

03;04;07

НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ ПОРШНЕВОЙ ГАЗОДИНАМИЧЕСКОЙ УСТАНОВКИ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ КОРОТКОВОЛНОВОЙ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

© В.С.Зуев, Л.Д.Мухеев

Физический институт им.П.Н.Лебедева РАН,
117924 Москва, Россия
(Поступило в Редакцию 16 декабря 1994 г.)

Рассчитаны параметры ударных волн в ксеноне, образующихся при торможении сверхзвуковых струй. Предполагалось, что сверхзвуковые струи нормальной плотности образуются при нестационарном истечении газа из сосуда высокого давления установки адиабатического сжатия газов летящим поршнем. По экспериментальным данным удельная энтальпия газа в установке близка к 1 кДж/см^3 . Параметры рассчитанных ударных волн сопоставляются с параметрами ударных волн, которые возникают в ксеноне под действием детонационной волны твердого взрывчатого вещества. Прделанные расчеты были предприняты с целью определения возможности генерации когерентного ВУФ излучения на молекулах ксенона под действием излучения ударной волны в заторможенной сверхзвуковой струе. Взрывные ударные волны более интенсивны, чем ударные волны в заторможенных струях, однако это не исключает возможности генерации когерентного излучения в последнем случае.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект № 93-02-15029.

Ниже будут рассмотрены некоторые возможные применения поршневой установки, с помощью которой получают очень сильно сжатый газ. Будут рассмотрены сверхзвуковые потоки газа, истекающие из сосуда высокого давления поршневой установки, и ударные волны, образующиеся при торможении сверхзвуковых струй. В свою очередь эти потоки и эти ударные волны будут обсуждаться с точки зрения возможности возбуждения коротковолновой лазерной генерации перед фронтом ударной волны при фотонакачке бланродных газов.

Перед фронтом ударной волны можно возбудить генерацию когерентного излучения под действием излучения из фронта ударной волны. Такое явление наблюдают, когда в основной газ добавляют в качестве примеси перфторалкилйодиды ($\text{C}_n\text{F}_{2n+1}\text{I}$), либо дифторид ксенона (XeF_2), либо сероокись углерода (CO). Подробности экспериментов содержатся для первого случая в [1,2], для второго случая — в [3,4], для третьего — в [5]. В [6,7] рассмотрена возможность генерации перед ударной волной когерентного ВУФ излучения (172 нм) при оптической накачке молекул ксенона.

Излучающие ударные волны в опытах из [1⁻⁵] возбуждались при выходе детонационной волны в твердом взрывчатом веществе на границу с газом. Применение ВВ для возбуждения ударных волн в газах нормальной плотности является широко распространенным практическим приемом. Взрыв заряда ВВ весом 1–2 кг можно осуществить в лабораторных условиях [8]. Для дальнейшего важно следующее обстоятельство. Возбуждаемая взрывом ВВ ударная волна движется в лабораторной системе координат со сверхзвуковой скоростью. Однако можно иметь покоящуюся ударную волну, если осуществить сверхзвуковое втекание газа в ударный разрыв. Сверхзвуковые потоки газа образуются при истечении газа в вакуум (лучше сказать, в газ низкого давления) из сосуда высокого давления [9,10].

Ниже обсуждается поршневая газодинамическая установка [11], которую авторам продемонстрировали В.В.Кислых и В.С.Беляев. Она отличается тем, что дает возможность получить значительное количество газа при давлении до 2500 атм при температуре 3.5 кК. Если в такой установке сжат аргон (атомный вес 40), то его плотность равна 0.35 г/см³ (вычислено без учета возможной неидеальности газа).

В [9] содержится упоминание об установке Ю.Н.Рябинина по адиабатическому сжатию газов. Газ в трубе сжимался летящим поршнем в сотни раз, до давлений в 10 000 атм, и адиабатически нагревался до температуры приблизительно 9 кК.

Сравнение приведенных параметров установки В.В.Кислых, В.С.Беляева и установки Ю.Н.Рябинина показывает, что плотности газов приблизительно одинаковы и обе одинаково велики, так как превышают плотность при нормальных условиях приблизительно в 250 раз. Ниже будет показано, какую редкую возможность можно реализовать в потоке газа из сосуда высокого давления, где плотность газа столь велика.

Прежде чем приступить к расчету параметров струй из сосуда высокого давления поршневой газодинамической установки [11], вычислим для ориентировки, каков запас энергии в газе при давлении 2500 атм и при температуре 3.5 кК. Будем иметь в виду благородные газы — гелий, неон, аргон, криптон и ксенон.

Внутренняя энергия идеального газа равна в расчете на единицу массы

$$\varepsilon = \frac{c^2}{\gamma(\gamma - 1)}, \quad (1)$$

где c^2 — квадрат скорости звука, $\gamma = c_p/c_v$ — показатель адиабаты.

Пользуясь таблицами из [8], для параметров состояния благородных газов (таблицами ударных адиабат) при температуре 10 кК и выше при плотности в 4 и более раз выше плотности при нормальных условиях можно прийти к заключению, что He, Ne, Ar, Kr и Xe при $T \leq 10$ кК и $p < 160$ атм имеют $\gamma = 5/3$, что характерно для одноатомного газа. При пониженной против значения 10 кК температуре и повышенном до 2500 атм давлении температурная ионизация газов еще менее заметна (степень ионизации уменьшается при понижении температуры и при увеличении плотности [9]), поэтому с большей точностью можно считать $\gamma = 5/3$ (конкретно для $p = 2500$ атм и $T = 3.5$ кК данных в таблицах из [8] нет).

Для нас неясно в данный момент, в какой мере благородные газы при $p = 2500$ атм и $T = 3.5$ кК могут считаться идеальными, т.е. с какой степенью точности они могут быть описаны уравнением состояния для идеального газа

$$p/\rho = RT/\mu \quad (2)$$

и другими термодинамическими формулами для идеального газа. В (2) ρ — плотность газа; $R = 8.314 \cdot 10^7$ эрг/К · моль — универсальная газовая постоянная; μ — молярная (или молекулярная) масса газа, равная массе одного моля газа; $R = A \cdot k$, где $A = 6.023 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ — число Авогадро (число частиц в одном моле вещества), $k = 1.38 \times 10^{-16}$ эрг/К — постоянная Больцмана.

Известно (см., например, [12,13]), что при комнатной температуре и нормальной плотности в ксеноне имеется уверенно регистрируемое количество атомов в состоянии парных столкновений, проявляющихся в поглощении как молекулы. С ростом плотности это количество нарастает пропорционально квадрату плотности. Сильной зависимости от температуры числа пар атомов в состоянии столкновения, по-видимому, нет.

В дальнейшем мы пока пользуемся предположением об идеальности газов, оставляя вопрос об уравнении состояний для ксенона и других благородных газов при 2500 атм и 3.5 кК до специального выяснения. Его имеет смысл провести, коль скоро имеются установки с такими параметрами газа.

Скорость звука в идеальном газе равна

$$c^2 = \gamma \frac{P}{\rho} = \gamma \frac{RT}{\mu}.$$

Способность сжатого газа производить работу, в том числе над некоторой частью своего объема, полностью определяется не внутренней энергией газа ε , а его энтальпией w

$$w = \varepsilon + \frac{P}{\rho} = \frac{c^2}{\gamma - 1} = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{RT}{\mu}. \quad (3)$$

Исходя из сказанного вычислим запас энтальпии газа (по-прежнему на единицу массы).

Из второго равенства в (3) следует, что при одинаковых температуре и давлении w — энтальпия в расчете на единицу массы больше для легких газов. Энтальпия, рассчитанная на единицу объема, т.е. $w \cdot \rho$, где $\rho = n \cdot m$, n — плотность числа атомов, m — масса атома, не зависит от массы атомов газа.

В таблице приведены значения w в единицах 10^{10} эрг/г для всех рассматриваемых газов. Буквой A обозначен атомный вес (не имеет размерности). Значения атомного веса округлены до целых чисел. В расчете на один атом величина энтальпии составляет $1.2 \cdot 10^{-12}$ эрг или около 0.75 эВ (не зависит от сорта, т.е. массы атома). В расчете на единицу объема (плотность числа частиц приблизительно равна $5.3 \cdot 10^{21}$ см⁻³, не зависит от сорта газа) энтальпия равна $6.4 \cdot 10^2$ Дж/см³.

Газ	A	w, 10 ¹⁰ эрг/г
He	4	18
Ne	20	3.6
Ar	40	1.8
Kr	84	0.86
Xe	131	0.55

П р и м е ч а н и е. Энтальпия газа w вычислена для давления 2500 атм и температуры 3.5 кК по формуле для идеального газа $w = [\gamma/(\gamma - 1)](RT/\mu)$.

Это очень большая величина, всего в 10–12 раз меньше той, что характерна для конденсированного взрывчатого вещества (см., например, [14]).

Выше было указано, что для нас представляют интерес ударные волны в газах. Сильные ударные волны в благородных газах являются интенсивными источниками УФ и ВУФ излучения [9,8]. Это свойство ударных волн позволяет возбудить посредством фотохимических реакций [15] лазерную генерацию в слое газа перед ударной волной [1-7,16,17].

В [1-5,16,17] описана лазерная генерация под действием излучения из фронта взрывных ударных волн. Одной из особенностей ударных волн из [1-7,16,17] является их движение на скорости 5–8 км/с относительно кюветы лазера, в котором волны создаются.

Далее обсуждаются, во-первых, ударные волны, которые возникают при торможении сверхзвуковых потоков газа, и, во-вторых, ударные волны, покоящиеся в лабораторной системе координат. Такая постановка опыта, насколько нам известно, впервые обсуждалась в [16] (см. также [1,17]). Ударная волна покоится потому, что рабочий газ в лазерной кювете приведен в состояние сверхзвукового движения и ударная волна сносится потоком вниз по потоку, оказываясь в результате неподвижной относительно кюветы и зеркал лазера.

Рассматриваются два способа создания сверхзвукового потока газа: при стационарном истечении газа через сверхзвуковое сопло и при нестационарном разлете газа в газ низкого давления [9,10]. На выходе сопла скорость газа определяется следующей формулой:

$$v^2 = \frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{\rho_0}{p_0} \left[1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} \right]. \quad (4)$$

Если

$$\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma-1} \ll 1, \quad (5)$$

то скорость вытекания достигает максимума v_{\max} , который равен

$$v_{\max} = \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \frac{\rho_0}{p_0} \right)^{1/2} = c_0 \left(\frac{2}{\gamma - 1} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

При нестационарном разлете газа в газ низкого давления скорость контактной границы (границы, где газы контактируют, имея одинаковое давление) определяется следующим выражением:

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} c_0 \left(1 - \frac{c}{c_0} \right). \quad (7)$$

Если

$$\frac{c}{c_0} = \left(\frac{p}{p_0} \right)^{(\gamma-1)/2\gamma} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{(\gamma-1)/2} \ll 1, \quad (8)$$

то скорость достигает максимума, который равен

$$u_{\max} = \frac{2}{\gamma - 1} c_0. \quad (9)$$

Следует обратить внимание, что как v , так и u обозначают скорость газа. Различные обозначения введены для того, чтобы избежать применения двойных индексов. Формулы (4)–(9) справедливы для идеального газа с постоянным показателем адиабаты γ (по терминологии из [10] для политропного газа). Введенные выше обозначения имеют следующий смысл: ρ_0 — плотность, p_0 — давление и c_0 — скорость звука в покоящемся газе в сосуде высокого давления;

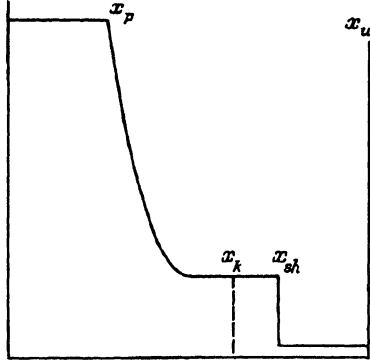
$$c_0^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}.$$

Выше также использовано выражение для адиабаты Пуассона, а именно

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^\gamma. \quad (10)$$

Сравнение (6) и (9) показывает, что при нестационарном течении максимальная скорость газа в $(2/(\gamma - 1))^{1/2}$ раз выше, чем при стационарном течении. Но следует обратить внимание, что, согласно (5) и (8), u_{\max} достигается при ρ , меньшем ρ_0 , при котором достигается v_{\max} при стационарном течении.

Для продолжения расчета выбираем нестационарный поток газа, потому что он имеет более высокую максимальную скорость и при его торможении можно получить более высокую температуру газа. В соответствии с представлениями об условиях получения лазерной генерации на молекулах ксенона Xe_2 [6,7,18] и цитированную там литературу, плотность втекающего в ударную волну ксенона должна быть порядка плотности при нормальных условиях, т.е. равной приблизительно $m \cdot n_0$, где $n_0 = 2.7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ — число Лопшидта, m — масса атома (или молекулы). В поршневой газодинамической установке, описанной в начале работы, исходная плотность газа в 210 раз превышает плотность при нормальных условиях. Составляем неравенство (8) и обнаруживаем, что при $\rho/\rho_0 = 210$ и $\gamma \doteq 5/3$ оно хорошо выполняется ($((1/210)^{(5/3-1)/2} = 0.17)$), что дает возможность пользоваться формулой (9). При $T = 3.5 \text{ кК}$ и $\gamma = 5/3$ получаем для ксенона ($\mu = 131 \text{ г/моль}$)



$u_{\max} = 1.8 \cdot 10^5$ см/с. Пренебрегая разницей скоростей газа, втекающего в сильную ударную волну и вытекающего из ударной волны, по таблицам ударных адиабат из [8] определяем, что $u_{\max} = 1.8 \cdot 10^5$ см/с соответствует температуре газа в ударной волне 10 кК. Это недостаточно высокая температура для ВУФ излучателя. Если температуру газа в сосуде высокого давления взять равной 9 кК, как на упоминавшейся выше установке Ю.Н.Рябинина, то u_{\max} вырастет в 1.6 раза, при этом температура газа в ударной волне будет 15 кК.

Обратим внимание на то, что температура газа в ударной волне возросла пропорционально отношению скоростей, а не квадрату отношения скоростей, как можно было бы рассчитывать, исходя из представлений о ксеноне как об атомарном политропном газе с $\gamma = 5/3$. Объяснение заключается в том, что при температуре в ударной волне 10 кК начинается термическая ионизация ксенона [8]. Термическая ионизация сдерживает рост температуры и способствует повышенному сжатию газа в ударной волне.

Подведем итог. Поршневая газодинамическая установка с параметрами газа в сосуде высокого давления $T_0 = 3.5$ кК и $p_0 = 2500$ атм позволяет создать нестационарную сверхзвуковую (1.8 км/с) струю ксенона с плотностью газа, равной нормальной. При торможении этой струи возникает сильная ударная волна с температурой 10 кК. Ударная волна указанной температуры интенсивно излучает в видимой части спектра. Поскольку для накачки Xe_2 лазера необходимо вакуумное УФ излучение (147–102 нм), то желательно увеличить в 3–4 раза температуру излучателя в соответствии с законом смещения спектра равновесного излучателя $\frac{h\nu_m}{kT} = 2.822$, в данном случае температуру ударной волны.

Далее рассматривается сверхзвуковое течение газа, характерное для так называемой ударной трубы [9]. В ударной трубе сверхзвуковая струя легкого (с малым атомным/молекулярным весом) газа тормозится покоящимся газом большого атомного веса (тяжелым газом) при малом давлении. В тяжелом газе возникает ударная волна, толкаемая как поршнем струей легкого газа. Картина течения представлена на рисунке в виде распределения давления вдоль трубы постоянного сечения. Предполагается, что для предварительного сжатия и нагрева легкого газа и создания сверхзвуковой струи легкого газа применяется упомянутая выше поршневая газодинамическая установка.

На отрезке (x_{sh}, x_w) вдоль оси трубы между неподвижной стенкой и фронтом ударной волны находится неподвижный тяжелый газ (ксенон).

Фронт ударной волны, т.е. точка x_{sh} со сверхзвуковой скоростью u по отношению к газу перед фронтом движется направо по тяжелому газу. На отрезке (x_p, x_k) движется сверхзвуковая струя легкого газа. Точка x_p — фронтальная точка волны разрежения движется налево со скоростью звука в покоящемся легком газе в сосуде высокого давления. Невозмущенный легкий газ расположен левее точки x_p . В точке x_k находится так называемая контактная поверхность, слева от которой легкий газ, справа сжатый ударной волной тяжелый газ.

Из проделанного ниже расчета будет видно, что в режиме ударной трубы с применением легкого толкающего газа можно получить ударную волну более высокой температуры, чем при торможении однородной по составу сверхзвуковой струи ксенона. Своего рода расплатой за этот выигрыш в температуре является быстрое (сверхзвуковое) движение ударной волны по отношению к лабораторной системе координат. Напомним, что при торможении однородной струи возникла неподвижная (или почти неподвижная) ударная волна. При торможении однородной (по составу) струи ударная волна сносилась набегающим потоком газа, чего нет в ударной трубе.

В ударной трубе также можно получить неподвижную или почти неподвижную ударную волну. Такая волна возникает после того, как фронт ударной волны, точка x_{sh} , достигает неподвижной стенки в точке x_w . Если стенка частично проницаема, то возникнет неподвижная отраженная ударная волна повышенной амплитуды по сравнению с падающей ударной волной.

Температура в отраженной ударной волне T_r выше, чем температура в падающей волне T_f . Для политропного газа температуры связаны следующим соотношением [9]:

$$\frac{T_r}{T_f} = \frac{3\gamma - 1}{\gamma}. \quad (11)$$

При $\gamma = 5/3$ получаем, что $T_r/T_f = 12/5 = 2.4$. При $\gamma \rightarrow 1$ $T_r/T_f \rightarrow 2$. Видно, что температура в отраженной волне повышается не в такой сильной степени, как хотелось бы, исходя из соображений о нежелательности предварительного нагрева ксенона, в котором намереваются получить лазерную генерацию. Предварительно, до проведения расчетов состояния ксенона при температуре 10 кК с учетом состояния атомов ксенона в парных столкновениях, трудно сказать что-либо определенное о возможности возбуждения лазерной генерации на Xe_2 в падающей ударной волне под действием излучения из отраженной ударной волны.

Вернемся к расчету параметров падающей ударной волны в ударной трубе. Будем пользоваться формулами из [9]. Тяжелым газом является ксенон ($\mu = 131$ г/моль). Легким газом будет гелий ($\mu = 4$ г/моль). Будем пользоваться следующей формулой для скорости газа, прошедшего нестационарную волну разрежения:

$$u = \frac{2}{\gamma - 1} c_{hp} \left(1 - \frac{c_l}{c_{hp}} \right) = \frac{2}{\gamma - 1} c_{hp} \left[1 - \left(\frac{p_l}{p_{hp}} \right)^{\frac{\gamma-1}{2\gamma}} \right]. \quad (12)$$

Из (12) при $p_l = 0$ следует приведенная выше формула (6). В (12) приняты следующие обозначения: c_{hp} и p_{hp} — скорость звука и давление в покоящемся газе в сосуде высокого давления; p_l — давление в сверхзвуковой струе легкого газа; p_l равно p_{sh} — давлению в ударной волне, распространяющейся по ксенону нормальной плотности при атмосферном давлении.

Пренебрегая разницей между скоростью газа в ударной волне и скоростью ударной волны (при сжатии 6.63 эта разница около 15%), получаем, что при $u = 0.9c_{hp} = 3.15 \cdot 10^5$ см/с (выражение в квадратных скобках в (12) равно 0.3) согласно таблицам параметров ксенона в ударной волне (ударная адиабата) из [8] получаем ударную волну в ксеноне при нормальных условиях с T_{sh} от 15 до 20 кК.

Подводим итог. Если организовать одномерное течение газа, как в ударной трубе, то в ксеноне при нормальных условиях можно получить ударную волну с $D > 3$ км/с и $T_{sh} = 15-20$ кК. В качестве легкого газа должен быть применен гелий при $P_{He} = 2.5 \cdot 10^3$ атм и $T_{He} = 3.5$ кК. Понижение плотности ксенона будет приводить к увеличению амплитуды ударной волны. Допустимость работы при пониженной плотности ксенона должна быть оценена из условий возможности лазерной генерации.

Пользуясь случаем, сделаем несколько дополнительных замечаний по поводу сверхзвуковых струй лазерных газовых сред. Дело в том, что вопрос о таких струях неоднократно нами обсуждался и откладывался как трудно решаемый из-за необходимого высокотемпературного нагрева газа в сосуде высокого давления. Молекулярная примесь сложного состава к основному газу, как, например, C_3F_7I , скорее всего, разложится необратимо в зоне высокой температуры.

Технически возможно, но практически трудно впрыскивать сложные молекулярные примеси в сверхзвуковую струю в той части потока, где температура уже невелика. В данный момент ситуация существенно изменилась: можно располагать газовыми лазерными смесями простейшего химического состава [15,18-22]. Это сами по себе благородные газы, в которых активными частицами являются атомы в состоянии столкновений, а также благородные газы с примесью двухатомных молекул — водорода, хлора, брома, йода. Диссоциированный и ионизованный газ в сосуде высокого давления, можно полагать, восстановит свой химический состав, если сверхзвуковая струя охладившегося при расширении газа будет некоторое (необходимое) время свободно двигаться в зоне газодинамического тракта, которому можно было бы назвать релаксационной зоной. В релаксационной зоне должны произойти процессы рекомбинации, в результате которых ионы и электроны вновь образуют нейтральные атомы, а химически активные атомы образуют молекулы. Из-за простоты химического состава и нейтральности газа-разбавителя представляется необязательным непрерывное изменение химического состава в зоне рекомбинации. Торможение струи с целью создания излучающей ударной волны следует проделать за релаксационной зоной. Помимо преимуществ, которые сулит неподвижная ударная волна, представляется технически осуществимым переход в область температур ударной волны более 100 кК. Устройство типа так называемого компрессора Войтенко (см. описание, например, в [8]) можно было бы применить в качестве сосуда высокого давления.

Вернемся к формуле (11), устанавливающей связь между температурой в падающей и отраженной волнах, и еще раз обсудим вопрос о температуре. Дело в том, что можно эффективно воспользоваться тем, что в падающей ударной волне температура уже довольно высока. Температура уже такова, что в ксеноне возникает заметная термическая ионизация. Согласно таблицам ударных адиабат из [8], при $T = 15$ кК и плотности, в 6.63 раза превышающей плотность при нормальных условиях, число однократных ионов ксенона составляет 14.4% от исходного числа атомов. Уместно ставить вопрос о ионных молекулах, например Xe_2^+ , которые будут образовываться в таких условиях, и о возможности получения генерации когерентного излучения на переходах между состояниями этих молекул. Возможность генерации излучения на ионных молекулах ранее уже обсуждалась в работах [23,24]. Возбуждение ионных молекул будет происходить под действием излучения из фронта отраженной ударной волны, яркость которой в УФ и ВУФ областях спектра уже будет значительной при температуре 30 кК и более.

Xe_2 лазер (как и другие лазеры на димерах благородных газов) интересен в настоящем, если это возможно, варианте как весьма широкополосный усилитель излучения на гармониках лазеров видимого диапазона. Полоса люминесценции Xe_2 занимает область (по уровню 1/2 от максимума) от 180 до 165 нм (см., например, [25,26]), что в пересчете на полосу частот дает $\Delta\nu = 1.5 \cdot 10^{14}$ Гц. Это значение столь же велико, как у полос лазеров на красителях видимого диапазона или у $\text{XeF}(\text{C}-\text{A})$ лазера на длине волны 480 нм [1,5,27].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 93-02-15029.

Список литературы

- [1] Зуев В.С. Препарат ФИАН. № 161. М., 1990.
- [2] Аржанов В.П., Борович Б.Л., Зуев В.С. и др. // Квантовая электроника. 1992. Т. 19. С. 130.
- [3] Анисимов С.В., Земсков Е.М., Зуев В.С. и др. // Препринт ФИАН. № 140. М., 1989. Laser Phys. 1994. N 2. In press.
- [4] Анисимов С.В., Ермилов Ю.А., Земсков Е.М. и др. Препринт ФИАН. № 8. М., 1993.
- [5] Зуев В.С., Корнер С.Б., Мухеев Л.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1972. Вып. 16. С. 202.
- [6] Борович Б.Л., Зуев В.С. // ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1794.
- [7] Борович Б.Л., Зуев В.С., Катулин В.А., Носач О.Ю. Препринт ФИАН. № 85. М., 1989.
- [8] Цикулин М.А., Попов Е.Г. Излучательные свойства ударных волн в газах. М.: Наука, 1977.
- [9] Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Физматгиз, 1966. С. 202.
- [10] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [11] Кислых В.В., Крапицкой К.В. // ТВТ. 1990. Т. 28. С. 1195.
- [12] Borovich B.L., Zuev V.S., Stavrovsky D.B. JQSRT. Vol. 13. P. 1241.
- [13] Grieneisen H.P., Hohla K., Kompa K. // Opt. Commun. 1981. Vol. 37. P. 97.
- [14] Зельдович Я.Б., Компанец А.С. Теория детонации. М.: ГТТЛ, 1955.
- [15] Zuev V.S., Mikheev L.D. Photochemical Lasers. Paris: Harwood Acad. Publ., 1991.
- [16] Зуев В.С. Докт. дис. М., 1969.
- [17] Зуев В.С. Фотодиссоционный лазер с накачкой ударной и тепловой волнами. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1992. С. 223.

- [18] *Kanaev A.V., Kink M.F., Kink R.A. et al.* Preprint FIAN. N 119. M., 1991.
- [19] *Zuev V.S., Kanaev A.V.* Preprint FIAN. N 95. M., 1988.
- [20] *Фотовозбуждение плотных газов: среды с отрицательным поглощением /* Под ред. Л.Д.Михеева. Тр. ФИАН. М.: Наука, 1992. Т. 225.
- [21] *Зуев В.С., Канаев А.В., Михеев Л.Д.* // Квантовая электрон. 1984. Т. 11. С. 197.
- [22] *Михеев Л.Д.* // Квантовая электрон. 1978. Т. 5. С. 1189.
- [23] *Басов Н.Г., Войтик М.Г., Кутазов В.П.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. С. 2204.
- [24] *Басов Н.Г., Войтик М.Г., Кутазов В.П.* // Квантовая электрон. 1985. Т. 12. С. 2213.
- [25] *Morikawa E., Reininger R., Gurtler P. et al.* // J. Chem. Phys. 1989. Vol. 91. P. 1439.
- [26] *Messing I., Eckstrom D.J., Lorents D.C.* // J. Chem. Phys. 1990. Vol. 93. P. 34.
- [27] *Зуев В.С., Михеев Л.Д., Ставровский Д.Б.* Препринт ФИАН. № 22. М., 1994.
-