

Ю.В. Анищенко, В.Ю. Гальперин, В.А. Радков, В.В. Сычев

## ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ В ВОЗДУХЕ УФ-ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 248 НМ

В работе на базе экспериментальных данных получена формула для потерь мощности излучения KrF-лазера ( $\lambda = 248$  нм) на многоквантовую ионизацию воздуха при атмосферном давлении в зависимости от интенсивности излучения и расстояния по трассе.

Интенсивное лазерное излучение с длиной волны 200 ... 400 нм, проходя через газообразные среды, испытывает нелинейное ослабление, ионизационные потери. Как показано в работе [1], вероятность ионизации степенным образом зависит от плотности мощности излучения

$$W \sim J^k. \quad (1)$$

Причем  $k$  — дробное число, равное отношению потенциала ионизации  $I$  к энергии кванта  $fi_1\omega$  ( $f$  — потенциал ионизации молекулы (атома) в чистых молекулярных (атомарных) газах). Этот процесс существенно отличается от многофотонной ионизации, где  $k$  равно целому числу квантов, необходимых для его энергетической возможности. Многофотонная ионизация наблюдается в разреженных газах и означает одновременное действие квантов [2] на молекулу  $k$ . В работе [1] ионизация воздуха лазерным излучением с длиной волны 266 нм (4-я гармоника лазера на алюмоиттриевом гранате, активированном  $\text{Nd}^{3+}$ ) изучалась в газах при давлении, близком к атмосферному. В этом случае важны соударения молекул. Процесс носит скорее каскадный характер, Однако отличается и от того, что принято называть каскадной ионизацией, так как молекула может терять энергию, разменивая ее с партнером по соударению. В дальнейшем будем называть его многоквантовой ионизацией (МКИ). Как показано в работе [1], этот процесс эффективен и его исследование актуально, так как он влияет на распространение в атмосфере УФ-излучения. Ионизационные потери могут повлиять на дальность исследования атмосферы с помощью таких эксимерных лазеров, как ArF-, KrF- и XeCl-лазеры. Кроме того, процесс ионизации отразится на характеристиках спектра люминесценции газа, стимулированной оптическим излучением диапазона 200 ... 300 нм. Использование МКИ в спектроскопии открывает, очевидно, новые еще не изученные возможности.

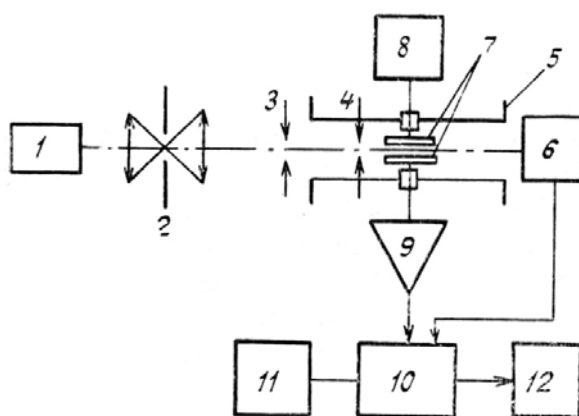


Рис. 1. Принципиальная схема установки

В настоящей статье рассматривается ионизация воздуха при атмосферном давлении пучком излучения KrF-лазера, при  $\lambda = 248$  нм. Приводятся формулы ионизационных потерь  $dj/dx$ , длины половинного ослабления плотности мощности, зависимость  $j(x)$ .

**Экспериментальная установка.** Источником излучения служил KrF-лазер 1 (рис. 1) производства СКВ ИОФ АН СССР модель 1701. Пучок пропускаться через пространственный фильтр 2, диафрагмы 3 и 4, поступал в ионизационную камеру 5, а затем на фотокатод ФЭУ-142 6, нечувствительного к видимому свету. Плоские электроды камеры 7 диаметром 35 мм находились на расстоянии 5,5 мм друг от друга. Один из электродов присоединялся к источнику высокого напряжения 8, другой, собирающий, — к входу, зарядово-чувствительного предусилителя 9 с уровнем шумов 0,2 мкВ в

полосе  $10^4$  Гц и с коэффициентом усиления  $2 \cdot 10^3$ . Сигнал с предусилителя поступал на вход двухлучевого осциллографа С1-55 10, на его второй вход подавался импульс с ФЭУ. Амплитуды обоих импульсов регистрировались двумя цифровыми вольтметрами 11, 12, работающими синхронно с разверткой осциллографа. Линейности трактов проверялись в пределах 70 Дб с помощью генератора прямоугольных импульсов. Линейность ФЭУ контролировалась с помощью набора идентичных фильтров УФС-1. Количественная зависимость величины импульса напряжения в тракте измерения ионизации от числа электронов в промежутке между электродами определялась с помощью  $\alpha$ -частиц, испускаемых коллимированным источником  $\text{Pu}^{238}$ . Величина сигнала от  $\alpha$ -частицы варьировала около 100 мВ ( $98 \pm 2$ ). Среднеквадратический размах шумов составлял  $\pm 0,4$  мВ. Импульсная мощность УФ-излучения измерялась с помощью калориметра ИМО-2М. При этом импульсы поступали с частотой 12,5 Гц.

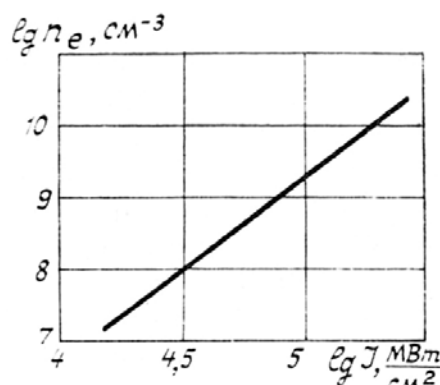


Рис. 2. Зависимость  $n_e(j)$  в логарифмическом масштабе в воздухе при нормальных условиях. Ошибки в пределах толщины линии

**Результаты измерения и их обсуждение.** Типичная зависимость концентрации электронов в камере от плотности мощности лазерного излучения представлена на рис. 2 в двойном логарифмическом масштабе. Прямая линия — результат обработки на ЭВМ множества экспериментальных данных. Наклон прямой  $k$  равен  $2,41 \pm 0,06$ . Ошибка среднеквадратическая с 5%-м критерием значимости. Нормированная зависимость концентрации электронов  $n_e \text{ см}^{-3}$  от плотности мощности  $j$  выражается как

$$n_e = C j^k = (5_{-2}^{+4}) \cdot 10^{11} j^{2,41}, \quad (2)$$

где  $C$  — функция  $k$ ;  $j$  — нормированная плотность потока,  $j = I/I_n$ , причем  $I_n = 10^6 \text{ Вт/см}^2$ . Следует подчеркнуть, что  $k$  равно отношению потенциала ионизации кислорода  $I = 12,07$  к энергии кванта  $f_i \omega = 5,0$  эВ. Кислород составляет лишь приблизительно 1/5 состава воздуха, однако из макроскопических его компонентов имеет самый низкий потенциал ионизации. Таким образом,  $k$  соответствует отношению потенциала ионизации молекулярного компонента в смеси газов с наименьшим потенциалом ионизации к энергии кванта. Вывод этот не нов [1]. То же самое имело место при исследовании процесса многоквантовой ионизации воздуха УФ-излучением с длиной волны 266 нм, а также смеси газов  $\text{He} + \text{CO}_2 + \text{N}_2$  в пропорции 1:1:1. Измерение  $k$  можно использовать для определения неизвестного газового компонента — примеси к известному газу, имеющему высокий потенциал ионизации, например, к He. Таким же способом можно определить или уточнить потенциал ионизации исследуемого вещества в газообразной фазе. Минимальное количество примеси ориентировочно можно определить из соотношения

$$N > \frac{1}{\sigma_t \langle v \rangle \tau} \quad (3)$$

где  $\sigma_t$  — газокинетическое эффективное сечение столкновения молекул;  $\langle v \rangle$  — средняя скорость молекул;  $\tau$  — длительность импульса оптического излучения. Неравенство (3) означает, что, находясь в поле волны, молекула испытывает несколько столкновений.

Рассмотрим ионизационные потери излучения с энергией кванта  $f_i \omega$ , обусловленные нелинейным МКИ-процессом. Изменение плотности излучения на единице длины составляет

$$\frac{dj}{dx} = - C' j^k \beta \frac{I}{J_n}, \quad (4)$$

где  $C'j^k$  — интенсивность ионизации,  $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ ;  $\beta$  — величина, показывающая, во сколько раз для образования одной пары ионов в среднем требуется энергии больше, чем  $I$ .

Интегрируя (4), выразим плотность мощности на расстоянии  $x$ ; через  $x_{1/2}$  — расстояние, на котором теряется половина начальной плотности мощности  $j_0$ . В воздухе

$$j(x) = \frac{j_0}{(1 + 1,6x/x_{1/2})^{0,71}}. \quad (5)$$

Выражение для длины полупоглощения начальной мощности имеет вид

$$x_{1/2} = \frac{J_u/\hbar\omega}{2C'\beta j_0^{1,41}}. \quad (6)$$

Входящая в (4)–(6) величина  $C'$  пока не определена. Теоретическое выражение  $C'$  требует решения системы кинетических уравнений с использованием матричных элементов перехода молекул вверх по энергетической шкале во взаимодействии с полем УФ-излучения и вниз при столкновениях, ударах второго рода.

Определим  $C'$  из экспериментальных данных. Собираемый анодом камеры заряд зависит как от выхода фотоэлектронов, так и от скорости диссипативных процессов — прилипания и рекомбинации электронов. Уравнение баланса имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = C'j^k - \alpha n_e^2 - \delta n_e, \quad (7)$$

где  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации;  $\delta$  — частота прилипания.

В условиях эксперимента второй и третий члены правой части уравнения (7) много меньше первого члена, поскольку в электрическом поле камеры с напряжением 5 кВ/см время рекомбинации и прилипания значительно больше длительности импульса УФ-излучения ( $\tau = 30$  нс). Пренебрегая вторым и третьим членами и интегрируя (7), имеем решение упрощенного уравнения

$$n_e = C'\tau j^k \quad (8)$$

и, сравнивая с (2), получим

$$C' = \frac{C}{\tau} = 1,5 \cdot 10^{19} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (9)$$

Располагая значением  $C'$ , найдем простое выражение для длины полупоглощения в воздухе излучения с  $\lambda = 248$  нм.

$$x_{1/2} = \frac{0,4}{j_0^{1,41}}, \quad (10)$$

где  $j_0$  выражается в  $\text{МВт}/\text{см}^2$ ,  $x_{1/2}$  — в км.

Используя формулы (5)–(10) для практических расчетов, необходимо учесть расходимость пучка и конкретные условия распространения — расстояние, линейное поглощение и т. п.

Авторы выражают благодарность Б.Г. Горшкову, В.П. Кутахову и С.Н. Степаненко за полезную дискуссию.

1. Анищенко Ю. В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 1. С. 21–23.
2. Делоне Н. Б. // УФН. 1975. Т. 115. С. 361.

Военно-Воздушная Инженерная  
Академия им. Н.Е. Жуковского

Поступила в редакцию  
3 января 1990 г.

U.V. Anischenko, V.U. Galperin, V.A. Radkov, V.V. Sychev. **Ionization Losses of UV Radiation ( $\lambda = 248$  nm) in Air.**

This paper deals with an experimental study of multi-quantum ionization of air by KrF laser at atmospheric pressure. Expression for laser power losses due to ionization versus laser intensity and propagation distance is presented.