МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА И ГИДРОДИНАМИКА

Курс лекций для ФМШ

СЖИМАЕМОСТЬ. АКУСТИКА. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

А. П. Ершов

13 мая 2005 г.

Глава 8

СЖИМАЕМОСТЬ. АКУСТИКА. УДАРНЫЕ ВОЛНЫ

В этом разделе рассмотрены основные особенности сжимаемых течений. В быту проявление сжимаемости – акустика, или распространение звука. Здесь излагается нетрадиционная «ударная» акустика. Синусоидальные волны и многие другие темы не рассматриваются.

Важен учет сжимаемости в аэродинамике и, конечно, в задачах, связанных со взрывом и ударными волнами. Отдельно рассматривается сверхсжимаемая среда – холодный межзвездный газ. Этим заканчивается наше изложение гидродинамики, начавшееся с модели идеальной несжимаемой жидкости.

8.1 Акустика

Представим себе трубу, по которой течет жидкость со скоростью V (рис. 8.1). Пусть в некотором сечении заслонка мгновенно перекрывает поток. Каким будет давление на заслонку?

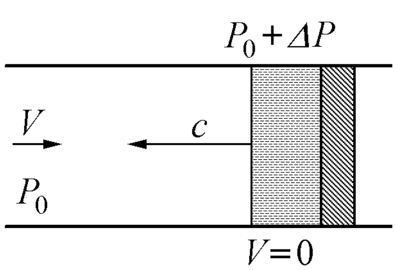

Рис. 8.1.

Несжимаемая жидкость должна остановиться сразу. Ее импульс меняется мгновенно, и на заслонку действует бесконечная сила, хотя и бесконечно малое время. Такая картина явно слишком идеализирована. Сначала остановится часть жидкости вблизи заслонки, скорость ее станет равна нулю, а давление повысится на величину ΔP. Этот участок подействует на следующий так же, как заслонка, и такое состояние с неподвижной жидкостью и повышенным давлением будет распространяться против течения со скоростью звука C (звук – это и есть процесс распространения изменений давления). За время Δt останавливается масса воды $\Delta m = C\Delta t\rho S$, изменение импульса $V\Delta m = \rho VC\Delta tS$. Следовательно, перепад давления

$$\Delta P = \rho VC\,.$$

Это очень большая величина по сравнению с известным нам гидродинамическим напором $\rho V^2/2$. Вместо квадрата скорости появляется произведение скорости течения на большую скорость звука. Можно объяснить это так: гидродинамический напор возникает при обтекании, например, струя растекается по стенке, где жидкости есть куда свернуть. В трубе же деваться некуда, и течению приходится остановиться. Скорость звука в воде 1,5 км/с. При скорости течения 3 м/с давление будет 45 атм. Такая нагрузка – гидравлический удар – опасна для труб. Поэтому водопроводные краны делают медленно закрывающимися.

В волне несколько изменяется плотность. За время t волна пройдет Ct, а жидкость ей навстречу Vt (скорость относительно жидкости $C+V$). Сжатая масса будет $(C+V)\rho_0 tS$. Эта масса теперь находится в объеме CtS; плотность $\rho = \rho_0(C+V)/V$. Изменение плотности –

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{V}{C}\,.$$

Несжимаемая жидкость, для которой можно пренебречь изменением плотности – это жидкость с большой скоростью звука или малой скоростью течения[1]. Заметим, что $\Delta P/\Delta\rho = C^2$ (это можно рассматривать как определение скорости звука). В газе сжатие в звуковой волне можно считать адиабатическим: $P \sim \rho^\gamma$, $\Delta P/\Delta\rho = \gamma P/\rho$. В воздухе при нормальных условиях $C = \sqrt{\gamma P/\rho} = 330$ м/с.

Звуковыми или акустическими называют волны, в которых скорости вещества $V \ll C$ и $\Delta\rho \ll \rho_0$. В газе при этом $\Delta P \ll P_0$. Для стали $C = 5{,}5$ км/с и при $V = 0{,}1$ км/с давление будет $4 \cdot 10^4$ атм. Это много по бытовым масштабам, но недостаточно для заметного изменения плотности, так что волна вполне звуковая.

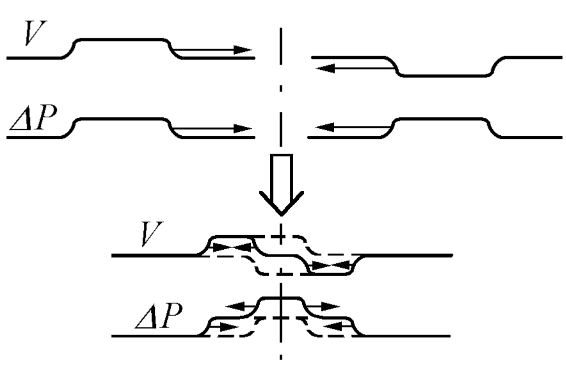

Рис. 8.2.

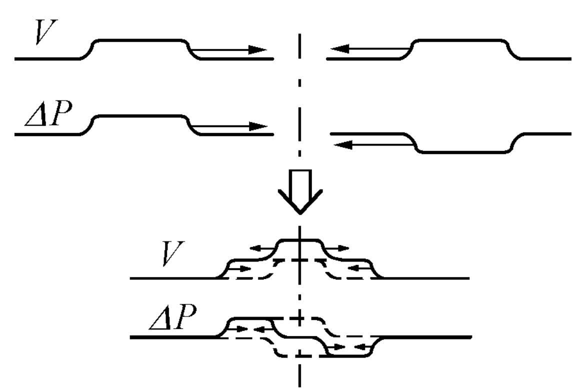

Рис. 8.3.

Пусть волна со скоростью вещества (называемой еще массовой) V и давлением $\Delta P = \rho_0 VC$ падает слева на жесткую стенку, где, по определению, скорость равна нулю. В таких задачах полезен следующий прием. Допустим, что никакой стенки нет, а в однородной среде сталкиваются две волны: справа приходит волна со скоростью $-V$ и давлением $+\Delta P$. Складывая эти волны, получим удвоение давления и нулевую скорость в плоскости симметрии – месте встречи (рис. 8.2).

[1]Правильнее называть скоростью волны величину $C+V$, то есть скорость относительно несжатой жидкости. Но в акустике эта разница несущественна, так как предполагается малость скорости V.

Поскольку в плоскости симметрии мы добились нулевой скорости, эту плоскость можно теперь заменить жесткой стенкой; слева от стенки движение будет такое же.

Если волна отражается от свободной поверхности (например, выходит из воды в воздух), то на границе давление можно считать постоянным ($\Delta P = 0$). Тогда надо складывать волны ($+V$, $+\Delta P$) слева и ($+V$, $-\Delta P$) справа. На границе получим $\Delta P = 0$, скорость границы будет $2V$ (рис. 8.3).

Если в исходной волне давление спадает, фиктивную встречную волну надо рисовать такой же (рис. 8.4). Видно, что в среде может появиться отрицательное давление (растяжение). Если ударить по броне, внутрь пойдет как раз такой импульс. Его отражение от внутренней поверхности приведет к растяжению материала и отколу некоторого слоя, если давление удара велико по сравнению с прочностью. Прочность стали около 10^4 атм, удар или взрыв могут дать гораздо больше. Отколовшийся слой в виде группы осколков может лететь со скоростью в сотни метров в секунду.

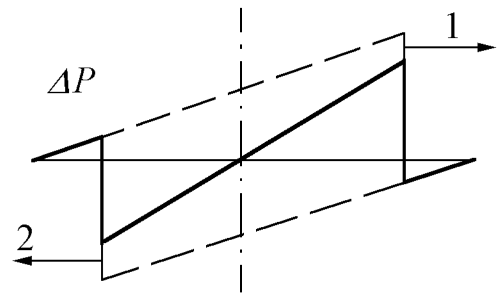

Рис. 8.4.

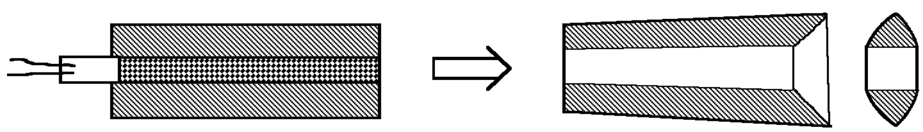

Рис. 8.5.

Интересная картина получается при взрыве цилиндрического заряда в толстой медной оболочке. Результат показан на рис. 8.5: спереди отрывается конус. Попытайтесь объяснить эффект с точки зрения акустики.

8.2 Закон Бернулли для сжимаемого течения

Рассматривая течения сжимаемой среды, мы тоже будем пользоваться законом Бернулли, однако в уточненном виде. Для несжимаемой жидкости из закона сохранения энергии вдоль трубки тока постоянна величина $\rho SV \cdot (V^2/2 + P/\rho)$. В скобках $V^2/2$ – кинетическая энергия единичной массы, слагаемое P/ρ возникает из-за работы сил давления. В течениях, где существенны сжатие и расширение, надо учесть и внутреннюю энергию E, добавив ее в скобку. Для газа на единицу массы $E = P/(\gamma - 1)\rho$, где γ – показатель адиабаты газа. Учитывая, что $\rho SV = \text{const}$ из сохранения массы, получаем

$$\frac{V^2}{2} + \frac{\gamma P}{(\gamma - 1)\rho} = \text{const}$$

вдоль линии тока в стационарном течении.

Найдем условия, создающиеся на носу дозвукового самолета. Так как $P = \rho RT/\mu$, проще всего сначала найти температуру:

$$T = T_0 + \frac{\gamma - 1}{2\gamma}\frac{\mu V^2}{R}\,.$$

При $V = 250$ м/с, $\mu = 30$ г/моль, $\gamma = 1{,}4$ имеем $T = T_0 + 32$ К, т.е. рост температуры около 11% при $T_0 = 300$ К. Закон Бернулли предполагает отсутствие теплообмена в течении. Считая сжатие адиабатическим, получим

$$\frac{\rho}{\rho_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{2,5}\,,$$

так что плотность возрастает примерно в $1{,}11^{2,5}$ раз, или на 29%. Для давления

$$\frac{P}{P_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\gamma} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}\,,$$

т.е. давление увеличится от 1 до $1{,}11^{3,5} = 1{,}43$ атм. Напор для несжимаемой жидкости (при начальной плотности $\rho_0 = 0{,}0012$ г/см^3, согласующейся с P_0 и T_0) $\rho_0 V^2/2 = 0{,}376$ атм – лишь немного меньше правильного значения 0,43 атм. При полете со скоростью звука (330 м/с) $T/T_0 = 1{,}19$, $\rho/\rho_0 = 1{,}54$, $P/P_0 = 1{,}82$, $\rho_0 V^2/2 = 0{,}66$ атм; при 100 м/с $T/T_0 = 1{,}017$, $\rho/\rho_0 = 1{,}044$, $P/P_0 = 1{,}0615$ и $\rho_0 V^2/2 = 0{,}0602$ атм. Опять видно, что для несжимаемости скорость должна быть заметно ниже звуковой. Покажите, что для малых скоростей динамический напор совпадает с несжимаемым случаем.

Пусть газ вытекает из сосуда с повышенным давлением через отверстие. Если давление снаружи мало, струя газа может разогнаться до скорости звука. Такой процесс называется критическим истечением. Запишем закон Бернулли

$$\frac{V^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P_0}{\rho_0}$$

и приравняем $V^2 = C^2 = \gamma P/\rho$. Тогда $C^2 = 2C_0^2/(\gamma + 1)$, где C_0 – скорость звука в сосуде и $T = 2T_0/(\gamma + 1)$. Давление в критической точке получаем из уравнения адиабаты $P_c = P_0(T/T_0)^{\gamma/(\gamma-1)}$. Для воздуха $P_c = 0{,}53P_0$. Минимальное давление в струе равно атмосферному. Таким образом, если P_0 превышает атмосферное давление в 1,9 раза, будет достигнуто критическое истечение и скорость в некотором сечении превзойдет скорость звука. Тогда расход газа через отверстие не зависит от условий ниже по течению, так как вся информация оттуда будет сноситься потоком. Это полезно в устройствах дозировки газа (можно отмерять нужные порции независимо от условий в наполняемом объеме).

Плотность в критическом сечении $\rho = \rho_0(T/T_0)^{1/(\gamma-1)} = 0{,}63\rho_0$, а поток массы через отверстие в 1 см^2 $\rho V = 0{,}58\rho_0 C_0$. Из космического корабля объемом 100 м^3 через такое отверстие воздух выйдет примерно за час.

8.3 Ударные волны

Рассмотрим две акустические волны сжатия, следующие одна за другой (рисунок 8.6). Вторая волна идет по движущейся среде; к тому же при сжатии растет скорость звука. Поэтому вторая волна догонит первую. Плавная волна сжатия, как наложение многих маленьких волн, должна становиться все более крутой. До бесконечности это продолжаться не может, появится резкий скачок – ударная волна. Толщина ее порядка длины свободного пробега молекулы.

Рис. 8.6.

Такие же рассуждения показывают, что волна разрежения со временем уменьшает крутизну, становясь все более пологой. Поэтому ударные волны разрежения – редкость, они бывают только в веществах с необычными свойствами[2].

Перейдем в систему отсчета, сопровождающую ударную волну, имевшую относительно вещества скорость D (рисунок 8.7). Справа в волну втекает газ с плотностью ρ_0, давлением P_0, скоростью D. Слева газ, прошедший волну, имеет скорость $D - V$ и изменившиеся внутренние параметры. V – скорость вещества за волной в лабораторной системе. Поскольку волна очень тонкая, внутри нее не может накапливаться масса:

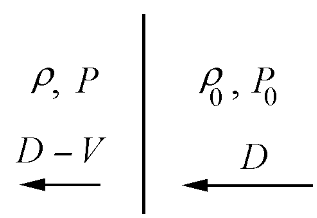

Рис. 8.7.

$$\rho(D - V) = \rho_0 D\,.$$

Справа в волну втекает импульс $\rho_0 D^2$ через 1 см^2 в 1 с, слева вытекает $\rho(D-V)^2$. Их разность с учетом закона сохранения массы $\rho_0 D^2 - \rho(D-V)^2 = \rho_0 DV$ не равна нулю. Вытекающий импульс меньше из-за действия разности давлений:

$$P - P_0 = \rho_0 DV\,.$$

Наконец, в стационарном течении выполняется закон Бернулли

$$\frac{(D-V)^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{P}{\rho} = \frac{D^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{P_0}{\rho_0}\,.$$

Имеются три уравнения с четырьмя неизвестными: P, ρ, V, D. Это означает, что ударные волны могут быть разной интенсивности. Задав, например, D или V, мы сможем найти все остальные величины.

Слабые ударные волны при $V \ll D$ и $\Delta\rho = \rho - \rho_0 \ll \rho_0$ – это попросту звук.

Действительно, из закона сохранения массы получаем $\Delta\rho = \rho_0 V/D$. Закон Бернулли, если пренебречь величинами второго порядка (пропорциональными V^2), дает

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\left(\frac{P_0}{\rho_0} + \frac{\Delta P}{\rho_0} - \frac{P_0\Delta\rho}{\rho_0^2}\right) - \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{P_0}{\rho_0} = \frac{D^2}{2} - \frac{(D-V)^2}{2} \approx DV\,,$$

[2] Отметим, что в течениях мелкой воды (гл. 1) аналогом ударной волны является бор – резкий скачок высоты поверхности. Ударной волне разрежения соответствует «отрицательный» бор, в котором высота уменьшается.

откуда, подставив $\Delta\rho$ и $\Delta P = \rho_0 DV$, получим

$$DV\left(1 - \frac{\gamma P_0}{\rho_0 D^2}\right) = 0\,.$$

Следовательно, скорость слабой ударной волны $D = C = \sqrt{\gamma P_0/\rho_0}$. Эта формула уже встречалась в п. 8.1 (акустика).

Интереснее случай сильных ударных волн, когда можно пренебречь начальным давлением P_0. В закон Бернулли подставим плотность ρ, выраженную из закона сохранения массы, и давление $P_0 = \rho_0 DV$:

$$\frac{\gamma}{\gamma-1}\cdot\rho_0 DV\frac{D-V}{\rho_0 D} = \frac{D^2}{2} - \frac{(D-V)^2}{2} \equiv V\left(D - \frac{V}{2}\right)\,,$$

или

$$\gamma V(D-V) = (\gamma-1)V(D-V/2)\,,$$

откуда

$$V = \frac{2D}{\gamma+1}\,,\quad \rho = \frac{\gamma+1}{\gamma-1}\rho_0\,,\quad P = \frac{2}{\gamma+1}\rho_0 D^2 = \frac{\gamma+1}{2}\rho_0 V^2\,.$$

Поскольку $P \gg P_0$, должно быть $D^2 \gg P_0/\rho_0$, т.е. скорость сильной ударной волны значительно больше скорости звука и в принципе не ограничена. Однако рост плотности оказывается ограничен: воздух в сильной волне сжимается в шесть раз ($\gamma = 1{,}4$), даже если D и P стремятся к бесконечности. Это связано с тем, что в сильной ударной волне растет температура, гораздо быстрее, чем в адиабатическом процессе. В волне течение резко тормозится (скорость втекания D, а вытекания $D - V \approx D/6$) и кинетическая энергия переходит в тепловую. На практике при нагреве уменьшается γ и сжатие достигает 10 – 12 раз. Для сильных воздушных ударных волн можно считать, что $\gamma = 1{,}25$.

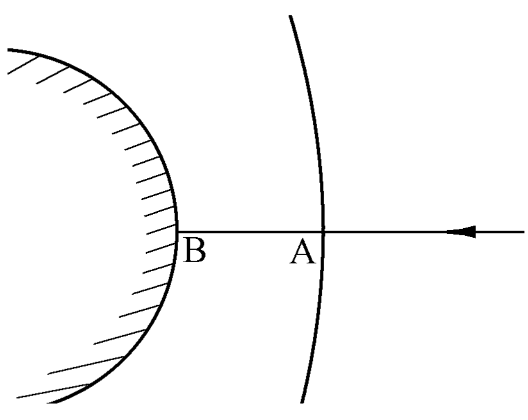

Рис. 8.8.

Пусть в атмосфере летит тело со сверхзвуковой скоростью. На лобовой части давление повышено. Плавная волна сжатия, если даже она возникла при разгоне, не может быть стационарной, и сформируется ударная волна (рисунок 8.8). Скорость волны D – это скорость полета тела. При спуске орбитального аппарата $D = 8$ км/с, и в точке A достигается сжатие примерно в девять раз (при $\gamma = 1{,}25$). Если скорость не упадет, то у поверхности Земли давление будет около 800 атм, температура порядка 10^4 K, причем заметная часть внутренней энергии пойдет на ионизацию и диссоциацию воздуха. Скорость в точке A в системе тела около 900 м/с, далее течение тормозится, и в точке B скорость равна нулю.

Для сверхзвукового самолета со скоростью 1 км/с показатель адиабаты существенно не меняется, но формулы для сильной волны будут неточными. Все же для оценки они применимы и дают $\rho = 6\rho_0$, $P = 10P_0 \approx 3$ атм на высоте 10 км, $T \approx 2T_0$.

На носу самолета, в точке B, температура находится из закона Бернулли, как и в дозвуковом случае. Так как скорость увеличилась в четыре раза по сравнению с примером из п. 8.2, прирост температуры (32 K · 16) = 500 K. Примерно такая температура по всей поверхности в пограничном слое, так что самолет будет заметно нагреваться. Разведывательный самолет SR–71 в полете удлиняется на несколько сантиметров из-за теплового расширения. Механических нагрузок из-за роста давления удается избежать, делая носовую часть заостренной. Тогда поток не полностью тормозится, а только разворачивается на сравнительно небольшой угол в косой ударной волне, и давление, а также лобовое сопротивление заметно уменьшаются.

При обтекании вблизи тела (допустим, самолета) всегда имеются области, в которых течение относительно тела ускоряется. Даже при дозвуковой скорости на бесконечности возможно появление сверхзвуковых зон в местах сгущения линий тока, например, на крыльях. Переход через звук нежелателен, так как при торможении возникают, хотя и слабые, ударные волны, увеличивающие сопротивление. Поэтому крылья современных самолетов скошены назад. Тогда перпендикулярная кромке крыла составляющая скорости, которая и играет роль скорости обтекания, уменьшается.

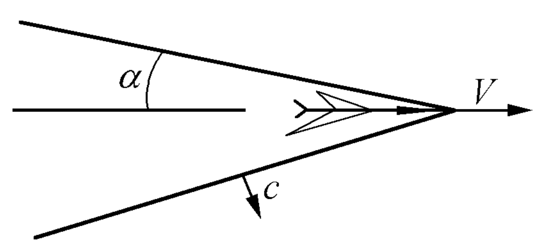

Рис. 8.9.

Ударная волна от самолета на поверхности Земли ощущается как характерный резкий звук. Есть стойкое поверье, что этот удар связан с моментом перехода звукового барьера. В этот момент действительно впервые появляется ударная волна, но она существует все время полета со сверхзвуковой скоростью и даже чуть дольше: после торможения уходит вперед и затухает. При постоянной сверхзвуковой скорости V на большом расстоянии от самолета ударная волна имеет вид конуса (рисунок 8.9), причем $\sin\alpha = C/V$. Действительно, представим фронт волны как прямую, наклоненную под таким углом к горизонтали. Если прямая смещается в направлении нормали со скоростью C, то точка ее контакта с горизонтальной прямой – траекторией полета самолета – имеет скорость $C/\sin\alpha = V$.

Шлейф ударной волны за самолетом – неприятное явление, которое ограничивает коммерческое применение сверхзвуковой авиации. Трасса полета не должна «задевать» населенную местность и может проходить, например, над океаном. Другие ограничения – повышенные сопротивление и нагрев аппарата, что увеличивает стоимость полета. В результате сверхзвуковая авиация в основном используется в военных целях.

8.4 Детонация

Естественный интерес у молодых людей вызывают взрывчатые вещества (ВВ) и их применение. Существуют молекулы, более или менее устойчивые при обычных условиях, но способные распадаться при повышении температуры. Осколки молекул затем могут соединяться, образуя конечные продукты. Тепловой эффект такой реакции составляет около 10^3 кал/г или 5 Мдж/кг.

Такие вещества называют **метастабильными**. Это значит, что они не находятся в равновесном состоянии, имея запас потенциальной энергии. Но вместе с тем самопроизвольный переход в равновесное состояние затруднен, и время перехода достаточно большое. Например, тротил может храниться десятилетиями (применяется с первой мировой войны) без заметного изменения свойств. Смесь $2H_2 + O_2$, для которой равновесное состояние – вода, тоже при комнатной температуре практически не реагирует, но вспыхивает от малейшей искры. Вещества, реагирующие с заметной скоростью уже при нормальных условиях, не могут иметь каких-либо серьезных применений.

Несмотря на большой опыт применения ВВ, последовательная теория (Зельдовича – Неймана) появилась только в 40-х годах XX века. Если по метастабильному ВВ идет сильная ударная волна, то в ней вещество нагревается, и становятся возможны химические реакции. Экзотермическая реакция самоускоряется и продолжается в каждой частице вещества примерно 0,1 мкс для твердых ВВ. Выделение энергии не дает ударной волне затухать.

Такая детонационная волна распространяется с постоянной скоростью D, зависящей только от вещества, так что в системе волны течение стационарно. Следовательно, применимы законы сохранения, в том числе в точке окончания химической реакции. Они имеют практически тот же вид, как и в случае ударных волн:

$$\rho_0 D = \rho(D - V)\,, \quad P = \rho_0 DV\,, \quad \frac{(D-V)^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1}\frac{P}{\rho} = \frac{D^2}{2} + Q\,.$$

Начальным давлением пренебрегаем; в законе сохранения энергии учтена химическая энергия исходного вещества Q на единицу массы.

Трех уравнений мало для определения единственного режима детонации. Дополнительное **условие Чепмена – Жуге** было сформулировано в 1899–1910 г. Именно, в стационарном режиме в момент окончания реакции должно выполняться равенство:

$$(D - V)^2 = C^2\,.$$

Напомним, что $(D - V)$ – это скорость течения в стационарной системе отсчета, связанной с фронтом волны. Условие Чепмена – Жуге означает, что волны разрежения, имеющие относительно вещества скорость звука C, не смогут проникнуть в зону реакции сзади (как при критическом истечении газа через отверстие в п. 8.2). Поскольку информация об условиях ниже по течению не попадает в зону реакции, в ней вырабатываются определенные условия, отвечающие стационарной волне. Если бы волны разрежения могли проникать в зону реакции, они уменьшали бы там температуру и скорость реакции, в конце концов приводя к затуханию волны. Место, где в стационарной системе, связанной с фронтом волны, заканчивается реакция и достигается равенство скорости звука и скорости течения, называется **точкой Жуге**.

Используя условие Чепмена-Жуге, уравнение импульса $P = \rho_0 DV$ и выражение для скорости звука в газе $C^2 = \gamma P/\rho$, получаем

$$C^2 = \frac{\gamma\rho_0 D}{\rho} \cdot V = \gamma(D-V)V = \gamma C V\,, \quad V = \frac{C}{\gamma}\,.$$

Так как $C = D - V$, то

$$V = \frac{D}{\gamma+1}\,, \quad \rho = \frac{\gamma+1}{\gamma}\rho_0\,, \quad P = \frac{1}{\gamma+1}\rho_0 D^2\,, \quad C = \frac{\gamma}{\gamma+1}D\,.$$

Тогда из закона Бернулли $D = 2(\gamma^2 - 1)Q$. При $Q = 10^3$ кал/г, $\gamma = 1{,}25$ скорость детонации $D = 2{,}2$ км/с. Примерно с такой скоростью и детонируют газовые смеси. Давление в точке Жуге при начальной плотности, как у воздуха, будет 28 атм.

Заметим, что за ударной волной при той же скорости D достигается вдвое большее давление $2\rho_0 D^2/(\gamma+1)$. Поэтому в детонационной волне максимальное давление достигается на ударном фронте, а по мере выделения энергии P спадает до значения в точке Жуге, в газе – в два раза. Характерный треугольный профиль и зону энерговыделения (рисунок 8.10) называют химпиком (химический пик).

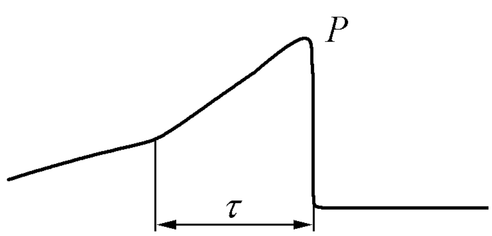

Рис. 8.10.

Как ни странно, продукты детонации твердых ВВ с плотностью порядка плотности воды тоже можно описывать показателем адиабаты γ, только его значение близко к трем. Соответственно увеличивается скорость детонации: 5 – 8 км/с. Развивается давление порядка сотен тысяч атмосфер, что позволяет использовать ВВ для разрушения, метания, сварки, синтеза алмазов и подобных применений.

Для газов плоская детонационная волна неустойчива. Ударная волна нагревает газ недостаточно для быстрой реакции, и сгорание смеси происходит в дополнительных поперечных волнах, имеющих иногда очень регулярную структуру. Природа таких спиновых и многофронтовых процессов выяснена сотрудниками Института гидродинамики СО АН СССР (Б.В.Войцеховский, В.В.Митрофанов, М.Е.Топчиян).

Известны случаи взрывов на элеваторах, мельницах, угольных шахтах. Мелкая пыль – горючее, перемешанная с воздухом, дает примерно такой же эффект, что газовые смеси. На этом же принципе известны боеприпасы – «вакуумные бомбы». Давление при взрыве обычных ВВ очень быстро спадает с расстоянием. Размер взрывающегося облака распыленного горючего при той же энергии на порядок больше, и спад давления будет медленнее. Заметно меньше у ВВ по сравнению со смесями и энергия на единицу массы: ВВ, содержащие кислород внутри собственной молекулы, принципиально менее устойчивы, чем смеси. Поэтому для использования пригоден довольно узкий круг взрывчатых соединений, с ограниченным запасом энергии. Кроме того, при взрыве в атмосфере кислород может браться из воздуха. Название, видимо, отражает возможность использования таких зарядов в верхних слоях атмосферы (вакууме) для противоракетной обороны[3].

[3]Конечно, в этом случае окислитель тоже должен входить в состав заряда.

8.5 Неустойчивость Джинса

Считается, что Вселенная возникла около 15 млрд лет назад (Большой взрыв) и с тех пор расширяется. Каким образом могли образоваться галактики и звезды? Вначале Вселенная была горячей. Расширение, естественно, привело к остыванию (за короткое время порядка 10^6 лет). Рассмотрим модель холодного вещества с нулевым давлением.

Совершенно однородного вещества не бывает. Допустим, в некоторой области пространства радиуса R вещество более плотное, так что масса этого шара возросла на величину M. Тогда на границе возникнет ускорение силы тяжести $g = GM/R^2 = dV/dt$ (V – скорость вещества, втекающего снаружи в выделенную сферу). Поток вещества увеличивает массу M: $dM/dt = 4\pi R^2 \rho V$. Исключая V, получим уравнение

$$\frac{d^2M}{dt^2} = 4\pi\rho GM\,,$$

описывающее **неустойчивость Джинса** (1877–1946). Характерное время развития неустойчивости

$$\tau = 1/\sqrt{4\pi\rho G}\,.$$

Интересно, что время развития неоднородности не зависит от ее размера.

При плотности $\rho_0 = 10^{-29}$ г/см^3 время $\tau = 3 \cdot 10^{17}$ с $= 10$ млрд лет. Значение ρ_0 – так называемое критическое, при котором Вселенная находится на границе «закрытости». Наблюдения дают плотность видимого вещества в 30 раз меньше, но есть основания полагать, что недостаток как раз восполняется «темной материей» – невидимым веществом, может быть, типа массивных нейтрино. Во всяком случае, сейчас время роста порядка или больше возраста Вселенной, и крупные неоднородности не образуются. В прошлом плотность была выше, что, видимо, и привело к образованию максимальных наблюдаемых неоднородностей – скоплений галактик. Дальше дело пошло веселее, так как в скоплениях плотность возросла и время неустойчивости уменьшилось. В результате появились зародыши галактик, которые затем еще быстрее образовали звезды. Распаду звезд на еще более мелкие объекты препятствует их высокая температура: пренебречь давлением уже нельзя.

Сейчас плотность газа в Галактике около 10^{-24} г/см^3, или один атом H на кубический сантиметр. Джинсовское время при такой плотности 10^{15} с $= 30$ млн лет. Поэтому звезды вполне могут образоваться в наше время. Звезда типа Солнца с массой $2 \cdot 10^{33}$ г образовалась бы из области размером 10^{19} см $= 10$ св. лет. Это порядка межзвездного расстояния. Давление газа помешает сжатию, если звуковая волна успевает за время пройти зародыш звезды. При $\tau = 10^{15}$ сек скорость звука должна быть меньше 100 м/с. Это – серьезное ограничение. Реально конденсация звезд, видимо, идет в газовых облаках – скоплениях, где плотность может в десятки раз превосходить среднее значение.

Вернемся к формированию первичной крупномасштабной структуры Вселенной. Очевидно, первоначальное возмущение не будет абсолютно симметричным. В общем случае происходит сжатие с разной скоростью по всем трем осям, а иногда и расширение по одной или двум. По направлению наиболее быстрого сжатия будет максимальным и ускорение, так что в результате получится не шар, а плоское образование – «блин» (Зельдович Я.Б., 1970 г.). В плоскости блина формально достигается бесконечная плотность, а на самом деле возникает ударная волна. Такой блин в дальнейшем распадается на галактики. Вещество, не успевшее попасть в какой-либо блин, остается темным, галактики там не образуются.

Наблюдения и численные расчеты демонстрируют ячеистую структуру Вселенной. Большая часть массы вещества (60 – 80%) находится в ярких областях, где плотность на порядок больше средней. На яркие области тогда приходится 6 – 8% объема. Остальное вещество занимает около 90% объема в виде разреженных темных областей.

Казалось бы, яркие области должны быть разобщены, как капли жира в молоке. На самом деле они образуют стенки пузырей, внутри которых находится разреженное вещество. Объяснение парадокса предложил Зельдович в 1982 году. Рассмотрим начальное, почти однородное распределение вещества. Если больше половины его попадет в яркие области, то вначале эта часть занимала большую долю объема, те же 60 – 80%. Тогда естественно, что будущие темные облака были отдельными вкраплениями. При гравитационном сжатии соседние точки остаются соседними, топология не меняется. В результате яркие области уплотнились, но остались связанными, а темные – раздулись, но так и не соединились. Эти рассуждения демонстрируют, что до сих пор удается находить очень простые задачи. Имеется аналогия с распределением света по дну водоема при волнении на поверхности.