

Применение мощного K_rF-лазера для исследования сверхзвуковых течений газа и развития гидродинамических неустойчивостей в слоистых средах

В.Д.Зворыкин, И.Г.Лебо

Обсуждается устройство миниатюрной «лазерной ударной трубы», предназначенной для исследования широкого круга гидродинамических явлений в жидкостях при давлениях более 10 кбар и сверхзвуковых потоках газа с большими числами Маха (свыше 10). Сжатие и ускорение вещества, заполняющего камеру квадратного сечения с характерными размерами несколько сантиметров, происходит благодаря локальному поглощению вблизи ее входного окна импульсного излучения K_rF-лазера с энергией 100 Дж и длительностью 100 нс. Для фокусировки лазерного пучка предлагается использовать призменный растр, обеспечивающий однородное распределение интенсивности по сечению трубы. Данная установка позволит исследовать проблемы гиперзвукового обтекания тел сложной конфигурации и развития гидродинамических неустойчивостей при прохождении ударной волны или волны сжатия через контактные поверхности различных сред.

Ключевые слова: сверхзвуковые течения газа, гидродинамические неустойчивости, слоистые среды.

Введение

Фундаментальной проблемой механики жидкостей и газов является устойчивость границы раздела двух сред, находящихся в поле постоянного или импульсного ускорения. В первом случае контактная поверхность неустойчива, если градиенты давления и плотности направлены в противоположные стороны. Неустойчивость такого типа (Рэля–Тейлора) возникает, например, в поле тяготения, если более тяжелая жидкость расположена поверх легкой [1]. При импульсном ускорении, связанном с прохождением ударной волны через контактную поверхность между двумя жидкостями или газами или с резким торможением вещества, ранее находившегося в движении, контактная поверхность неустойчива при любом расположении слоев. Такая неустойчивость (Рихтмайера–Мешкова) приводит к быстрой эволюции первоначально малых возмущений в турбулентное перемешивание контактирующих сред [2, 3].

Исследование развития гидродинамических неустойчивостей является чрезвычайно важной задачей в инерциальном термоядерном синтезе (см, напр., [4–6]), физике высоких концентраций энергии, в космологии и астрофизике [7–8]. При прохождении сильных ударных волн через контактные поверхности двух газов различной плотности формируются и развиваются сложные вихревые структуры, представляющие интерес для современной нелинейной гидродинамики и исследования проблемы перехода от упорядоченного состояния к хаосу [9, 10]. Другой задачей, актуальной для разработки современной аэрокосмической техники и защиты Земли от столкновений с космическими объектами, является изу-

чение сверхзвукового обтекания тел сложной формы при больших числах Маха.

Для решения названных проблем используются численные методы моделирования по двух- и трехмерным программам (см., напр., [11–14]) и лабораторные эксперименты на ударных трубах [3, 15–17], специальных ракетных установках [18, 19], а также с помощью мощных лазеров [20–22] и взрывов [17, 23]. На ударных трубах эксперименты в газах проводятся при сравнительно небольших числах Маха $M = 1 - 4$ (здесь число Маха – отношение скорости ударной волны к скорости звука в невозмущенном газе) и амплитудах давления порядка 10 бар. Установки с ракетными ускорителями позволяют изучать неустойчивости Рэля–Тейлора на контактной поверхности между двумя жидкостями в условиях квазистационарных ускорений, превышающих ускорение свободного падения g в $10^2 - 10^3$ раз. Еще большие ускорения ($10^4 g$) реализуются в специальных взрывных камерах перед фронтом волны горения в газовых средах [24].

Взрывные и лазерные эксперименты позволяют получать очень высокие импульсные давления в конденсированном веществе и плазме: сотни килобар с помощью химических взрывов и сотни мегабар при применении ядерных взрывов и наиболее мощных уникальных лазерных установок. Недостатками любых взрывных экспериментов являются разрушение части аппаратуры в ходе каждого опыта, малая повторяемость и невоспроизводимость условий, а также необходимость обеспечения безопасности проведения экспериментов, что возможно только в специально оборудованных лабораториях.

С помощью лазеров изучаются гидродинамические течения и неустойчивости в плоской, цилиндрической и сферической геометриях как при прямом нагреве мишени, так и при преобразовании лазерного излучения в рентгеновское, что позволяет решить проблему однородности облучения. Однако применяемые для этих целей многоканальные и многоэлементные лазерные установ-

ки с энергией излучения в десятки килоджоулей, ИСКРА-5 (Россия), VULCAN (Великобритания), NIKE, NOVA и OMEGA (США), GEKKO XII (Япония), а также создаваемые еще более мощные мегаджоульные установки NIF (США) и LMJ (Франция) чрезвычайно дороги.

В типичных лазерных экспериментах интенсивность излучения q в фокальном пятне с размерами 100–1000 мкм составляет $10^{13} - 10^{15}$ Вт/см², а длительность импульса имеет порядок 1–10 нс. За это время ударная волна в твердом теле успевает пройти расстояние 10–100 мкм, что и определяет характерный масштаб исследуемого явления, т. к. после окончания лазерного импульса волна разгрузки быстро ослабляет ударную волну. Для исследования развития неустойчивости в конденсированных средах, как правило, используются сложные дорогостоящие рентгеновские методики, зачастую позволяющие получить лишь интегральную по времени или пространству информацию.

В настоящей работе предлагается новая методика возбуждения ударных волн в газообразных средах и волн сжатия в жидких средах с помощью импульсного лазера со значительно меньшей энергией излучения (~100 Дж) для моделирования широкого круга перечисленных выше гидродинамических явлений с пространственным масштабом ~1 мм и в микросекундном диапазоне длительностей. В основе идеи лежат два известных факта.

1. Лазеры с указанной энергией и характерной длительностью импульсов 10–100 нс при весьма умеренных интенсивностях излучения $q = 10^8 - 10^9$ Вт/см² создают в твердых телах волны сжатия с амплитудами в десятки килобар, если поверхность мишени покрыта тонким слоем прозрачного диэлектрика, удерживающего испаренное вещество от быстрой разгрузки [25, 26]. Поперечные размеры нагружаемой области могут составлять в этом случае около сантиметра, а максимальные давления ограничиваются оптическим пробоем диэлектрика. Вместо прозрачной пластины можно использовать воду, которая будет прозрачной не только для ИК излучения Nd-лазера (см. [27]), но и для УФ излучения KrF-лазера.

2. Для возбуждения в окружающем мишень атмосферном воздухе сильных ударных волн с числами Маха $M \geq 5 - 10$ также вполне достаточны указанные интенсивности, причем закон их затухания, описываемый моделью сильного взрыва, определяется геометрией опыта, т. е. соотношением размеров облучаемого пятна и необходимого ударной волной расстояния [28].

1. Устройство лазерной ударной трубы

В рассматриваемой схеме удержание нагреваемой лазером плазмы и возбуждение плоских ударных волн происходят внутри миниатюрной трубы, ограничивающей боковую разгрузку. Устройство такой лазерной ударной трубы базируется на использовании следующих основных компонентов: камеры ударной трубы, KrF-лазера, системы фокусировки лазерного излучения и двумерных численных программ.

Конструкция камеры ударной трубы схематично показана на рис.1. Лазерное излучение входит через прозрачное окно* 1 внутрь камеры квадратного сечения, заполненной жидкостью или газом. Поглощение излу-

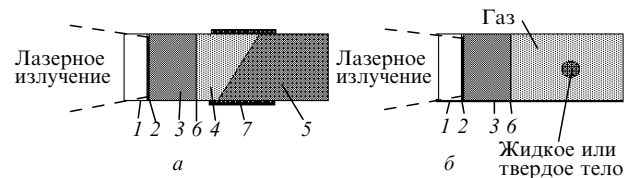


Рис.1. Схема лазерной ударной трубы – устройство для исследования развития неустойчивости Рихтмайера–Мешкова (а) и особенностей сверхзвукового обтекания тел сложной формы (б):

1 – прозрачная для лазера пластина из кварцевого стекла либо слой воды; 2 – непрозрачный тонкий слой; 3 – область, нагруженная ударной волной; 4 – невозмущенная первая среда (газ либо жидкость); 5 – невозмущенная вторая среда (газ либо жидкость); 6 – фронт ударной волны (или волны сжатия); 7 – пьезокерамика.

ния происходит в тонком слое 2, прилегающем к окну (рис.1,а), и приводит к формированию волны сжатия, распространяющейся в обе стороны от области энерговыделения. Поскольку камера вместе с фокусирующей оптикой может быть произвольно ориентирована по отношению к горизонту, в ней можно исследовать поведение наклонной границы раздела различных несмешиваемых жидкостей при ускорении в волне сжатия.

Начальные возмущения на контактной поверхности двух жидкостей или жидкости и газа могут также создаваться с помощью пьезокерамики 7, прикрепленной к стенкам камеры. В случае газа (рис.1,б) для эффективного поглощения лазерного излучения на тыльную поверхность окна наносится тонкий слой непрозрачного вещества 2, инициирующего сильную ударную волну 6. Внутри камеры могут помещаться капли жидкости либо твердые частицы различной формы для исследования их обтекания гиперзвуковым потоком газа, ускоряемого в ударной волне. Поскольку исследуемые жидкости и газы прозрачны для зондирующего излучения видимого диапазона, то для визуализации и изучения пространственно-временной эволюции течения в лазерной ударной трубе может быть использована обычная экспериментальная техника высокоскоростного теневого и шпирен-фотографирования [28, 29].

KrF-лазер ГАРПУН с энергией до 100 Дж и длительностью импульса 100 нс [29] генерирует УФ излучение с длиной волны 0.248 мкм, которое сильно поглощается в различных жидкостях [30], а также образующейся плазме, что существенно влияет на амплитуду генерируемого импульса давления [28]. К тому же для входного окна ударной трубы, изготовленного из кварцевого стекла, измеренные пороги оптического пробоя поверхности в воздухе и объемного разрушения весьма высоки и составляют соответственно $2.5 \cdot 10^9$ и 10^{10} Вт/см² [31]. Эти два фактора и определяют выбор KrF-лазера в качестве наиболее подходящего драйвера для данной схемы. Неодимовый лазер хотя и имеет близкие пороги разрушения входного окна, обладает меньшим поглощением излучения в исследуемых жидкостях. Применение же СО₂-лазера существенно ограничивается низкой лучевой прочностью входного окна и сильным отражением излучения от плотной плазмы [28].

Система фокусировки лазерного излучения с помощью многоэлементного призмного раstra [32], состоящая из большого числа призм, обеспечивает разбиение исходного широкоапертурного лазерного пучка с поперечными размерами 16 × 18 см на несколько десятков отдельных малых пучков сечением 2 × 2 см и их эффективное смещение в фокальной плоскости. Это позволяет даже

*Это может быть слой воды, если камеру такой трубы расположить вертикально, а излучение заводит сверху вниз.

при больших aberrациях фокусировать лазерный пучок в квадратное пятно с очень высокой степенью однородности и интенсивностью $\sim (2-5) \cdot 10^8$ Вт/см². Достижимая однородность распределения лазерного излучения на входе в ударную трубу будет затем определять начальные возмущения на фронте генерируемой ударной волны.

Для расчета гидродинамических процессов в лагранжевых [33] и эйлеровых [34] координатах использовались двумерные численные программы, позволяющих моделировать развитие неустойчивости и детально описывать наблюдаемые явления.

2. Численное моделирование распространения волн давления в лазерной ударной трубе

Численные расчеты, моделирующие формирование и распространение импульса давления в лазерной ударной трубе, были выполнены с помощью программы АТЛАНТ [33] в цилиндрической геометрии. Лазерный луч падал вдоль оси z . Были рассмотрены три случая: формирование волны сжатия и ее распространение в длинном канале, заполненном водой, распространение волны сжатия и ускорение контактной границы керосин – вода под действием этой волны и распространение ударной волны в газе. Во всех случаях размер расчетной области составлял 12 см. В первом случае первую подобласть занимала вода с начальной плотностью 1 г/см³, а в третьем – газ ксенон с начальной плотностью 5.4 мг/см³. Размер этой подобласти равнялся 10.5 см. Во втором случае вода занимала подобласть размером 10 см, а керосин (с начальной плотностью 0.8 г/см³) – подобласть размером 0.5 см. Далее располагался тонкий 2-микронный слой алюминия с начальной плотностью 2.7 г/см³ и затем слой кварцевого стекла толщиной 0.5 см с начальной плотностью 2.5 г/см³.

Лазерное излучение падало справа, проходило через прозрачный слой и полностью поглощалось в слое алюминия. Импульс КrF-лазера имел трапециевидную временную форму с фронтами нарастания и спада длительностью по 20 нс и участком постоянной интенсивности $3.1 \cdot 10^8$ Вт/см² длительностью 60 нс. Расчеты были сделаны в квазиодномерном приближении, т. е. неоднородность физических величин в поперечном направлении не учитывалась. Выражение для давления конденсированной среды имело следующий вид [35]:

$$P = P_c + P_t - P_i^0,$$

$$P_c = \begin{cases} \frac{\rho_0 C_s^2}{n} \left[\left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right] & \text{при } \frac{\rho}{\rho_0} \geq 1, \\ 0 & \text{при } \frac{\rho}{\rho_0} < 1, \end{cases}$$

где P_t – тепловое давление идеального газа; n – параметр, который варьировался в расчетах; ρ_0 – начальная плотность конденсированной среды; C_s – скорость звука в этой среде. Чтобы выравнять начальные давления во всех областях, вводится постоянное P_i^0 для каждой подобласти (i – номер подобласти).

Энергия сублимации металлов составляет 1 – 10 кДж/г [36], т. е. для фольги массой $\sim 10^{-3}$ г она будет равняться 1 – 10 Дж при поглощенной энергии 100 Дж. В представленных расчетах не учитывались потери энергии на плавление и испарение поглощающего слоя.

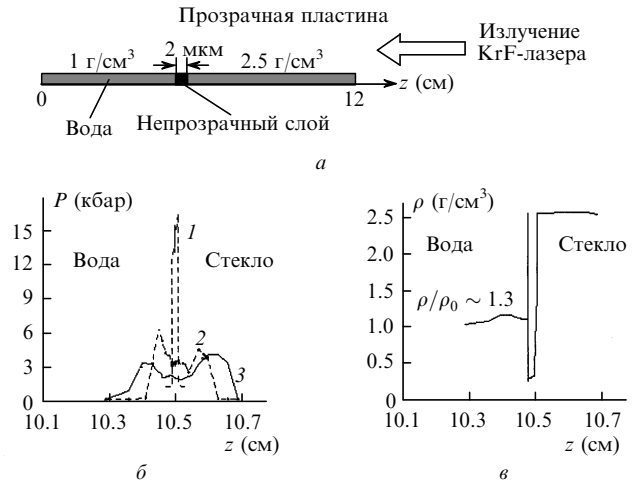


Рис.2. Результаты расчетов распространения волны сжатия в воде – начальные условия задачи (а), а также распределения давления в моменты времени $t = 50$ (1), 375 (2) и 700 нс (3) (б) и плотности в момент времени $t = 700$ нс (в).

На рис.2 показано распределение давления по пространству в различные моменты времени. Из-за нагрева и испарения тонкого слоя алюминия возникал скачок давления с амплитудой свыше 10 кбар и формировалась волна сжатия, распространяющаяся в обе стороны от области энерговыведения. По мере распространения волны в воде амплитуда давления убывала и к моменту времени 700 нс, когда волна проходила расстояние ~ 1 мм, составляла 3–4 кбар при степени сжатия вещества $\rho/\rho_0 \sim 1.3$ (рис.2,в). Через 4 мкс волна убежала более чем на 5 мм, а давление снижалось до 1.5 кбар. Следует отметить, что указанные параметры сравнительно слабо зависят от вида уравнения состояния вещества, которое принималось в расчетах. Представленные расчеты сделаны при $n = 4$. В том случае, когда расчеты проводились для $n = 10$, сжатие вещества уменьшалось, а амплитуда давления возрастала на 5–10 %.

На рис.3 представлены результаты расчетов прохождения волны сжатия через контактную поверхность керосин – вода.

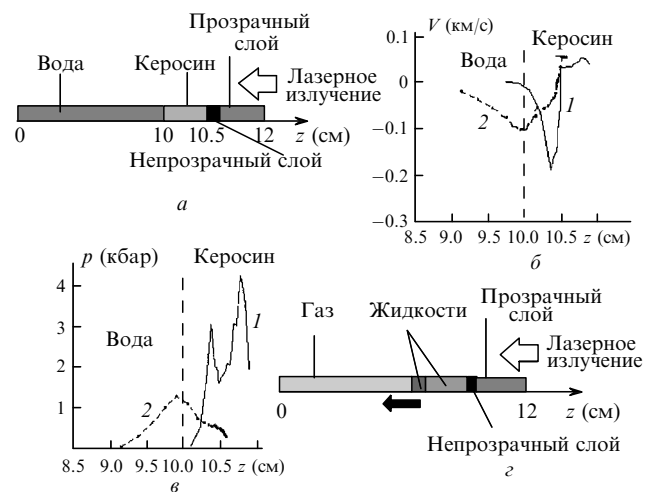


Рис.3. Результаты расчетов прохождения волны сжатия через контактную поверхность керосин – вода. Показана постановка задачи (а), распределения вдоль оси z скорости (б) и давления (в) в моменты времени $t = 1$ (1) и 4.7 мкс (2), а также схема эксперимента по исследованию развития неустойчивости при ускорении двух тонких слоев жидкости в трубе (з); черной стрелкой показано направление движения.

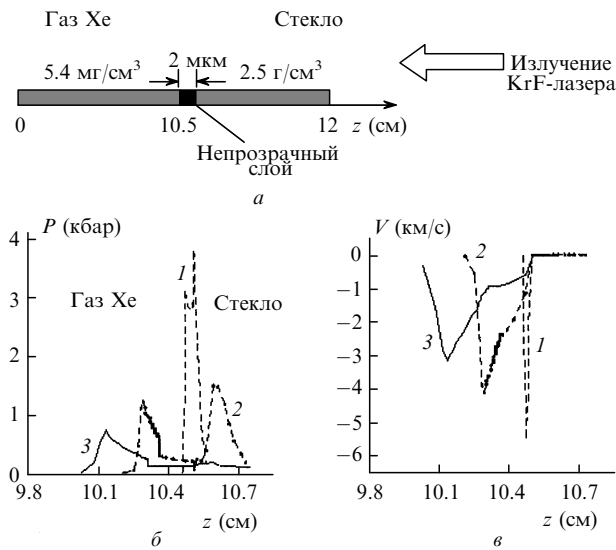


Рис.4. Результаты расчетов распространения ударной волны в газе – начальные условия задачи (а), распределения давления (б) и скорости (в) вдоль оси z в моменты времени $t = 80(1)$, $362(2)$ и 700 нс (3).

син – вода. Граница получает импульс ускорения, в $10^6 - 10^7$ раз превышающий ускорение свободного падения g . На рис.3,б, в показаны распределения скорости и давления вдоль оси z в различные моменты времени. При прохождении через контактную границу максимум импульса составляет ~ 1 кбар, а скорость возрастает до 100 м/с. В том случае, когда рассматриваемая труба полностью заполнена жидкостями, смещение контактной границы будет малым.

Чтобы увеличить «тормозной путь» контактной границы и, следовательно, время развития неустойчивости, целесообразно в такую трубу поместить два тонких жидких слоя (толщиной 0.5–1 см), а большую часть пространства заполнить газом (второй слой может состоять из студня [37] или другого твердого материала, теряющего упругость при нагрузках, много меньших 1 кбар; в этом случае ударную трубу можно будет расположить вертикально и заводить излучение сверху). В процессе ускорения среды импульсом давления неустойчивость будет развиваться на контактной границе двух жидкостей, а на стадии торможения сжатым газом – на границе жидкость – газ.

На рис.4 показаны результаты расчета, моделирующего распространение ударной волны в ксеноне. Скорость звука в ксеноне и в стекле составляла 174 м/с и 3.7 км/с соответственно. Видно, что в газе формируется мощная ударная волна с числами Маха $M \sim 40$, которая постепенно затухает по мере распространения. Через 700 нс она уходит на 4 мм, но ее скорость все еще весьма велика и соответствует $M \geq 20$. Сверхзвуковое распространение ударной волны и газа за ее фронтом прослеживалось в расчетах на протяжении нескольких микросекунд на расстояниях несколько сантиметров.

Заключение

Предложенная в работе методика возбуждения ударных волн в газах и волн сжатия в жидких средах с помощью KrF-лазера имеет ряд достоинств по сравнению с традиционной постановкой лазерных экспериментов с наносекундными импульсами. При этом характерный

масштаб газодинамических течений имеет порядок 1 мм, а времена протекания процессов достигают нескольких микросекунд. Это позволяет с помощью обычных оптических методов проследить пространственно-временную эволюцию неустойчивостей на границах раздела различных сред, а также изучать обтекание тел сложной формы гиперзвуковыми потоками газа. Возможно также исследование влияния на развитие неустойчивостей повторного включения ускорения от нескольких ударных волн при их генерации сдвоенными лазерными импульсами с варьируемой задержкой. В случае контакта двух жидкостей с помощью лазера можно создавать ускорения, в 10^6 раз превышающие ускорение свободного падения, и изучать развитие гидродинамической неустойчивости в таких условиях.

Авторы выражают благодарность В.Б.Розанову и Н.Забускому из Университета штата Нью-Джерси за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 98-02-16993).

1. Taylor G. *Proc.Roy.Soc.A*, **201**, 192 (1950).
2. Richtmyer R.D. *Commun.Pure Appl.Math.*, **13**, 297 (1960).
3. Мешков Е.Е. *Изв.АН СССР. Сер. Механика жидкости и газа*, **5**, 151 (1969).
4. Басов Н.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. *Физика лазерного термоядерного синтеза* (М., Знание, 1988).
5. Kilkenny J. *Phys.Plasmas*, **1**, 1379 (1994).
6. Lindl J. *Phys.Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
7. Arnett D. *Supernova and Nucleosynthesis* (Princeton, Princeton University Press, 1996).
8. Kane J., Drake R.P., Remington B.A. *Astrophys.J.*, **511**, 335 (1999).
9. Hawley J., Zabusky N. *Phys.Rev.Letts*, **63**, 1241 (1989).
10. Deng Y., Glimm J., Sharp D.H. *Los Alamos Science*, № 21, 124 (1993).
11. Anuchina N.N., Anuchina M.G., Volkov V.I. et al. *Proc.III Intern. Workshop on The Physics of Compressible Turbulent Mixing* (Royau-mont, France, 1991, p. 305).
12. Белоцерковский О.М., Демченко В.В., Опарин А.М. *ДАН СССР*, **334**, 581 (1994).
13. Popov I.V., Tishkin V.F., Nikishin V.V. et al. *Proc.ECLIM'94* (Oxford, England, 1994).
14. Bashurov V.V., Bondarenko Yu.A., Dubin A.B., et al. *Proc.V Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Stony Brook, USA, 1995)* (Singapore, World Scientific, 1996, p. 285).
15. Haas J., Sturtevant V. *J.Fluid Mech.*, **1281**, 41 (1987).
16. Алешин А.Н., Гамалий Е.Г., Зайцев С.Г. и др. *ДАН СССР*, **35**, 159 (1990).
17. Benjamin R.F. *Proc.III Intern.Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (Royau-mont, France, 1991, p. 325).
18. Read K.I. *Physica D*, **12**, 45 (1984).
19. Kucherenko Yu.A. et al. *Proc.III Intern.Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (Royau-mont, France, 1991, p. 427).
20. Pawlew C.J. et al. *Phys.Plasmas*, **4**, 1969 (1997).
21. Kalantar D.H. et al. *Phys.Plasmas*, **4**, 1985 (1997).
22. Weber S. et al. *Book of Abstract VII Intern.Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (St.Peterburg, 1999, p. 11); Galmiche D. et al. *Book of Abstract VII Intern.Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (St.Petersburg, 1999, p. 113).
23. Lebedev A., Nizovtsev P.N., Rayevsky V.A., Solovoyov V.P. *Proc.V Intern.Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Stony Brook, USA, 1995)* (NY, World Scientific, 1995, p. 213).
24. Зайцев С.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. и др. *Изв. АН СССР. Сер. механика жидкости и газа*, № 6, 15 (1991).
25. Fairand V.P., Clauer A.H., Jung R.G., Wilcox V.A. *Appl.Phys.Letts*, **25**, 431 (1974).
26. Devaux D., Fabbro R., Tollier L., Bartnicki E. *J.Appl.Phys.*, **74**, 2268 (1993).
27. Данильчев В.А., Зворыкин В.Д. *Труды ФИАН*, **142**, 117 (1983).
28. Peyer P., Berthe L., Scherpereel X., Farbo R. *Mater.Sci.*, **33**, 1421 (1998).
29. Zvorykin V.D., Lebo I.G. *Laser and Particle Beams*, **17**, 69 (1999).
30. Зайдель А.Н., Островская Г.В., Островский Ю.И. *Техника и практика спектроскопии* (М., Наука, 1976, с. 236–237).

31. Морозов Н.В., Сагитов С.И., Сергеев П.Б. *Препринт ФИАН № 144* (М., 1990).
32. Грасюк А.З., Ефимков В.Ф., Смирнов В.Г. *ПТЭ*, № 1, 174 (1976).
33. Lebo I.G., Popov I.V., Rozanov V.B., Tishkin V.F. *J.Russ.Laser Research*, **15**, 136 (1993).
34. Lebo I.G., Rozanov V.B., Tishkin V.F., Nikishin V.V. *Proc.VI Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing* (Marseille, France, Institut Universitaire des Systemes Thermiques Industriels, 1997, p. 312).
35. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М., Наука, 1966).
36. *Физические величины. Справочник* (М., Энергоатомиздат, 1991, с. 288).
37. Meshkov E.E., Nevmerzhitsky N.V., Pavlovskii V.A. et al *Proc.V Intern. Workshop on the Physics of Compressible Turbulent Mixing (Stony Brook, USA, 1995)* (Singapore, World Scientific, 1996, p. 243).

V.D.Zvorykin, I.G.Lebo. Application of a high-power KrF laser for the study of supersonic gas flows and the development of hydrodynamic instabilities in layered media.

The design of a miniature laser shock tube for the study of a wide range of hydrodynamic phenomena in liquids at pressures greater than 10 kbar and in supersonic flows with large Mach numbers (greater than 10) is discussed. A substance filling a chamber of quadratic cross section, with a characteristic size of several centimetres, is compressed and accelerated due to local absorption of 100-ns, 100-J KrF laser pulses near the entrance window. It is proposed to focus a laser beam by a prism raster, which provides a uniform intensity distribution over the tube cross section. The system can be used to study the hypersonic flow past objects of complex shape and the development of hydrodynamic instabilities in the case of a passage of a shock wave or a compression wave through the interfaces between different media.