3. Г. Н. Винокуров, В. В. Любимов, И. Б. Орлова, В. Ф. Петров. Труды V Всесоюз. симп. по дифракции и распространению волн (Записки научных семинаров ЛОМИ им. Стеклова, с. 72—81) — Л.: Наука, 1971.
4. Г. Н. Винокуров, В. В. Любимов, И. Б. Орлова. *Оптика и спектроскопия*, **34**, 741 (1973).
5. В. В. Любимов, И. Б. Орлова. Сборник статей, посвященный 80-летию со дня рождения академика А. А. Лебедева. — Л.: Машиностроение, 1973, с. 207.

Поступило в редакцию 28 июня 1983 г.

V. V. Lyubimov. **On the Problem of an Influence of Reflection From the Target on Divergence of the Radiation From Lasers With Telescopic Resonators.**

An influence has been investigated of reflection from the target on the width of the angular distribution of the radiation from lasers with telescopic resonators.

«*Квантовая электроника*», **11**, № 4 (1984) УДК 533.951

Н. П. Дацкевич, Н. В. Карлов, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин, Г. Р. Токер

К ВОПРОСУ О РАСПРОСТРАНЕНИИ ОПТИЧЕСКОГО РАЗРЯДА ВБЛИЗИ МИШЕНИ

Методом двухэкспозиционной голографической интерферометрии исследована эволюция лазерной плазмы вблизи мишени в зависимости от давления остаточных газов аргона и гелия для ранних стадий ее развития. Рассчитаны распределения электронной плотности, определены пороги «пробоя» газов по давлению для интенсивностей $\sim 10^{11}$ *Вт/см*^{2}. *Обсуждаются условия режима распространения оптического разряда вблизи мишени.*

Характер изменения электронной температуры лазерной плазмы вблизи мишени при изменении давления окружающего мишень остаточного газа исследовался в [1]. Снижение электронной температуры с ростом давления остаточного газа вплоть до «пробойного» объяснялось увеличением поглощения лазерного излучения ионизованным газом за фронтом ударной волны, которая инициируется в остаточном газе разлетающимися парами материала мишени. С целью более детального исследования была отработана методика двухэкспозиционной голографической интерферометрии [2]. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. Излучение CO_2-лазера, имеющее форму кольца с внешним диаметром 28 и внутренним 14 см, сферическим зеркалом с фокусным расстоянием 34 см, фокусировалось на мишень (алюминиевый цилиндр диаметром 1 см), находящуюся в вакуумной камере (пиковая мощность $\sim$2 ГВт, интенсивность на мишени $\sim 10^{11}$ Вт/см^2). Импульс излучения состоял из пика длительностью 150 нс и хвоста длительностью $\sim$800 нс, в котором находилось до 50 % энергии. Задержка импульса излучения рубинового лазера длительностью, не превышавшей 20 нс относительно максимума импульса излучения CO_2-лазера, измерялась с точностью $\sim$20нс.

На рис. 2, *а* показана интрферограмма разлета лазерной плазмы в вакуум (10^{-2} мм. рт. ст.). Наблюдается расширение области плотной лазерной плазмы с характерной скоростью $\sim 2 \cdot 10^6$ см/с и электронной плотностью на границе области $\sim 2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Отсутствие сдвига полос на расстоянии более 3,5 мм свидетельствует о низкой электронной концентрации вблизи переднего фронта адиабатически разлетающейся с мишени лазерной плазмы ($N_e < 10^{16}$ см$^{-3}$; оценка основана на чувствительности методики $3 \cdot 10^{16}$ см$^{-2}$). В силу острой фокусировки лазерного

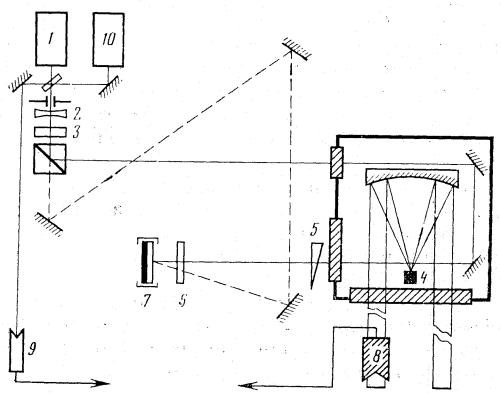

Рис. 1. Схема экспериментальной установки:

1 — рубиновый лазер; *2* — отрицательная линза; *3* — нейтральные фильтры; *4* — мишень; *5* — поворотный клин; *6* — светофильтр; *7* — голограмма; *8* — приемник 10,6 мкм; *9* — приемник 0,69 мкм; *10* — гелий-неоновый лазер

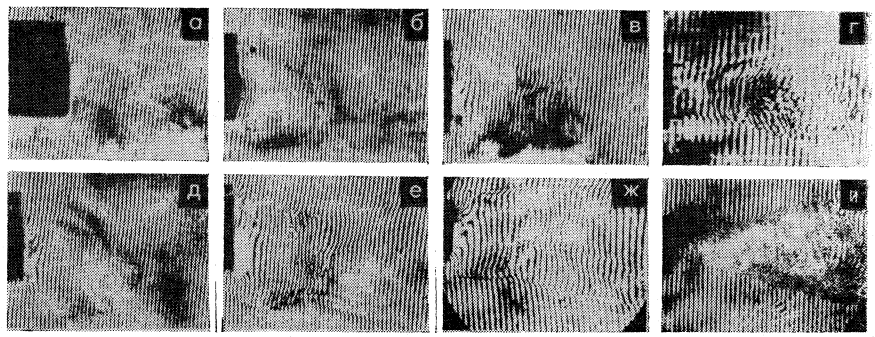

Рис. 2. Интерферограммы лазерной плазмы (задержка $T_з$ отсчитывается от максимума импульса CO_2-лазера) в вакууме (10^{-2} мм рт. ст., *а*), в гелии при давлении 2 (*б*), 12 (*в*), 50 мм рт. ст. (*г*) и в аргоне при давлении 0,5 (*д*), 2 (*е*), 11 (*ж*) и 213 мм рт. ст. (*и*) и $T_з$=30 (*б*, *в*), 50 (*а*, *д*), 75 (*е*) и 250 нс (*ж*, *и*)

излучения на поверхность мишени реализуется режим сильного практически сферического расширения паров материала мишени в вакуум с резким уменьшением плотности в периферийных областях [3]. Оценки длин поглощения лазерных квантов по формуле

$$l_л = 5{,}53 \cdot 10^{34} T^{3/2}/Z^3 N_i^2 g \qquad (1)$$

(где $l_л$ взято в см; N_i — в см$^{-3}$; T — в электронвольтах; g — фактор Гаунта) для длины волны 10,6 мкм показывают, что $l_л \gg R$, где R — средний характерный размер области, занятой плазмой. Поэтому поглощение лазерного излучения происходит практически целиком в области плотной плазмы (размером менее 2 мм), что, в свою очередь, ведет к реализации высоких температур на мишени [1]. Характер поглощения лазерного излучения существенно меняется при напуске в вакуумную камеру остаточного газа. Разлетающаяся с мишени лазерная плазма формирует в газе мощную ионизирующую ударную волну [1, 3]. На интерферограммах (рис. 2, *б*, *д*) зарегистрирована ударная волна, распространяющаяся в аргоне и гелии при давлениях 0,5 и 2 мм рт. ст соответственно со скоростью $\sim 9 \cdot 10^6$ см/с. Поскольку при таких низких давлениях остаточного газа ударная волна слабо влияет на газодинамику разлета паров мишени, то контактная поверхность, движущаяся со скоростью $u = u_g = (1 - 1/h)D$ (где $\sim h = \rho_{0g}/\rho_{1g}$ — степень сжатия; ρ_{0g}, ρ_{1g} — плотность газа перед и за фронтом ударной волны; D — скорость фронта ударной волны) формируется вблизи фронта ударной волны. Известно [4], что плотность и температура на контактной поверхности терпят разрыв, поэтому положение контактной поверхности относительно фронта ударной волны, по-видимому, определяет среднюю эффективную толщину Δ ионизованного газа. Лазерное излучение, не дошедшее до мишени, практически целиком поглощается в слое, непосредственно примыкающем к фронту ударной волны. На рис. 3, *а* приведено рассчитанное по интерферограмме рис. 2, *б* распределение электронной плотности в направлении, перпендикулярном оптической оси. Из графиков, соответствующих сечениям 2, 3, 4, видно, что слой ионизованного газа с эффективной толщиной 1 мм находится в непосредственной близости от фронта ударной волны. С увеличением давления остаточного газа уменьшается длина пробега лазерного кванта как $l_л \sim N_i^{-2}$ (см. формулу (1)), поэтому интенсивность лазерного излучения, дошедшего до мишени, уменьшается как $I_л = I_{0л} e^{-\Delta/l_л}$, что, в свою очередь, приводит к плавному спаданию электронной температуры на мишени. При дальнейшем увеличении давления, до 2 и 12 мм рт. ст. в аргоне и гелии соответственно, резко возрастающее выделение лазерной мощности в единице объема ($I_л/l_л$) вблизи фронта ударной волны ведет к реализации режима распространения оптического разряда [5]. С фронта ударной волны уходит, распространяясь по каустике, волна ионизации со скоростями свыше 10^7 см/с (рис. 2, *в*, *е*). На рис. 3, *б* приведено рассчитанное по интерферограмме рис. 2, *в* распределение электронной плотности. Распределение электронной плотности, соответствующее сечениям 1, 2, характерно для ионизирующей ударной волны и аналогично сечениям 2, 3, 4 на рис. 3, *а*. Сечения 3, 4 находятся в области, возмущенной волной ионизации, которая распространяется с фронта ударной волны навстречу лазерному излучению. «Провалы» вблизи оптической оси объясняются, по-видимому, кольцевой формой лазерного пучка.

Расчеты показывают, что при этих давлениях $l_л \approx \Delta$. Следует отметить, что при давлениях единицы — десятки миллиметров ртутного столба в аргоне наблюдается сильный «ореол» ионизации (в гелии эффект гораздо слабее) [6]. При давлении p_{0g}=2 мм рт. ст. на расстоянии ~ 1 см от мишени аргон перед фронтом ударной вол-

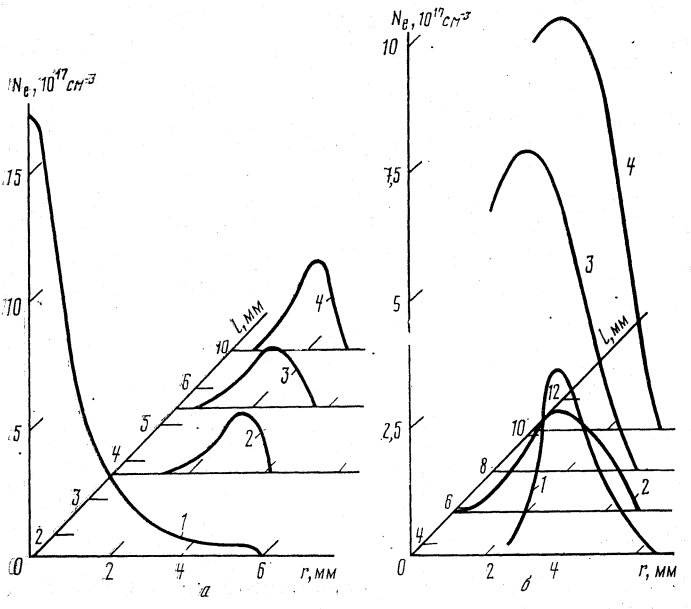

Рис. 3. Распределение электронной плотности в направлении γ, перпендикулярном оптической оси (l — вдоль оси) для гелия при $p=2$ мм рт. ст. и $T_з=30$ нс (рис.2, *б*) (*а*) при $l=1{,}4$ (*1*), 3,7 (*2*), 5,5 (*3*) и 7 мм (*4*) и при $p=12$ мм рт. ст., $T_з=30$ нс (рис.2, *в*) (*б*) при $l=3{,}5$ (*1*), 5,8 (*2*) 8,1 (*3*) и 10,4 мм (*4*)

ны двукратно ионизован. С дальнейшим увеличением давления размеры области, охваченной ударной волной, уменьшаются и при давлениях, приближающихся к атмосферному, режим распространения оптического разряда реализуется в непосредственной близости к мишени (рис. 2, *г*, *ж*, *и*). Высказывания, подтверждающие данную точку зрения, содержатся в [7—10].

В заключение отметим, что пороги «пробоя» аргона и гелия при низких давлениях, наблюдавшиеся в экспериментах по измерению рентгеновского излучения с мишени методом поглощающих фильтров [1], соответствуют началу режима распространения оптического разряда, обусловленного существенным поглощением лазерного излучения непосредственно за фронтом ударной волны ($l_л \lesssim \Delta$). Подобный режим приводит к резкому падению интенсивности лазерного излучения на мишени и соответственному уменьшению температуры. Так как режим распространения возможен при интенсивностях, меньших интенсивности, необходимой для пробоя газов в отсутствие мишени [5], то понижение порога оптического пробоя газов вблизи мишени [11] можно объяснить именно этим фактом.

Следует отметить, что механизм низкопорогового пробоя газа вблизи мишени, предложенный в [11], осуществляется, по-видимому, при температурах на мишени $T \lesssim \Omega\mu/N_A k$, где μ — атомный вес, N_A — число Авогадро, Ω — удельная теплота испарения. При $T > \Omega\mu/kN_A$, с нашей точки зрения, реализуется предложенный выше механизм за счет эффективной генерации ударной волны в остаточном газе. С этой же точки зрения можно объяснить экспериментальные результаты, полученные в [12], где показано, что порог пробоя воздуха непосредственно у поверхности частицы не зависит ни от материала частицы, ни от ее размеров.

1. Н. П. Дацкевич, Н. Н. Кононов, Г. П. Кузьмин. *Краткие сообщения по физике*, ФИАН, № 2, 35 (1983).
2. Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. Голографическая интерферометрия. — М.: Наука, 1977.
3. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. *Труды ФИАН*, **52**, 3 (1970).
4. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966.
5. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. — М.: Наука, 1974.
6. Г. А. Аскарьян, М. С. Рабинович, М. М. Савченко. *Письма в ЖЭТФ*, **1**, 18 (1965).
7. A. N. Pirri, R. Schlier, D. Northam. *Appl. Phys., Letts.*, **21**, 79 (1972).
8. И. И. Ашмарин, Ю. А. Быковский, Н. Н. Дегтяренко. *ЖТФ*, **41**, 2369 (1971.)
9. В. А. Бойков, В. А. Данилычев, Б. Н. Дуванов. *Квантовая электроника*, **5**, 216 (1978).
10. D. C. Emmony. Proc. XII Internat. Conf. on Phenom. in Ionized Gas., Losanne, p. 343 (1975).

11. А. И. Барчуков, Ф. В. Бункин, В. И. Конов. *ЖЭТФ*, **66**, 965 (1974).
12. D. C. Smith, R. T. Brown. *J. Appl. Phys.*, **46**, 1146 (1975).

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Поступило в редакцию
7 июля 1983 г.

N. P. Datskevich, N. V. Karlov, N. N. Kononov, G. P. Kuz'min, G. R. Toker. **On the Problem of the Optical Discharge Propagation in the Vicinity of the Target.**

The double-exposure holographic interferometry method has been employed to study the evolution of the laser plasma in the vicinity of the target as a function of the pressure of argon and helium residual gases for early stages of its development. The electron density distribution is calculated, thresholds of gas «breakdown» by the pressure are determined for the intensities of $\sim 10^{11}$ W/cm^2. Conditions are discussed for the optical discharge propagation in the vicinity of the target.

«*Квантовая электроника*», **11**, № 4 (1984) УДК 621.373.826

А. В. Александров, В. С. Соломатин

ЧЕТЫРЕХФОТОННАЯ РЕЗОНАНСНАЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКАЯ ГЕНЕРАЦИЯ СУММАРНОЙ ЧАСТОТЫ ПРИ КОГЕРЕНТНОЙ И ШУМОВОЙ НАКАЧКЕ В ПАРАХ КАЛИЯ

Экспериментально исследовано применение шумовой накачки при четырехфотонной резонансной параметрической генерации суммарной частоты в парах калия на двухфотонном резонансе с уровнями $9S_{1/2}$ и $7D_{3/2,5/2}$ и однофотонном с уровнями $10P_{1/2,3/2}$ и $11P_{1/2,3/2}$. Проведено сравнение со случаем когерентной накачки и показано, что в условиях сильной дисперсии и волновой расстройки эффективность процесса при шумовой накачке незначительно отличается от эффективности при когерентной, несмотря на существенное превышение спектральной плотности когерентной накачки над шумовой.

Эффективному использованию излучения накачки с шириной линии, значительно превосходящей характерные ширины атомных резонансов в нелинейной среде, посвящено значительное число теоретических и экспериментальных исследований [1—4]. Параметрическое преобразование частоты в парах металлов в таких условиях обсуждалось теоретически в [5, 6], где указывалось, что влияние динамических эффектов и эффектов насыщения приводит к коэффициентам преобразования ИК сигналов вверх по частоте при шумовой накачке, лишь незначительно отличающимся от когерентного случая. В [6, 7] экспериментально показано, что применение менее спектрально яркой шумовой накачки при ап-конверсии ИК излучения в парах натрия может оказаться эффективнее применения монохроматической. Это обуславливалось, кроме насыщения, также влиянием дисперсии, волновой расстройки, эффектами двухфотонного истощения монохроматической накачки и однофотонного поглощения выходного излучения суммарной частоты.

В настоящей работе влияние перечисленных явлений исследуется в схеме преобразования перестраиваемого слабого ИК излучения 9,14—10,9 мкм в парах калия в область $\sim$300 нм при двухфотонном возбуждении уровней $9S_{1/2}$ и $7D_{3/2,5/2}$ когерентной и шумовой накачками. Ширина линии в когерентном случае была 0,3 см$^{-1}$, а в шумовом 5 см$^{-1}$. Интенсивность узкополосной накачки была 500 МВт/см^2 и составляла 30—50 % интенсивности шумовой. Таким образом, при переходе к шумовой накачке ее спектральная яркость снижалась более чем на порядок. В обоих случаях проводилось экспериментальное сравнение квантовых коэффициентов преобразования частоты ω_1 ИК излучения в суммарную частоту $\omega_2 = \omega_1 + 2\omega_н$ (индексы *1*, *2*, «н» соответствуют сигнальному, выходному и накачивающему излучениям).

На рис. 1 представлена схема резонансных уровней атома калия, дающих основной вклад в нелинейное преобразование, а также схема экпериментальной установки. Излучение YAG : Nd^{3+}-лазера *1* удваивалось по частоте кристаллом CDA *2* и использовалось для накачки лазера на красителе *3*. Резонатор последнего состоял из глухого и полупрозрачного зеркал, в него для селекции частоты генерации вводились призмы из стекла ТФ5. Перестройка в области 610 нм осуществлялась поворотом глухого зеркала. Ширина линии излучения получаемой таким образом широкополосной накачки составляла 5—7 см$^{-1}$, импульсная мощность достигала 150 кВт при длительности импульса 8 нс.