

## ГИПЕРЗВУКОВЫЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ПОТОКЕ ГАЗА ОТ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО НЕФОКУСИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА НА ПЛЕНКУ ИЛИ ПОВЕРХНОСТЬ СРЕДЫ

*Г.А.Аскаръян, М.Г.Королев, К.Л.Якушкин*

*Институт общей физики РАН  
117942 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 декабря 1992 г.

Предложена и исследована возможность получения быстрого импульсного газового потока со скоростями  $\approx 10^6$  см/с от воздействия мощного нефокусированного лазерного импульса на испаряемую пленку или поверхность среды. Описаны свойства такого потока и предварительные эксперименты по гиперзвуковому обтеканию тел и кумулятивным явлениям.

Обычно для проведения гиперзвуковых исследований используют громоздкие импульсные или непрерывные газодинамические трубы и сопла (см., например, <sup>1</sup>), причем для получения высокоскоростных потоков требуются большие мощности для подогрева и ускорения рабочего газа или использование гелия. Применение плазменных ускорителей <sup>2</sup> более подходит для имитации взаимодействия солнечного ветра или импульсных высокоскоростных плазменных потоков <sup>3</sup> при скоростях  $10^7 \div 10^8$  см/с с телами (планетами, кометами и т. п.) в космосе, но из-за высокой скорости, неравновесной ионизации, остаточных токов и полей (особенно в случае электроразрядной плазмы или плазмы неравновесного разлета от сфокусированного лазерного воздействия) они мало пригодны для моделирования аэрокосмических процессов со скоростями  $\approx 10^6$  см/с (например, при полете или входе в атмосферу космических систем).

Мы исследовали возможность создания импульсных быстрых потоков газа с легко регулируемыми параметрами и свойствами воздействием мощного нефокусированного лазерного импульса на поверхность пленки или поверхность среды (углерод, алюминий) при плотностях мощности светового воздействия  $(1 \div 2) \cdot 10^8$  Вт/см<sup>2</sup>. При этом был использован неодимовый лазер с модулированной добротностью (пассивный модулятор с просветляющимся фильтром LiF), дающий гигантские импульсы с энергией  $40 \div 50$  Дж и длительностью 30 нс, созданный на базе ГОС-1001. Диаметр лазерного луча в зоне воздействия (после телескопического поджатия) составлял 3,5 см. Поперечное распределение интенсивности излучения было сглажено путем применения многолепесткового выходного зеркала резонатора <sup>4</sup> или пропусканием через матированную пластинку (в этом случае терялось 30% энергии). Зона однородной интенсивности из-за краевого спада составляла  $> 2$  см и определяла размеры зоны однородности газодинамического воздействия. Именно в этом объеме наблюдения можно было считать поток плоским и не учитывать радиальной неоднородности и бокового расширения. Условия обтекания можно было менять не только изменением начальных параметров воздействия, но и подбором момента времени регистрации быстродействующими динамическими датчиками и регистраторами, в сочетании с интегральными, описывающими результирующий процесс (например, полный механический импульс) или вырывающимися наиболее интересную

фазу по максимальному проявлению (например, интегральную фотографию, регистрирующую процесс в фазе наиболее интенсивного свечения).

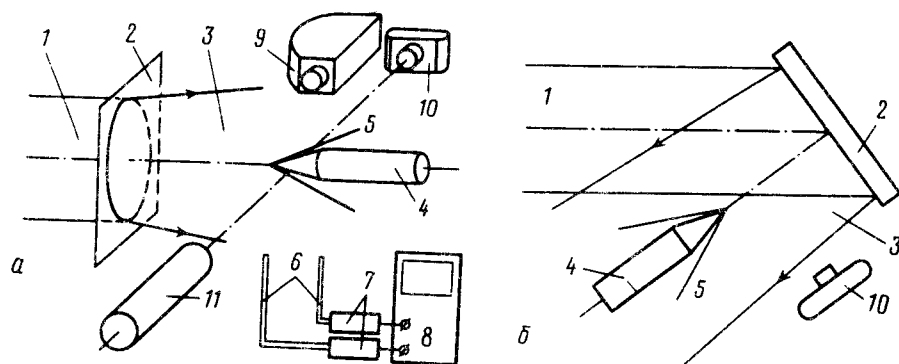


Рис.1. Схема эксперимента по газодинамическим исследованиям в потоке газа при лазерном воздействии на шенку (рис.1а,б) или поверхность среды (рис.1б): 1 - импульсный луч лазера, 2 - пленка или испаряемая поверхность, 3 - поток газа, 4 - конусное тело, 5 - ударная волна обтекания, 6 - световоды, 7 - фотоумножители, 8 - осциллограф, 9 - высокоскоростная фоторегистрирующая установка ВФУ, 10 - фотоаппарат, 11 - рубиновый лазер ОГМ-20 для съемки тенеграмм

Схема установки дана на рис.1а, б. Луч лазера (1) падал на помещенную в вакуумную камеру (давление  $\lesssim 10^{-4}$  торр) пленку (2) или поверхность среды (рис.1б) и вызывал импульсное высокотемпературное испарение, дающее почти плоскую струю (3) газа.

В позиции (а) использовалась обычная лавсановая металлизированная пленка с алюминиевым покрытием толщиной  $\approx 10^{-5}$  см, обращенным от луча внутрь камеры, в позиции (б) - или такая же пленка, но с покрытием алюминием, обращенным к лучу, или поверхность среды (графит, алюминий и т.п.). В позиции (б) луч лазера падал на поверхность под углом  $45^\circ$ , но газодинамический поток вылетал по нормали к поверхности.

Для изучения обтекания в поток газа помещались небольшие тела: острей конуса (4) с углом раствора  $2\theta \approx 15 \div 30^\circ$ , сфера, плоскости для изучения отражения, следов осаждения. Поперечный профиль газового потока можно было менять, изменяя поперечный профиль светового пучка: например, для создания трубчатого потока кольцевого профиля достаточно было поместить фильтр или экран на оси луча.

Методика изучения газодинамических процессов и параметров включала:

1. Фотографирование сбоку с открытым затвором фотоаппарата (10).
2. Высокоскоростная фоторегистрация ВФУ с частотой кадров до  $2,5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$  (9).

3. Тенеграмная фоторегистрация скачков уплотнения с помощью лазера ОГМ-20 (11) со съемкой на фотоаппарат (10).

4. Локальная регистрация фронтов свечения с помощью световодных датчиков (6) с направленным (коллимированным) приемом света и преобразованием с помощью ФЭУ (7) с регистрацией осциллографом (8).

Почти все эти методы (кроме тенеграм) регистрировали свечение или усиление свечения газа при обтекании из-за увеличения температуры и плотности газа. Тенеграмма регистрировала уплотнение газа и градиенты показателя преломления.

5. Проводились и прямые механические измерения передаваемого импульса обтекаемому телу, подвешенному в режиме баллистического маятника.

6. Оказалось также возможным регистрировать структуру потока газа по следам конденсации, остающимся на пластинках стекла, помещаемых на пути потока газа.

*Описание газодинамических процессов.* При быстром энерговыделении происходит взрывное испарение тонкого слоя при температурах  $T > T_{\text{кип}}$  ( $\approx 0,3$  эВ для Al) с возможным последующим нагревом в лазерном разряде с темпом объемного энерговыделения  $w \approx n_e e^2 E_0^2 \nu_s / m(\omega^2 + \nu_s^2) \approx \frac{\omega_p^2 E_0^2 \nu_s}{4\pi\omega^2}$  при  $\omega > \nu_s$  (где  $\omega$  – частота света,  $\nu_s$  – частота столкновений,  $n_e$  – плотность электронов,  $\frac{E_0^2}{4\pi} c = I$  – плотность мощности светового потока).

Средняя кинетическая энергия газового потока определится выделившейся энергией. Из закона сохранения энергии и уравнения адиабаты получим

$$u^2 = \frac{2p_0 x_0}{M_1(\gamma - 1)} \left\{ 1 - \left( \frac{x_0}{x} \right)^{(\gamma-1)} \right\}$$

а температура  $T \approx T_0 \left( \frac{x_0}{x} \right)^{(\gamma-1)}$ , то есть скорость звука в потоке  $c_s^2 \approx c_{s0}^2 \left( \frac{x_0}{x} \right)^{(\gamma-1)}$ , где  $M_1$  – масса газа,  $x_0$  – первоначальный погонный объем. Отсюда сразу получим для оценок эффективное число Маха

$$M^2 = \frac{u^2}{c_s^2} \approx \frac{2}{(\gamma - 1)} \left\{ \left( \frac{x}{x_0} \right)^{(\gamma-1)} - 1 \right\};$$

при  $x \gg x_0$ ;  $M = \sqrt{\frac{2}{(\gamma-1)}} \left( \frac{x}{x_0} \right)^{\frac{(\gamma-1)}{2}}$  и  $M_1/M_2 = (x_1/x_2)^{\frac{(\gamma-1)}{2}}$ , где эффективный показатель адиабаты  $\gamma$  близок к  $5/3$  для одноатомного газа и для плазмы при температурах, не приближающихся к уровням ионизации или возбуждения. Оценки показывают, что нужные величины  $M \approx 5 \div 10$ , легко достигаются в пределах при  $x \approx 3 \div 5$  см для  $x_0 \approx 3 \cdot 10^{-2}$  см. Характерно, что для наших условий при  $T_0 \approx 5$  эВ получим  $u \approx 10^6$  см/с и  $M \approx 10$  при мгновенной плотности газа  $n_a \approx \rho_{Al} N_A h / Ax \approx 3 \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , где  $\rho$  – начальная плотность,  $A$  – атомный вес,  $h$  – толщина слоя металлизации,  $N_a$  – число Авогадро, что соответствует высотам  $\sim 40$  км. Величина  $x_0$  близка к расстояниям разлета за время длительности энерговыделения  $x_0 \approx u\tau$ , где  $\tau$  – длительность лазерного импульса ( $\tau \approx 3 \cdot 10^{-8}$  с). Возможны различные режимы газоистечения, в том числе и такие, которые ограничиваются газодинамикой только испарения (без светового пробоя), если длительность светового импульса не слишком затянута и взрыв пленки приходится на конец импульса. (Отметим, что само время взрыва может составлять малую часть длительности импульса). Отметим также, что одноатомность алюминия также полезна тем, что не допускает длительной неравновесности молекулярной колебательной природы и более пригодна к пересчету случая движения бастролетающего тела в невозмущенной среде.

Из вышеизложенного следует также, что меняя координату или энергию воздействия можно в широких пределах менять среду налетающего – от плазмы на небольших расстояниях тела от взрывающейся поверхности до быстрого невозбужденного газа для больших расстояний.

Отметим, что различие скоростей движения газа за фронтом наиболее быстрого движения (обычно приводят <sup>5,6</sup> линейное изменение скорости от

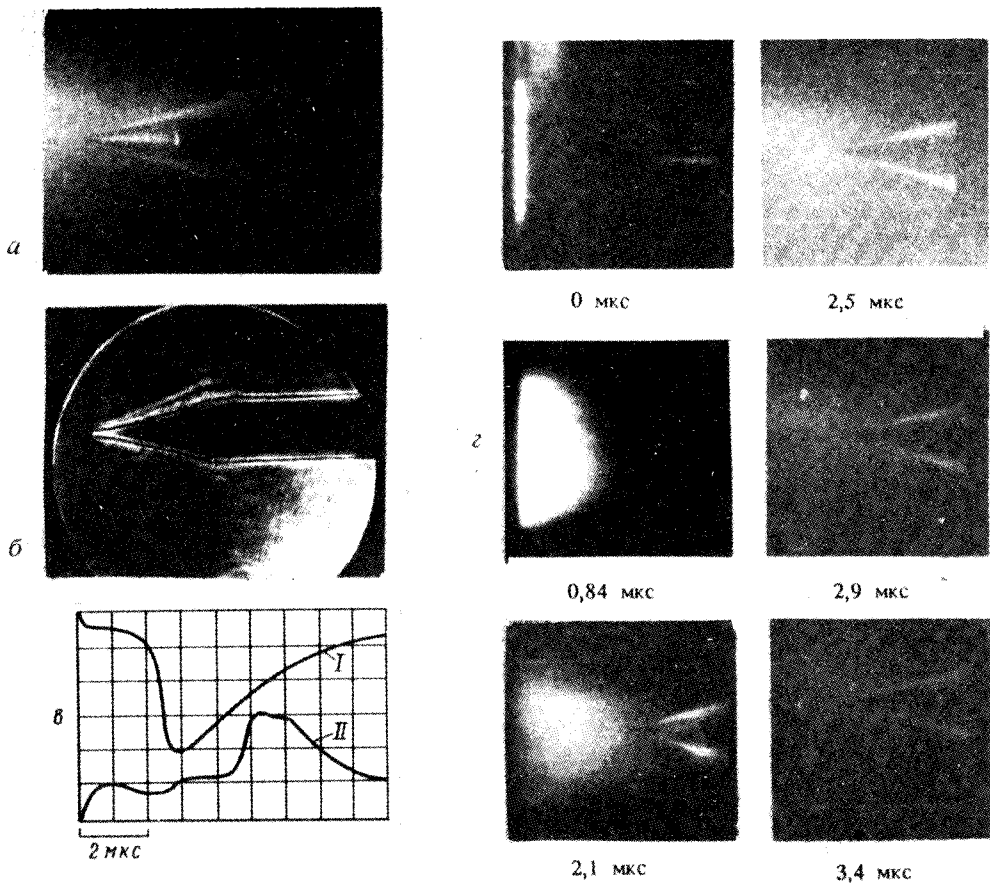


Рис.2. Фото движения газа и обтекания тела. *а* – Интегральная фотография свечения при обтекании конуса, *б* – тенеграмма ударной волны при обтекании конуса, *в* – осциллограмма регистрации свечения газа световодными датчиками. Верхний луч – световод на расстоянии 1,6 см, от пленки, нижний – на расстоянии 2,6 см; *г* – покадровая съемка разлета газа и обтекания конуса потоком газа

координаты  $u = u_{\text{эф}}(t)x/x(t)$  при заданном распределении давления  $p(x, t, x_{\text{эф}}(t))$  позволяет расширить диапазон условий обтекания выбором момента времени наблюдения.

Угол  $\beta$  между образующей волны обтекания и осью тонкого острого конуса с углом заострения  $2\theta$  позволял оценивать число Маха по формуле (см., например, <sup>7-10</sup>)

$$\frac{\beta}{\theta} = \frac{\gamma + 1}{\gamma + 3} + \sqrt{\left(\frac{\gamma + 1}{\gamma + 3}\right)^2 + \frac{2}{(\gamma + 3)} \frac{1}{M^2 \theta^2}} \quad \text{справедливой для } M\theta > 1.$$

1. В нашем случае  $\theta \approx 0,23$  рад.

*Результаты экспериментов.* На рис.2 даны фотографии, регистрирующие:

- а) интегральное обтекание конуса с острием, расположенным на расстоянии 3,5 см от пленки;
- б) тенеграмму ударного слоя, снятая через 3 мкс после лазерного импульса;

в) осциллограмма сигналов от двух световодов: верхний луч от световода, расположенного на расстоянии 1,6 см, нижний – на расстоянии 2,6 см от пленки для плотностей воздействия – 3 Дж/см<sup>2</sup>;

г) кадры развертки ВФУ с задержками 1 ÷ 3 мкс, фиксирующими этапы налетания потока газа на конус, светящийся сначала в свете взрыва пленки и от воздействия прошедшего лазерного импульса, а затем, через пролетное время, от налетания гиперзвукового потока газа.

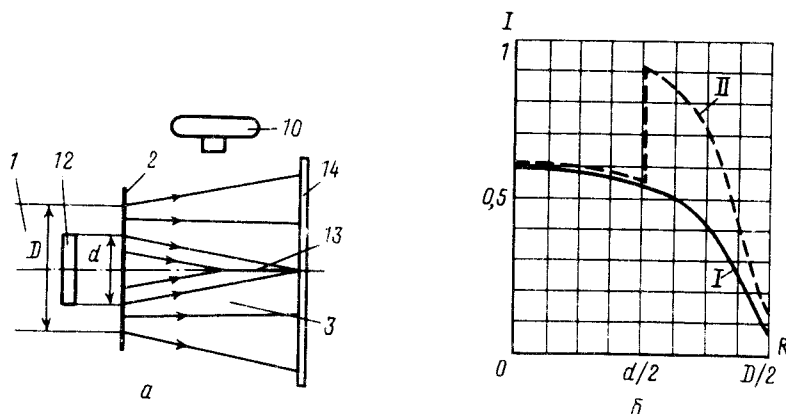


Рис.3. Формирование профиля луча и сходящегося потока газа. а – 1 – луч лазера, 2 – пленка, 3 – поток газа, 10 – фотоаппарат, 13 – осевое уплотнение потока, 14 – покрывное стекло для фиксации следа; б – распределение интенсивности луча по радиусу: I – луч с большим фильтром, II – луч с малым фильтром такого же пропускания

Из этих данных была получена скорость газа  $u \approx 10^6$  см/с при  $x \approx 4$  см и плотностях воздействия  $\approx 3$  Дж/см<sup>2</sup> и число Маха  $M \approx 10$ , что соответствует местной скорости звука  $10^5$  см/с и температуре газа  $T \approx 0,3$  эВ (это дает оценку по формуле Саха степени ионизации  $\alpha \approx 3 \cdot 10^{-3}$  при плотности газа  $n_a \approx 3 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup> – эквивалентной высотам  $\approx 40$  км).

Была получена длительность видимого обтекания 1,5 – 2 мкс для позиции 1а. Аналогичные результаты были получены и для 1б.

Была наблюденa зависимость скорости истечения газа от плотности лазерной энергии и изменение числа Маха от положения острия конуса (число Маха менялось при изменении позиции острия от 4,5 до 2 см примерно от 10 до 6).

Проводилась оценка плотности и импульса потока газа по импульсу, передаваемому баллистическому маятнику. В качестве маятника использовался стальной шарик массой 0,3 г радиуса  $a \approx 0,2$  см, подвешенный на нити длиной  $l \approx 10$  см в плоскости, находящейся на расстоянии 3 см от пленки. Маятник давал отклонение  $\approx 1$  см. Задавая плотность массы взорванного покрытия  $M_1 \approx \rho_{A1} h \approx 3 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>2</sup> для толщины покрытия  $h \approx 10^{-5}$  см и при скорости газа  $u \approx 10^6$  см/с получим импульс на сечение тела маятника  $M_1 u \alpha^2 \approx 4$  г·см/с. Эксперимент дал по отбросу маятника импульс  $4m\gamma/T \approx 2m\gamma/\pi \sqrt{l/g} \approx 4$  г·см/с, то есть весьма близкое по величине значение, что связано с близостью коэффициента сопротивления сферы к единице.

Хотя плотность газа в потоке  $\rho \approx M_1/ut \approx 3 \cdot 10^{-5}$  г/см<sup>3</sup> и составляет сотые доли атмосферы, однако давление напора потока на поверхность  $p \sim \rho u^2 (1 \div \theta^2)$

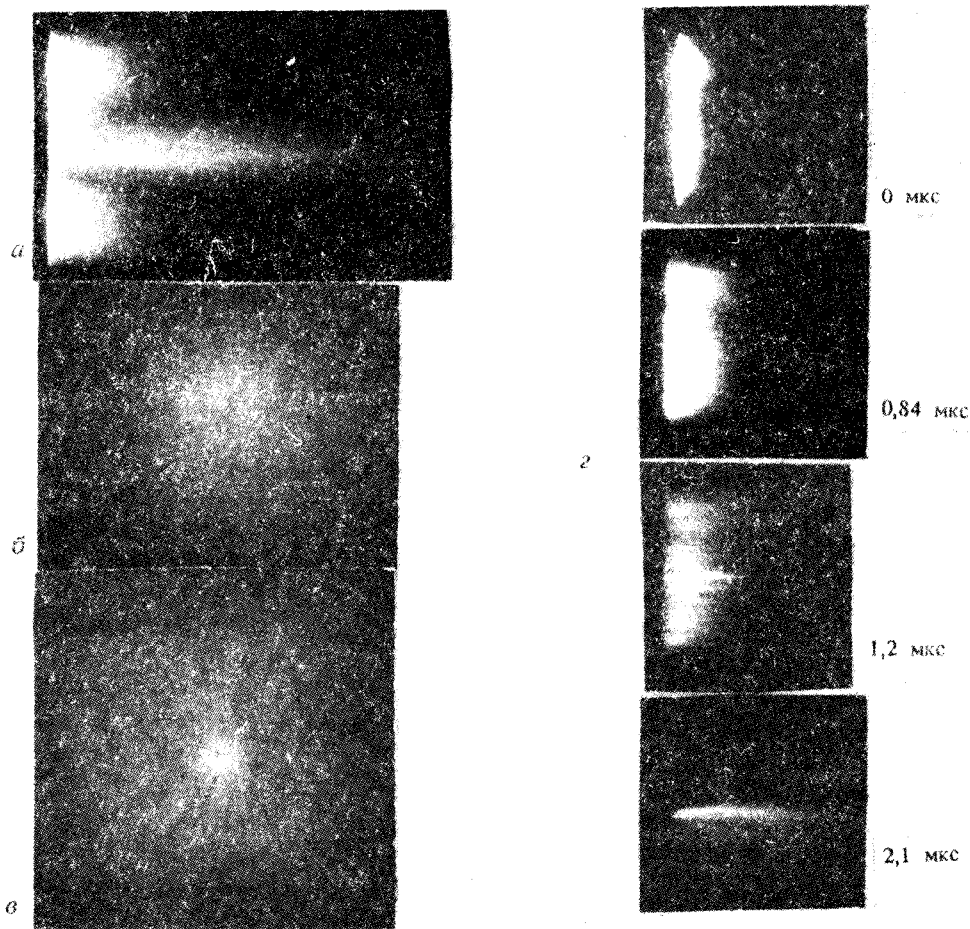


Рис.4: Фото формирования схлопывания трубчатого потока газа. *a* – интегральная фотография сбоку; *b* – след напыления на стеклянной пластинке от луча без вырубki (фильтр большого диаметра); *c* – след напыления от полого луча, виден яркий фокус; *d* – кадры ВФУ схлопывания полого потока. Видно образование фокуса кумуляции

составляет от долей до десятков атмосфер в зависимости от угла между направлением потока и поверхностью, то есть достаточно велико, что позволяет использовать малые высокочастотные термоэкранированные пьезодатчики для исследования локальных газодинамических давлений на различные участки обтекаемых тел.

Этот способ позволяет также легко и просто осуществить кумулятивные эксперименты, связанные со схлопыванием потоков с неоднородной плотностью или неравномерностью нагрева газа.

Так, например, изменение плотности газа в приосевой области (создание трубчатого потока) осуществляется просто помещением экрана или фильтра небольшого радиуса 12 вблизи оси лазерного луча (см. рис.3*a*). В случае экрана – за ним на пленке (2) остается целый слой металлизации, в случае фильтра – уменьшается скорость и плотность газовой струи вблизи

оси. В обоих случаях из-за уменьшения приосевого давления начнется внутрениий процесс схлопывания внутрь, приводящий к увеличению плотности и температуры газа на оси <sup>11-13</sup>.

Если нужно сравнение действия потока при заданном одном и том же начальном давлении газа в центре, но при разных на периферии, можно использовать сначала фильтр малого радиуса (при этом профиль лазерного луча (рис.3б, кривая II), а в другом случае – фильтр большого радиуса с тем же пропусканием (рис.3б, кривая I). Такие изменения распределения интенсивности моделируют газовый поток с кольцевой плотностью или с кольцевым энерговыделением (кольцевой подогрев в начале однородного потока).

Эксперимент сразу выявил (см. рис.4) в интегральном (рис.4а) и покадровом (рис.4г) режимах съемки появление фокуса и линии фокусов схлопывания с усилением свечения и плотности газа на оси.

Изменение профиля потока при таком схлопывании было также зафиксировано по картине осаждения атомов на стеклянной пластинке (14) рис.3а. Хотя оседает небольшая часть, но даже за один выстрел образовалась картина, размазанная в случае фильтра большого размера (рис.4б), но с четким фокусным пятном на оси (рис.4в) в случае фильтра малого размера, обеспечивающего трубчатый кумулирующий луч.

Эти эксперименты показывают широкие возможности использования данного способа для газодинамических исследований.

Авторы выражают благодарность И.В.Государеву, принимавшему участие на начальной стадии работы и И.В.Соколову за обсуждение статьи.

- 
1. Техника гиперзвуковых исследований пер. под ред. Г.Ф.Бурого, М.: Мир, 1964.
  2. Плазменные ускорители под ред. Л.А.Арцимовича. Машиностроение, 1973г. Сб. статей см. там: Г.Л.Гроздовский "Применение плазменных ускорителей в газодинамике (стр.25) И.М.Подгорный "Применение ускорителей плазмы в космических исследованиях".
  3. Г.А.Аскарьян, И.М.Раевский, Квантовая Электроника **14**, 229 (1987).
  4. А.В.Юркин, Квантовая Электроника **18**, 493 (1991).
  5. Л.И.Седов, Методы подобия и размерности в механике. М. Наука, 1987.
  6. К.П.Станюкович "Неустановившиеся движения сплошной среды" М.: Наука.
  7. Ж.Гиро, Основные вопросы теории гиперзвуковых течений. М.: Мир 1965.
  8. Г.Г.Черный, Течение газа с большой сверхзвуковой скоростью, М.: Наука 1959.
  9. У.Хейз, Р.Пробстин, Теория гиперзвуковых течений М.: Мир 1962.
  10. Г.Г.Черный, Газовая динамика, М.: Наука, 1988.
  11. И.В.Соколов, ДАН, **315**, 867.
  12. Ю.М.Белецкий, Д.Ф.Быков, П.А.Войнович, и др. Письма в ЖТФ **17**, 65 (1991).
  13. В.С.Авдудевский, Э.А.Амратов, Газодинамика сверхзвуковых неизобарических струй, М.: Машиностроение, 1989.