. Однако если для гауссова

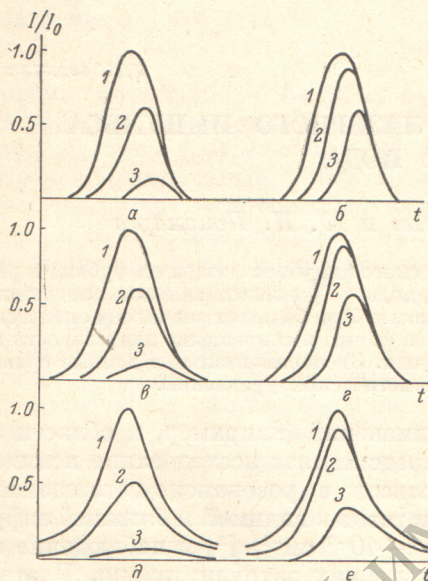


Рис. 1. Зависимость формы импульса лазера на рубине на выходе резонансно-поглощающей среды молекулярных паров иода от формы импульса на входе, оптической плотности среды и энергии импульса, рассчитанная на основе кинетических уравнений.

Энергия  $E=8$  дж/см<sup>2</sup> (а, в, д),  $E=16$  дж/см<sup>2</sup> (б, г, е). а, б — косинусоидальный импульс, в, г — импульс в виде функции Гаусса, д, е — импульс в виде функции Лоренца. Оптическая плотность  $D=\sigma Nl$ ; 1 —  $D=0$ , 2 —  $D=1.8$ , 3 —  $D=4.7$ .

и косинусоидального импульсов наблюдается уменьшение длительности в  $1.5 \div 2$  раза, то для импульса в форме кривой Лоренца сколько-либо существенного сокращения в заданных условиях не наблюдается. Этот факт можно объяснить тем, что в крыльях лорентцова импульса заключена значительная часть его энергии, поэтому просветление среды частично достигается за счет перед-

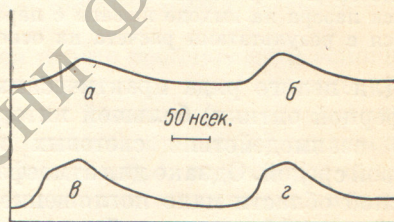


Рис. 2. Форма лазерного импульса на выходе резонансно-поглощающей среды молекулярных паров иода.

а —  $p=0$  ( $D=0$ ,  $R=40$  см,  $E=6$  дж/см<sup>2</sup>), б —  $p=80$  мм рт. ст. ( $D=6$ ,  $R=40$  см,  $E=6$  дж/см<sup>2</sup>), в —  $p=0$  ( $D=0$ ,  $R=100$  см,  $E=4.5$  дж/см<sup>2</sup>), г —  $p=80$  мм рт. ст. ( $D=6$ ,  $R=100$  см,  $E=4.5$  дж/см<sup>2</sup>).

него крыла импульса, а основная часть импульса взаимодействует с менее поглощающей средой.

Используемый в эксперименте лазер работал в режиме пассивной модуляции на стекле КС-19. Резонатор лазера образован оптической стопой из двух плоскопараллельных кварцевых пластин и сферическим зеркалом ( $R=40$  или  $100$  см) с коэффициентом отражения около 98%. С первым зеркалом длительность импульса  $\tau_n=85$  нсек. (рис. 2, а), со вторым  $\tau_n=95$  нсек. (рис. 2, в), причем передний фронт импульса более крутой, чем задний. При фиксированном уровне накачки и стабилизации температуры активного элемента разброс основных параметров импульса (длительности, ширины спектра и энергии) не превышал 4%. Кристаллический иод помещался в обогреваемую кварцевую кювету длиной 20 см. Воздух из нее откачивался до давления 0.05 атм. Давление паров иода в кювете определялось ее температурой (контролировалась термомпарой). Энергия на входе кюветы измерялась калориметром ИКТ-1М, а форма импульса на выходе фотоприемником ФК-2 и осциллографом С1-11. Процедура измерений была следующей. Вначале регистрировалась форма импульса на выходе кюветы, когда ее температура равнялась комнатной и давление насыщенных паров иода не превышало 0.02 мм рт. ст. Форма импульса и его длительность не отличались от формы и длительности импульса в отсутствие кюветы. Затем кювету нагревали. В диапазоне температур



50–90° С изменений в форме и длительности импульсов (в пределах ошибки измерений) замечено не было. С дальнейшим ростом температуры появляется различие между сигналами на входе и выходе кюветы.

На рис. 2, б показана форма импульса лазера с зеркалом  $R=40$  см, а на рис. 2, в — лазера с зеркалом,  $R=100$  см на выходе кюветы, температура внутри которой 110° С, оптическая плотность паров иода  $D=kl=6$ . Более гладкий и симметричный импульс (рис. 2, а) укорачивается до 75 нсек. и передний фронт его становится круче. Импульс с крутым передним фронтом (рис. 2, в) укорачивается до 85 нсек. Существенного изменения его формы при этом незаметно. Плотность энергии излучения внутри кюветы (при фокусировке линзой с  $f=20$  см) составляла 6 и 4.5 дж/см<sup>2</sup> для 1-го и 2-го входного импульсов соответственно. Зафиксированное в эксперименте в обоих случаях сокращение длительности импульса составляет 12%, что гораздо больше, чем величина экспериментально измеренной по большой серии импульсов нестабильности лазера по длительности. Искажение формы и сокращение длительности импульсов в парах иода наблюдается при интенсивности излучения в кювете 50–70 Мвт/см<sup>2</sup>, т. е. когда в [3] замечено значительное уменьшение поглощения. Качественное согласие экспериментально наблюдаемой картины (обострение переднего фронта и сокращение длительности для симметричного импульса и незначительное изменение формы импульса с заметным сокращением длительности для импульса с крутым передним фронтом) с результатами расчета говорит в пользу того, что деформация импульса рубинового лазера происходит за счет нелинейности коэффициента поглощения паров молекулярного иода при «насыщении энергией».

#### Литература

- [1] П. Г. Крюков, В. С. Летохов. Усп. физ. наук, 99, 169, 1969.
- [2] В. Е. Зуев. Распространение видимых и инфракрасных волн в атмосфере. Изд. «Сов. радио», М., 1970.
- [3] Н. А. Генералов, Г. И. Козлов, В. А. Масюков. ЖЭТФ, 58, 437, 1970.
- [4] P. Sulzer, K. Wieland. Helv. Phys. Acta, 25, 653, 1953.
- [5] P. S. Millican, D. R. White. J. Chem. Phys., 39, 3209, 1963.
- [6] В. Н. Кондратьев. Кинетика химических газовых реакций. Изд. АН СССР, М., 1958.
- [7] М. Н. Сафарян. Опт. и спектр., 30, 767, 1971.
- [8] L. M. Frantz, J. S. Nodvik. J. Appl. Phys., 34, 2346, 1963.

Поступило в Редакцию 8 октября 1973 г.