

Таким образом, использование толстых пленок ЖИГ в условиях тройного дипольно-обменно-акустического взаимодействия позволяет возбуждать гиперзвуковые колебания с высокой эффективностью.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Казаков Г.Т., Тихонов В.В., Зильберман П.Е. // ФТТ. 1983. Т. 25. № 8. С. 2307-2312.
- [2] Андреев А.С., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Кравченко В.В., Огрин Ю.Ф., Темиряев А.Г., Филимонова Л.М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. В. 2. С. 90-94.
- [3] Olson F. // Journ. Appl. Phys. 1963. V. 34. N 4. P. 1281-1283.
- [4] Калинин Б.А., Ковшиков Н.Г., Надеев М.М. Всес. конф. по физике магн. явлений. Тезисы докладов, Тула, 1983, с. 206.
- [5] Зильберман П.Е., Козлов В.И., Помялов А.В. // ФТТ. 1986. Т. 28. № 2. С. 352-357.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР,  
Москва

Поступило в Редакцию  
24 января 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 7  
02; 07

12 апреля 1989 г.

#### ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ В ГАЗАХ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 266.1 НМ

Ю.В. А н и щ е н к о

С появлением мощных источников УФ излучения диапазона  $\sim 200-400$  нм таких, например, как эксимерные лазеры, возникает естественный вопрос: каково нелинейное ослабление при распространении такого излучения в атмосфере и газах?

В работе [1] исследовалась ионизация газов лазерным излучением с длиной волны 266.1 нм,  $\hbar\omega = 4.66$  эВ. Было обнаружено, что при давлении порядка атмосферного выход свободных электронов пропорционален плотности мощности  $J$  в степени  $k$  по крайней мере в диапазоне  $10^4-10^7$  Вт/см<sup>2</sup>, причем  $k$  с высокой точностью равно отношению потенциала ионизации к энергии кванта,

$k = \frac{I}{\hbar\omega}$ . Дальнейшие исследования показали, что в многокомпонентных газах, таких как воздух,  $k$  равно частному от деления  $I$  на  $\hbar\omega$  той макроскопической составляющей, для которой  $I$  наименьшее.

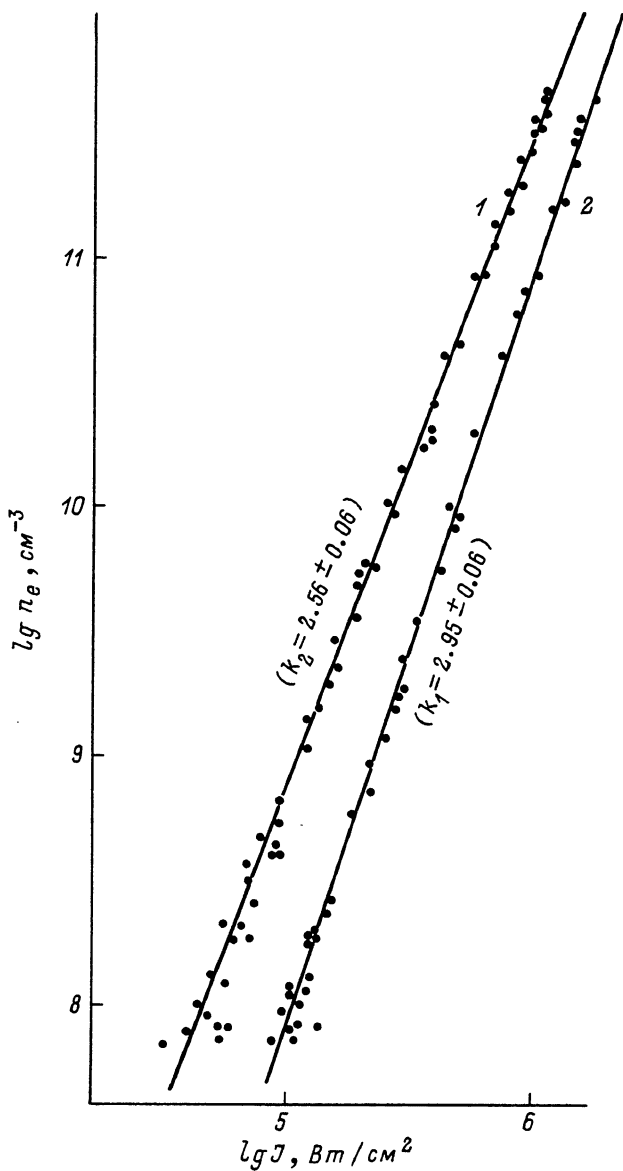


Рис. 1. Зависимость плотности электронов от плотности мощности в сухом воздухе и в смеси He,  $N_2$  и  $CO_2$ . В скобках  $k = \frac{\partial \lg n_e}{\partial \lg J}$ .

На рис. 1 приведены данные измерения  $n_e(J)$  в сухом воздухе и в газе, составленном из He,  $N_2$  и  $CO_2$  в пропорции 1:1:1, графики 1 и 2, масштаб логарифмический. Тангенсы наклона прямых  $k_1 = 2.56 \pm 0.06$  и  $k_2 = 2.95 \pm 0.06$  и в пределах ошибки совпадают с  $\frac{I}{\hbar\omega}$  : 2.59 для  $O_2$  и 2.95 для  $CO_2$ . Результаты измерений можно обобщить выражением:

$$n_e = C j^k, \quad (1)$$

где  $k = \frac{I_{min}}{\hbar\omega}$ ,  $j = \frac{J}{J_n}$ ,  $J_n$  - нормирующая плотность мощности,  $C$  ( $см^{-3}с^{-1}$ ) - характерная для данного газа величина. В дальнейшем индекс „min” мы будем опускать.

На рис. 2 представлены результаты измерений  $n_e\left(\frac{N}{N_0}\right)$ , т.е. плотности электронов от концентрации молекул воздуха в относительных единицах,  $N_0 = 2.8 \cdot 10^{19} см^{-3}$ , при двух значениях плотности мощности 0.28 и 0.4 МВт/см<sup>2</sup>.  $C$  растет с уменьшением  $N$ . Экспериментальные кривые хорошо аппроксимируются уравнением:

$$n_e = 2.5 \cdot 10^{11} j^{2.6} \left[ 1 + 0.76 \exp\left(-3.1 \frac{N}{N_0}\right) \right]. \quad (2)$$

Здесь  $J_n = 1$  МВт/см<sup>2</sup>.

Измерения проводились на установке, достаточно подробно описанной в работе [1]. Использовалась четвертая гармоника лазера на алюминий-иттриевом гранате, активированном  $Nd^{3+}$ . Ионизация измерялась в ионизационной камере, присоединенной к зарядочувствительному усилителю. Электрический импульс формировался в результате ионизации наполняющего камеру газа пучком УФ излучения и кинетических процессов в образующейся плазме, находящейся в электростатическом поле 5 кВ/см. Дрейфуя к аноду, электроны могут теряться за счет рекомбинации и прилипания к молекулам. Однако в условиях эксперимента „утечкой” электронов можно пренебречь. Действительно, длительность импульса УФ излучения  $t_l = 17$  нс, а время дрейфа  $\approx 30$  нс, тогда как характерные времена процессов прилипания  $\tau_a$  и рекомбинации  $\tau_b$  были  $> 100$  нс; в нулевом поле в воздухе при нормальных условиях  $\tau_a = 45$  нс,  $\tau_b = 200$  нс, а в поле 5 кВ/см процессы замедляются в несколько раз [2]. На этом основании в хорошем приближении

$$\frac{dn_e}{dt} = C' j^k - O(t), \quad (3)$$

где первый член правой части - интенсивность ионизации, а второй характеризует малую утечку электронов. Пренебрегая  $O(t)$ , интегрируя (3), найдем

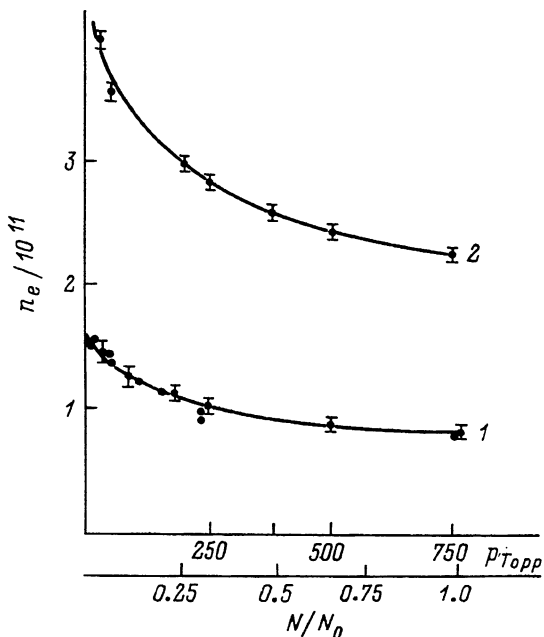


Рис. 2. Зависимость плотности электронов от молекулярной концентрации сухого воздуха в относительных единицах,  $N_0 = 2.8 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , 1 -  $J_n = 0.28 \text{ МВт/см}^2$ , 2 -  $J_n = 0.4 \text{ МВт/см}^2$ .

$$n_e = C' t_L j^k, \quad (4)$$

где  $t_L$  - эффективная длительность импульса УФ излучения.

Из сравнения выражений (2), (4) следует:  $C' = \frac{C}{t_L}$ . Поэтому в воздухе  $C = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3} \text{ с}^{-1}$ .

Распространяясь в газе, пучок УФ излучения будет испытывать нелинейное ослабление плотности мощности за счет ионизационных потерь. Удельные ионизационные потери определяются уравнением

$$\frac{dj}{dx} = -C' j^k \frac{\beta I}{J_n}, \quad (5)$$

где  $\beta$  - величина, показывающая, во сколько раз для образования одной пары ионов в среднем требуется большая энергия, чем потенциал ионизации  $I$ . Интегрируя (5), выразим плотность мощности на расстоянии  $x$  через  $x_h$  - расстояние, на котором теряется половина начальной плотности мощности  $j_0$ :

$$j(x) = \frac{j_0}{[1 + (2^{k-1} - 1) \frac{x}{x_h}]^{\frac{1}{k-1}}}, \quad (6)$$

$k$ , как и прежде -  $I/\hbar\omega$ .

Выражение для длины половинного поглощения имеет вид

$$x_h = \frac{1}{c^j j^{k-1}} \frac{(2^{k-1} - 1)}{\beta k (k-1)} \frac{I_0}{h\omega} \quad (7)$$

Подставляя числовые значения в выражения (7) и (6), получим:

$$x_h = \frac{1}{3 j_0^{k-1}} \text{ км}, \quad (8)$$

$$j(x) = j_0 \left( 1 + 2 \frac{x}{x_h} \right)^{-0.63} \quad (9)$$

Как и следовало ожидать,  $x_h$ ,  $j(x)$  не зависят от длительности импульса излучения. Концентрация электронов, напротив, прямо пропорциональна  $t_L$ :

$$n_e = 1.5 \cdot 10^{19} t_L j^{2.6} \text{ см}^{-3} \quad (10)$$

Формула (10) справедлива постольку, поскольку  $t_L \ll \tau$ , где  $\tau$  — среднее время жизни свободных электронов в среде.

С помощью пучков УФ излучения диапазона  $\sim 200 \dots 400$  нм, располагая умеренной плотностью мощности, можно формировать плазменные образования с заданными параметрами и, что не менее важно, определенной формы. Многоквантовая каскадная ионизация отразится на качественных и количественных характеристиках спектральных исследований с применением фотолюминисценции, стимулированной оптическим излучением указанного диапазона. Использование этого эффекта в спектроскопии открывает новые, еще не исследованные возможности. Нелинейные ионизационные потери необходимо учитывать при распространении УФ излучения в воздухе и других газах.

Искренне благодарю Б.Г. Горшкова, В.П. Кутахова, В.М. Сидорина и С.Н. Степаненко за многочисленные обсуждения.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] А н и щ е н к о Ю.В. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. С. 21-23.
- [2] Б о р и с о в Н.Д., Г у р е в и ч А.В., М и л и х Г.М. Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН. 1985. 184 с.

Поступило в Редакцию  
8 февраля 1989 г.