

Сильные разрывы в сплошной среде

Верецагин Антон Сергеевич

канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель

Кафедра аэрофизики и газовой динамики



2 сентября 2020 г.

Обобщённые движения сплошной среды. Соотношения на сильном скачке. Классификация сильных разрывов. Соотношение для ударных волн.

Законы сохранения в дивергентной форме

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v}) = 0,$$

$$\frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \sigma) = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \right) + \operatorname{div} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \vec{v} - \sigma \cdot \vec{v} + \vec{q} \right) = 0.$$

Обобщенная форма записи

Каждый из этих законов можно записать в следующем виде, который представляет собой дивергенцию вектора в 4-х мерном пространстве относительно (t, \vec{x}) :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \operatorname{div}(f \vec{v} + \vec{\varphi}) = 0.$$

Интеграл в четырёхмерном пространстве

Рассмотрим $\Omega \subset R^4$ – ограниченная область с кусочно-гладкой границей Γ и сечениями $\omega_\Omega(t)$ гиперплоскостями при $t = \text{const}$. Интегралы по Ω от законов сохранения в дивергентной форме имеют вид

$$\int_{t_1}^{t_2} \int_{\omega_\Omega(t)} (f_t + \operatorname{div}(\tilde{f}\vec{v} + \vec{\varphi})) d\omega dt = 0.$$

Слабая форма записи

Согласно теореме Гаусса-Остроградского для вектора $\vec{g} = (f, f\nu_1 + \varphi_1, f\nu_2 + \varphi_2, f\nu_3 + \varphi_3)$ имеет место

$$\int_{\Gamma} \vec{g} \cdot \vec{\nu} d\Gamma = 0,$$

где $\vec{\nu} = \vec{l} \cos(\vec{\nu}, t) + \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t)$ – нормаль к Γ в четырёхмерном пространстве; \vec{l} – орт оси t , \vec{n} – орт внешней нормали к сечению Γ гиперплоскостью $t = \text{const}$.

Интегральная форма записи

Т.к.

$$\vec{g} \cdot \vec{\nu} = f \cos(\vec{\nu}, t) + (f\vec{\nu} + \vec{\varphi}) \cdot \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t),$$

то

$$\int_{\Gamma} (f \cos(\vec{\nu}, t) + (f\vec{\nu} + \vec{\varphi}) \cdot \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t)) d\Gamma = 0.$$

Обобщённое движение сплошной среды

Определение

Набор функций $\rho, \vec{v}, \sigma, \varepsilon$, определённых в $R^4(t, \vec{x})$ называется **обобщённым движением** сплошной среды, если для любой замкнутой кусочно-гладкой поверхности $\Gamma \subset R^4(t, \vec{x})$ эти функции удовлетворяют соотношениям

$$\int_{\Gamma} (\rho \cos(\vec{\nu}, t) + \rho \vec{v} \cdot \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t)) d\Gamma = 0,$$

$$\int_{\Gamma} (\rho \vec{v} \cos(\vec{\nu}, t) + (\rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \sigma) \cdot \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t)) d\Gamma = 0,$$

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma} \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \cos(\vec{\nu}, t) + \left(\rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) \vec{v} - \sigma \cdot \vec{v} + \vec{q} \right) \cdot \vec{n} \sin(\vec{\nu}, t) \right) d\Gamma = \\ = 0. \end{aligned}$$

Движение с сильным разрывом

Определение

Если в области определения обобщённого движения существует гиперповерхность $\Sigma \subset R^4$, на которой величины ρ , \vec{v} , σ , ε имеют разрыв первого рода и вне которой это движение гладкое, то такое движение называется **движением с сильным разрывом**, а сечение $B(t)$ гиперповерхности Σ гиперплоскостями $t = \text{const}$ называется поверхностью сильного разрыва.

Сильные разрывы

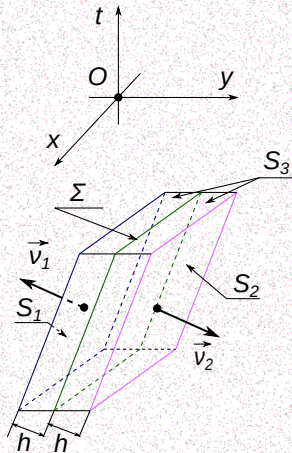
Величины разрывов (скачков) не могут быть произвольными, а должны удовлетворять уравнениям сильного разрыва, которые следуют из уравнений обобщённого движения.

Соотношения на сильном скачке

Рассмотрим временной интервал $[t_1, t_2]$, на котором существует разрыв функции Σ . Для каждого t рассмотрим небольшую окрестность разрыва в R^3 высоты $2h$. Тогда для этой области можно записать закон сохранения в общем виде

$$\int_{\Gamma} (f \cos(\vec{\nu}, t) + (\vec{f}_n + \vec{\varphi}_n) \sin(\vec{\nu}, t)) d\Gamma = 0.$$

Интеграл по Γ разбивается на 3 интеграла по поверхностям S_1 , S_2 , параллельным гиперповерхности разрыва Σ и боковой поверхности S_3 .



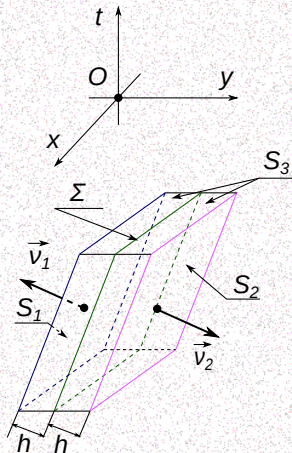
Соотношения на сильном скачке

При $h \rightarrow 0$ интеграл по поверхности S_3 будет стремиться к 0, а интегралы по S_1 и S_2 – к интегралам от параметров среды справа и слева от гиперповерхности разрыва, при этом $\vec{v}_1 = -\vec{v}_2$.

В силу произвольности выбранных S_1 и S_2 и непрерывности подынтегральных выражений слева и справа от разрыва получится выражение

$$[f \cos(\vec{\nu}, t) + (f\vec{v}_n + \vec{\varphi}_n) \sin(\vec{\nu}, t)] = 0,$$

где $[a] = a_2 - a_1$ – скачок величины a на разрыве.



Определение

Скоростью перемещения поверхности разрыва $B(t)$ в точке M называется предел

$$D_n(M) = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{H(M, t, \delta t)}{\delta t},$$

где $H(M, t, \delta t)$ – расстояние, на которое переместилась поверхность вдоль нормали \vec{n} , выпущенной из заданной точки поверхности разрыва M в момент времени t . D_n принимает отрицательные значения, если движение направлено в противоположную сторону \vec{n} .

СВОЙСТВО Вектор

$$D_n \vec{n} + \vec{l}$$

является касательным вектором к гиперповерхности Σ , потому что точка M за время δt переместится на вектор $H(M, t, \delta t) \delta t \vec{n} + \delta t \vec{l}$.

Связь вектора \vec{v} и скорости D_n

Вектор $D_n \vec{n} + \vec{l}$ ортогонален вектору $\vec{v} = \vec{l} \cos(\vec{v}, t) + \vec{n} \sin(\vec{v}, t)$, нормали к гиперповерхности Σ , таким образом

$$(\cos(\vec{v}, t) \vec{l} + \sin(\vec{v}, t) \vec{n}) \cdot (D_n \vec{n} + \vec{l}) = D_n \sin(\vec{v}, t) + \cos(\vec{v}, t) = 0$$

и

$$D_n = -\cos(\vec{v}, t) / \sin(\vec{v}, t).$$

Соотношения на сильном скачке

В общем виде

С учётом связи $D_n = -\cos(\vec{v}, t) / \sin(\vec{v}, t)$

$$[f(v_n - D_n) + \varphi_n] = 0.$$

Уравнения Гюгонио в газовой динамике

Положив в исходных уравнениях $\sigma = -pI$, $\vec{q} = \vec{0}$, получим в результате подстановки выражений для f и φ из законов сохранения соотношения

$$[\rho(v_n - D_n)] = 0,$$

$$[\rho \vec{v}(v_n - D_n) + p\vec{n}] = 0,$$

$$\left[\rho \left(\varepsilon + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) (v_n - D_n) + p v_n \right] = 0.$$

Классификация сильных разрывов

Определения

Обозначим $m = \rho(u_n - D_n)$ – масса вещества, проходящее через поверхность разрыва. Обозначим v_τ – составляющая скорости, лежащая в касательной плоскости к поверхности разрыва.

Классификация сильных разрывов

Определения

Обозначим $m = \rho(u_n - D_n)$ – масса вещества, проходящее через поверхность разрыва. Обозначим v_τ – составляющая скорости, лежащая в касательной плоскости к поверхности разрыва.

Контактный разрыв ($m = 0$)

$$[p] = 0 \text{ и } [u_n] = 0,$$

$$[\rho] \neq 0, [\varepsilon] \neq 0, v_\tau \neq 0.$$

Классификация сильных разрывов

Определения

Обозначим $m = \rho(u_n - D_n)$ – масса вещества, проходящее через поверхность разрыва. Обозначим v_τ – составляющая скорости, лежащая в касательной плоскости к поверхности разрыва.

Контактный разрыв ($m = 0$)

$$[p] = 0 \text{ и } [u_n] = 0,$$

$$[\rho] \neq 0, [\varepsilon] \neq 0, v_\tau \neq 0.$$

Ударная волна ($m \neq 0$)

$$[u_\tau] = 0,$$

$$[p] \neq 0, [\rho] \neq 0, [\varepsilon] \neq 0, v_n \neq 0.$$

Соглашение для ударных волн

Определение

Поверхность ударной волны называют **фронтом ударной волны**.

Определение

Та сторона ударной волны, с которой газ натекает на неё, называется **передней стороной** (или стороной перед фронтом) ударной волны. Противоположная сторона фронта называется **задней стороной** (или стороной за фронтом) ударной волны.

Соглашение

Нормаль \vec{n} к фронту ударной волны направлена в переднюю сторону ударной волны (в область перед фронтом). Индекс «1» отмечает значения газодинамических параметров на передней стороне, а индекс «2» – на задней стороне ударной волны.

Альтернативная форма записи соотношений на разрыве для ударных волн

Введем скорость течения газа относительно фронта УВ в направлении нормали \vec{n} :

$$u = v_n - D_n.$$

В этих обозначениях соотношения на разрыве имеют вид

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1,$$

$$p_2 + \rho_2 u_2^2 = p_1 + \rho_1 u_1^2,$$

$$\varepsilon_2 + p_2 V_2 + \frac{u_2^2}{2} = \varepsilon_1 + p_1 V_1 + \frac{u_1^2}{2},$$

где $V = 1/\rho$.

- *Овсянников Л. В.* Лекции по основам газовой динамики. Москва-Ижевск:Институт компьютерных исследований, 2003.