

НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ Н. И. ЛОБАЧЕВСКОГО

РАДИОФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ЛЕКЦИИ ПО КУРСУ МЕХАНИКИ СПЛОШНЫХ СРЕД

Гурбатов С.Н.

Нижний Новгород, 2019

Содержание

1	Введение	2
2	Структура курса МСС	4
2.1	Литература к курсу	5
2.2	Основные допущения МСС	6
3	Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости	10
3.1	Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости	10
3.2	Переход от Эйлера описания к Лагранжеву и обратно	12
3.3	Уравнение непрерывности и закон сохранения массы	13
3.4	Уравнение Эйлера	14
3.5	Законы сохранения энергии и импульса для идеальной жидкости	15
3.6	Закон сохранения импульса	16
3.7	Гидростатика	18
3.8	Условие гидростатического равновесия. Частота Брента-Вайсаля	20
3.9	Уравнение Бернулли	21
3.10	Теорема о сохранении циркуляции скорости – теорема Томсона. Понятие о потенциальных и вихревых движениях жидкости.	27
3.10.1	Основные выводы из теоремы Томсона	29
3.11	Потенциальные течения несжимаемой жидкости. Парадокс Даламбера. Присоединенная масса.	32
3.11.1	Уравнения гидродинамики несжимаемой идеальной жидкости, ко- гда движение потенциально	32

1. Введение

Курс **Механика сплошных сред** (далее **МСС**) является одним из разделов цикла теоретической физики. Так в знаменитом курсе теоретической физики Л.Д.Ландау и Е.М.Лифшица ему посвящено два достаточно объемных тома (объем свыше 1000 страниц).

Наш курс для радиофизиков – он существенно меньше чем курсы на мехматах МГУБ НГУБ ННГУ. Наш курс рассчитан на радиофизиков, несколько больший объем в нем занимают волновые процессы. Похожие курсы читаются на физфаке МГУ (отделение радиофизики), Физтехе - МФТИ.

Следует отметить, что исходные уравнения механики сплошных сред существенно сложнее чем уравнения электродинамики, где базовыми являются линейные уравнения Максвелла. В тоже время, в этих курсах возникают одинаковые уравнения, это одна из причин почему курсу читаются параллельно. В этих курсах большую роль играют формулы векторного анализа.

История развития **МСС** полностью подтверждает наличие тесной связи между становлением науки и запросами практики. **МСС** – одна из древнейших наук. Ее зарождение идет еще в античной древности.

Фамилии (но не годы жизни) знают все. Это:

- Аристотель (384-322 г.г. до н.э)
- Архимед ((287-212 г.г. до н.э) – закон Архимеда

Средние века:

- Галилей (1564-1642)
- Паскаль (1623-1662)
- Леонардо де Винчи (1452-1519) Это и летательные аппараты, закон Паскаля для давления, наблюдение гидродинамической турбулентности.
- Гюйгенс (1629-1695)
- Ньютон (1642-1727). В своих знаменитых *«Началах»* он приводит теоретический вывод квадратичного закона сопротивления. Именно из законов Ньютона было проведено обобщение на сплошные среды и родилась новая наука «гидромеханика».

Это два академика Российской академии наук

- Леонард Эйлер (1707-1789) – уравнение Эйлера
- Даниил Бернулли (1700-1782) - уравнение Бернулли

- Даламбер (1717-1783) – парадокс

Начало 19 века:

- Лагранж (1736-1813)
- Коши (1789-1857)

Вязкая жидкость:

- Анри Навье (1785-1863)
- Стокс (1819-1903) – уравнение Навье-Стокса

Эксперименты с жидкостью:

- Ж. Пуазейль (1799-1869)

Основы теории турбулентности:

- Осборн Рейнольдс (1842-1912)
- Н.Е.Жуковский (1847-1921) Обтекание крыла, присоединённый вихрь, подъемная сила
- С.А.Чаплыгин (1869-1942)
- Морис Мари Альфред Куэтт (1858-1943) – течение Куэтта

Теории турбулентности и теория устойчивости:

- Людвиг Прандтль (1875-1953)
- Теодор Карман (1881-1963)

Практически все эти фамилии будут встречаться в нашем курсе – их именами названы законы **МСС**. В наше время бурное развитие получила вычислительная **МСС**. Так не один новый самолет не получит разрешение на эксплуатацию, если не будет построена его математическая модель, включающая процессы самолета обтекания потоком. Что включает современная **МСС**. В книге академика Л.Седова краткое перечисление современных проблем включает 21 пункт и занимает 4 страницы. Здесь мы приведем лишь те, которые тесно связаны с предприятиями и НИИ Нижнего Новгорода, и где работают выпускники радиофака

1. Изучение движения жидкости и газа – движение самолетов, вертолетов, подводных лодок. Возникновение турбулентных следов за объектами. Излучение звука винтами и турбулентными струями. ИПФ РАН, ОКБМ.

2. Движение жидкости и газа в трубах. Взаимодействие волн в оболочках. ИПФ РАН, ОКБМ.

3. Волновые движения в жидкостях и газах

- Волны в твердых телах. Акустическая диагностика, взаимодействие с электромагнитными волнами – линии задержки на ПАВ (радиоэлектронной комплекс НО)
- Волны на поверхности моря и внутренние волны, их нелинейное взаимодействие. Обнаружение ПЛ по изменению характеристик поверхностного волнения.
- Волны в каналах, реках. Генерация цунами и набег волн цунами на берег.
- Сейсмические процессы, нелинейная сейсמודиагностика.
- Звуковые волны, гидроакустика, акустика океана

4. Теория турбулентности – гравитационная неустойчивость

5. Биологическая механика, движение крови в сосудах, диагностика на различных типах волн – сдвиговые волны

Пример – **Институт прикладной физики РАН**, один из крупнейших институтов Российской академии наук. Филиалы:

- **Институт физики микроструктур РАН**
- **Институт проблем машиностроения РАН**

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение «Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики Российской академии наук» (ИПФ РАН) был создан на базе нескольких отделов Научно-исследовательского радиофизического института (НИРФИ) Минвуза РСФСР в апреле 1977 года. Основатель и директор института на протяжении первых 25 лет его работы — академик А. В. Гапонов-Грехов, с 2003 по 2015 год институт возглавлял академик А. Г. Литвак, с 2015 года до своего избрания президентом РАН в 2017 году директором института был академик А. М. Сергеев. С октября 2017 г. временно исполняющим обязанности директора ИПФ РАН назначен член-корреспондент РАН Г.Г. Денисов.

2. Структура курса МСС

1. Введение

2. Основные законы гидродинамики идеальной жидкости («сухая» вода по Ричарду Фейману)

3. Движение вязкой несжимаемой жидкости («мокрая» вода)
4. Элементы теории турбулентности
5. Движение сжимаемой жидкости («звук»)

2.1. Литература к курсу

1. Основная литература:

- (а) Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика, т. 6. Гидродинамика. М: Физматлит, 2015 – 733 с
- (б) Бреховских Л.М., Гончаров В.В. Введение в механику сплошных сред (в приложении к теории волн). М.: Наука, 1982. - 335 с
- (с) Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Демин И.Ю., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Сборник задач по механике сплошных сред: гидромеханика и акустика (учебное пособие) Изд-во ННГУ, Н.Новгород, 2006. - 92 с.
- (д) Акустика в задачах. Учеб. рук-во. / Под ред. С.Н.Гурбатова и О.В.Руденко. М.: Наука, 2009. - 336 с.

2. Дополнительная литература:

- (а) Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. Теоретическая гидродинамика. Т.1, 2. М: Физматлит, 1963.
- (б) Бетчеллор Дж. Введение в механику жидкости. М: Наука, 1970.
- (с) Фейман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Феймановские лекции по физике, т. 7. Физика сплошных сред. М: Мир, 1977.
- (д) Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М: Дрофа, 2003. 840 с.
- (е) Лайтхилл Д. Волны в жидкостях. М: Мир, 1981. 589 с.
- (ф) Седов Л.И. Механика сплошных сред. В 2-х т. СПб: Лань, 2004. 528 с. и 560 с.
- (г) Островский Л.А. Вопросы динамики жидкости. Учебное пособие. Горький, ГГУ, 1982. – 145 с.

3. Программное обеспечение и Интернет-ресурсы:

- (а) Гурбатов С.Н., Грязнова И.Ю., Демин И.Ю., Курин В.В., Прончатов-Рубцов Н.В. Электронный задачник «Основы механики сплошных сред: гидромеханика и акустика» Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2012. – 95 с. http://www.unn.ru/books/met_files/Zadachnic_MSS.doc

- (b) Грязнова И.Ю., Мартьянов А.И. "Экспериментальные исследования закономерностей обтекания цилиндра и крыла воздушным потоком на аэростенде ТМЖ-1М". Электронное учебно-методическое пособие. Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2012. – 60 с. <http://www.unn.ru/books/resources.html>
- (c) Курин В.В., Грязнова И.Ю., Клемина А.В., Мартьянов А.И. УМК "Основы механики сплошных сред" Фонд образовательных электронных ресурсов ННГУ, 2011. – 88 с. <http://www.unn.ru/books/resources.html>

2.2. Основные допущения МСС

Вещество можно рассматривать как непрерывную сплошную среду, пренебрегая его молекулярным строением. И одновременно считаем непрерывным распределение всех характеристик жидкости (плотность, скорость, температура, ...).

Это означает, что всякий малый элемент жидкости или газа содержит большое число молекул (или других частиц). То есть когда мы говорим о бесконечно малом элементе жидкости, то везде мы подразумеваем, что «*физически*» бесконечно малый объем мал по сравнению с размерами тел, но велик по сравнению с межмолекулярными расстояниями.

Это позволяет применить в МСС хорошо разработанный для непрерывных функций аппарат высшей математики.

Нетривиальный пример – **крупномасштабная структура Вселенной.**

Описание развития крупномасштабной структуры уравнениями гидродинамики газа гравитационно взаимодействующих частиц. «*Физически*» бесконечно малый объем – объем в котором содержится много галактик.

Существующие на данный момент крупномасштабные образования возникли из-за малых начальных возмущений плотности за счет гравитационной неустойчивости. Обычная материя (атомов различных веществ) (4%), Темная материя неизвестной физической природы (cold dark matter) (23%). Темная энергия (dark energy) (73%), которая играет антигравитационную роль в процессе формирования Вселенной.

Плотность темного вещества в 6–7 раз превосходит плотность барионов, и поэтому рост неоднородностей определяется в основном темным веществом. Именно рост неоднородностей в темном веществе и ответственен за формирование крупномасштабных структур. Барионная компонента просто следовала за эволюцией темного вещества.

В космологии понятие крупномасштабной структуры относится к распределению галактик и массы темного вещества (на масштабах от одного до нескольких сотен мегапарсек). Современная теория объясняет формирование крупномасштабной структуры Вселенной как следствие роста исходных слабых флуктуаций плотности вещества за счет гравитационной неустойчивости. При этом формирование ярко выраженных элементов структуры происходит на нелинейной стадии. Именно поэтому процесс формирования

крупномасштабной структуры принято иногда гравитационной турбулентностью.

Наиболее очевидный путь преодоления сложности учета законов нелинейной эволюции гравитационной неустойчивости на поведение поля плотности вещества состоит в численном моделировании трехмерного движения N гравитационно взаимодействующих частиц. Альтернативой являются приближенные аналитические решения некоторых уравнений в частных производных, адекватно описывающих рост флуктуаций неоднородной плотности вещества в расширяющейся Вселенной. Первый из этих подходов был предложен Зельдовичем в 1970 году. (Зельдович Я Б *Астрофизика* 6 319 (1970); Zeldovich Ya B *Astrophys.* 6 164 (1970); Zeldovich Ya B *Astron. Astrophys.* 5 84 (1970))

Второй аналитический подход к проблеме описания формирования крупномасштабной структуры Вселенной (1) базируется на векторном уравнении Бюргерса. В данном подходе многопотокное движение гравитационно взаимодействующих частиц в особенностях, приводящее к их локализации, моделируется вязким слагаемым в уравнении Бюргерса. В предельном случае исчезающе малой вязкости это эквивалентно слипанию частиц и поэтому данный подход часто называют приближением слипания - *adhesion model* (см., например, (2-5)).

Adhesion model Модель Зельдовича-Гурбатова-Саичева Предельная версия модели слипания естественным образом описывает характерную мозаичную структуру распределения вещества во Вселенной. Основные элементы “мозаики” в трехмерном пространстве (вершины, ребра, грани и внутренности ячеек) могут быть ассоциированы с наблюдаемыми структурами трехмерного распределения галактик (компактные скопления галактик, филаменты – цепочки галактик, поверхности со сравнительно высокой плотностью галактик, и темные области между ними, бедные галактиками).

Сама эволюция крупномасштабной структуры Вселенной может трактоваться как непрерывный процесс транспортировки вещества преимущественно из объектов большой размерности к объектам мозаичной структуры, обладающим меньшей размерностью. К примеру, вещество из внутренних ячеек мозаичной структуры (трехмерных объектов) перетекает в ее грани (квазидвумерные объекты), а из них в ребра и вершины мозаичной структуры. В то же время, сами ячейки участвуют в непрерывном движении, деформации и поглощении одних ячеек другими.

(1) Gurbatov S.N., Saichev A.I., & Shandarin S.F. 1989, *Mon. Not. R. astr. Soc.*, 236, 385

(2) Гурбатов С.Н., Малахов А.Н., Саичев А.И. *Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии*. М.: Наука, 1990. 215 с. Сер. Современные проблемы.

Gurbatov S.N., Malakhov A.N., Saichev A.I. *Nonlinear random waves and turbulence in nondispersive media: waves, rays and particles*. — Manchester University Press, 1991. — 308 p.

(3) Vergassola M., Dubrulle B., Frisch U., Noullez A. 1994, *Astron. Astrophys.* 289. 325.

(4) Гурбатов С. Н., Саичев А. И., & Шандарин С. Ф. «Крупномасштабная структура

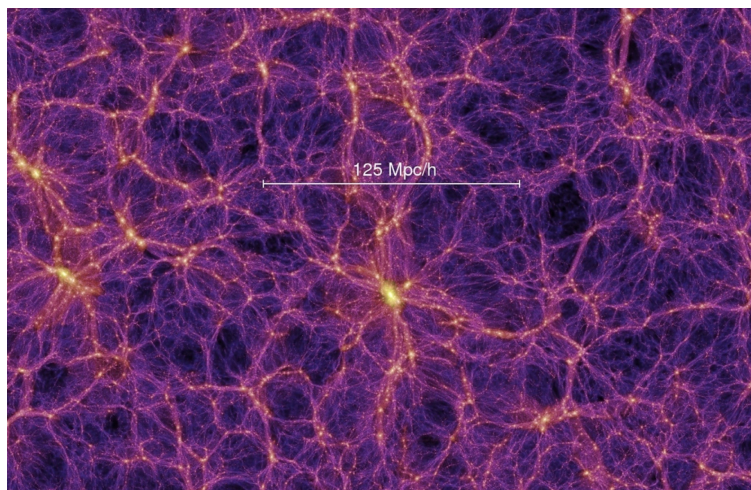


Рис. 1: Крупномасштабная структура Вселенной

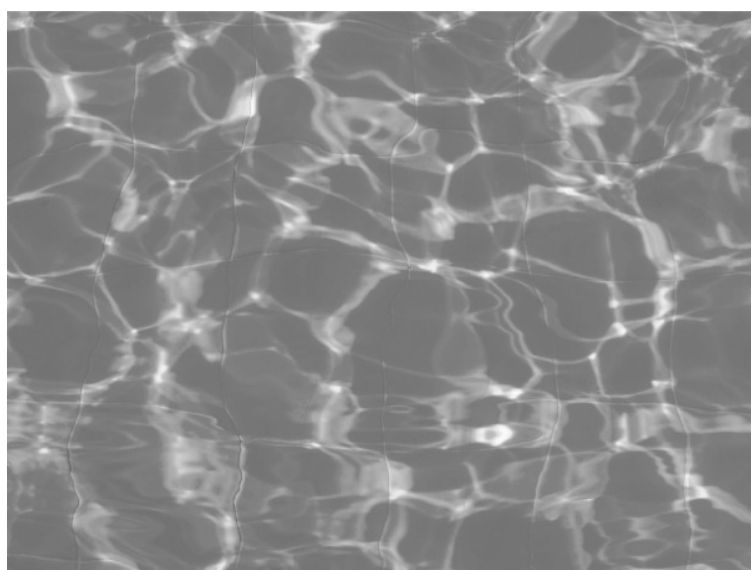


Рис. 2: Система каустик на дне бассейна

Вселенной. Приближение Зельдовича и модель слипания», УФН, 182, 233–261 (2012)

(5) Гурбатов С.Н., Руденко О.В., Саичев А.И. Волны и структуры в нелинейных средах без дисперсии. Приложения к нелинейной акустике. М.: Физматлит, 2008.

Gurbatov S.N., Rudenko O.V., & Saichev A.I. Waves and Structures in Nonlinear Nondispersive Media. General Theory and Applications to Nonlinear Acoustics. — Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, Germany, 2012. — 472 p. с В заключение отметим, что результаты динамического моделирования в рамках приближения слипания можно посмотреть на Youtube (**The Sticky Geometry of the Cosmic Web, version 2.01**)

<https://www.youtube.com/watch?v=wI12X2zczqI>

Результаты прямого численного моделирования (N-body simulation) можно также посмотреть на Youtube

Двухмерный случай:

<https://www.youtube.com/watch?v=nHvcqV92oqY>

<https://www.youtube.com/watch?v=74IsySs3RGU>

Трехмерный случай

<https://www.youtube.com/watch?v=eDGtFRj4xXc>

3. Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости

В данном разделе мы рассмотрим законы движения и равновесия идеальной жидкости, то есть жидкости в которой не учитывается внутреннее трение, и следовательно, нет перехода механической энергии в тепловую. Будем также пренебрегать теплообменом между различными объемами жидкости.

Это означает что все процессы протекают при постоянной энтропии. И напряженное состояние жидкости характеризуется одной скалярной величиной P – давлением. Это конечно идеализация, которая приводит к ряду парадоксальных результатов (например, парадокс Даламбера-Эйлера о том, что сила сопротивления при равномерном движении тела в жидкости равна нулю). Тем не менее, без этой идеализации невозможно дальнейшее изучение реальных ситуаций.

3.1. Основные уравнения гидродинамики идеальной жидкости

Прежде чем перейти к выводу уравнений рассмотрим два альтернативных способа описания движения жидкости. Оба они были предложены Леонардом Эйлером, но одно из них носит имя Лагранжа.

Первый способ – Лагранжево описание

В основу этого способа положено описание движения отдельных «жидких частиц». При этом все величины, в том числе и координаты частицы жидкости определяются как функции времени t и некоторых переменных $\xi_i (i = 1, 2, 3)$, идентифицирующих определенную частицу («метки» частиц)

$$x_i = x_i(\xi_k, t)$$

$$P = P(\xi_k, t)$$

$$\rho = \rho(\xi_k, t)$$

...

В качестве переменных ξ_k обычно используют начальные координаты частиц жидкости

$$t = t_0$$

$$\xi_i = x_i(\xi_k, t_0)$$

Таким образом при лагранжевом описании мы следим за определенными частицами жидкости и смотрим как изменяются во времени их координаты, скорости, ускорения, а также давление, температура, плотность в их окрестности.

При этом скорость и ускорение частицы вычисляются как

$$v_i = \frac{\partial x_i}{\partial t}$$

$$a_i = \frac{\partial^2 x_i}{\partial t^2}$$

Здесь $\vec{v}(\xi_k, t)$ - скорость частицы в момент времени t имела координаты ξ_1, ξ_2, ξ_3 .

Отметим, что такому описанию соответствует способ исследования океана (реки Волги) с помощью геофизических буев с нулевой плавучестью.

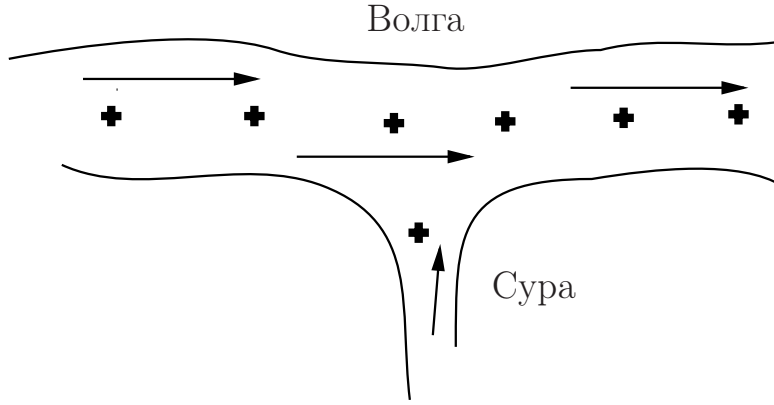


Рис. 3: Схематичная картина Лагранжева и Эйлера описания. \oplus - якорь.

Второй способ – Эйлерово описание

Неподвижное пространство заполнено движущейся жидкостью. Движение жидкости будет определено если все величины характеризующую жидкость (скорость движения, давление, плотность, температура и т.д.) **будут определены**. То есть мы следим, как меняются эти величины от точки к точке

$$\vec{v} = \vec{v}(\vec{x}, t)$$

$$T = T(\vec{x}, t)$$

Система заякоренных буев. В Эйлеровом описании мы не знаем что делается с отдельной частицей. При этом частные производные от скорости не являются ускорением. Так если течение стационарно и частная производная по времени равна нулю, частицы в данной точке могут иметь ускорение. Пример – водопад.

Найдем ускорение частицы. За время Δt частица находящаяся в момент времени t в точке с координатами x_k переместится в точку $x_k = x_k + \Delta x_k$. Тогда для i -ой компоненты ускорения имеем

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta x_k}{\Delta t} = \frac{\partial x_k}{\partial t} = v_k$$

$$\begin{aligned}
a_i &= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{v_i(x_k + \Delta x_k, t + \Delta t) - v_i(x_k, t)}{\Delta t} \\
&= \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\left[v_i(x_k, t) + \frac{\partial v_i}{\partial x_k} \Delta x_k + \frac{\partial v_i}{\partial t} \Delta t - v_i(x_k, t) \right]}{\Delta t} \\
&= \frac{\partial v_i}{\partial x_k} v_k + \frac{\partial v_i}{\partial t}
\end{aligned}$$

Таким образом

$$\begin{aligned}
a_i &= \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_k \frac{\partial}{\partial x_k} \right) v_i \\
\vec{a} &= \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \right) \vec{v}
\end{aligned}$$

Аналогично находятся и производные от любой другой величины. Эта производная носит название субстанциональной производной.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (\vec{v} \nabla)$$

3.2. Переход от Эйлера описания к Лагранжеву и обратно

Пусть известно Эйлерово поле скорости $\vec{v} = \vec{v}(\vec{x}, t)$. Чтобы найти как движатся Лагранжевы частицы $\vec{x}(t, \vec{\xi})$ нужно решить уравнение

$$\begin{aligned}
\frac{d\vec{x}}{dt} &= \vec{v}(\vec{x}, t) \\
\vec{x}(t=0, \vec{\xi}) &= \vec{\xi}
\end{aligned}$$

Как найти эйлерово поле скорости? Если нам известно поведение лагранжевых частиц $\vec{x}(t, \vec{\xi})$, то вначале нам нужно решить уравнение

$$\vec{x} = \vec{x}(t, \vec{\xi})$$

Решение этого уравнения

$$\vec{\xi} = \vec{\xi}(\vec{x}, t)$$

позволяет найти Лагранжеву частицу, которая в момент времени t попала в точку x . Тогда эйлерово поле скорости будет равно

$$\vec{v}(\vec{x}, t) = \vec{v}(t, \vec{\xi}(\vec{x}, t))$$

3.3. Уравнение непрерывности и закон сохранения массы

Пусть имеется некоторый объем пространства V заполненный движущейся жидкостью. Количество жидкости (масса) в этом объеме равно:

$$m = \int_V \rho dV$$

где ρ - плотность жидкости. Жидкость может притекать и вытекать из объема. Введем элемент поверхности $d\sigma$ и вектор $d\vec{\sigma} = d\sigma\vec{n}$, направленный по внешней нормали к поверхности.

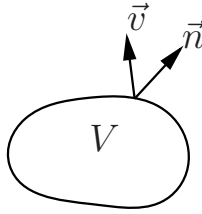


Рис. 4: Объем, скорость и нормаль к поверхности

Поток через элемент поверхности определяется скалярным произведением:

$$\oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma} = \int_V \text{div}(\rho \vec{v}) dV$$

Уравнение баланса имеет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma}$$

Это интегральный закон сохранения массы. Если на поверхности скорость равна нулю, то масса сохраняется.

Используя формулу Остроградского-Гаусса

$$\oint_S \rho \vec{v} d\vec{\sigma} = \int_V \text{div}(\rho \vec{v}) dV$$

получим

$$\int_V \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) \right] dV = 0$$

Так как объем произвольный, то мы получаем дифференциальный закон сохранения

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

Вектор $\vec{j} = \rho \vec{v}$ - плотность потока массы. Используя формулу $\nabla(a\vec{b}) = \nabla a \vec{b} + a \nabla \vec{b}$, перепишем закон сохранения массы в виде:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \rho + \rho \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0 \\ \frac{d\rho}{dt} = -\rho \operatorname{div}(\vec{v}) &= 0\end{aligned}$$

Несжимаемая жидкость - плотность вдоль траектории частицы не меняется.

$$\frac{d\rho}{dt} = 0$$

То есть поле скорости соленоидально $\operatorname{div} \vec{v} = 0$.

3.4. Уравнение Эйлера

Уравнение движение идеальной жидкости (аналог **2 закона Ньютона**) Второй закон Ньютона для жидкого элемента

$$\begin{aligned}\rho dV \frac{d\vec{v}}{dt} &= \vec{F}_S + \vec{F} \\ \vec{F} &= \rho \vec{f}\end{aligned}$$

Здесь F объемная сила действующая на элемент dV (f - сила отнесенная к единице массы, для силы тяжести $f = g$, где g ускорение свободного падения).

F_s - сила действующая на элемент объема со стороны окружающей среды. В идеальной среде силы трения нет и единственная сила определяется только силами давления. На элемент поверхности $d\sigma$ действует сила $P d\vec{\sigma}$ и результирующая сила равна:

$$\vec{F}_S = - \oint_S p d\vec{\sigma} = - \int_V \nabla p dV \approx - \nabla p dV$$

В результате получаем **уравнение Эйлера**

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f}$$

Здесь мы учли что в уравнение Ньютона входит полная производная. У нас 5 неизвестных - 3 компоненты скорости, давление и плотность. И только 4 уравнения: 3 уравнения Эйлера для трех компонент и уравнение непрерывности. Нужно еще одно уравнение - уравнение состояния, связывающее давление, плотность и энтропию S : $P = P(\rho, S)$ и уравнение для энтропии. Для изоэнтропической жидкости $\frac{dS}{dt} = \frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \nabla S = 0$

Если в начальный момент времени энтропия была одинакова во всем пространстве,

то она не будет меняться с течением времени и уравнение состояния принимает вид:
 $P = P(\rho)$. В идеальном газе уравнение адиабаты имеет вид (**уравнение Пуассона**):

$$P = P_0 (\rho/\rho_0)^\gamma$$

$$\gamma = c_p/c_v$$

где для идеального газа $\gamma = \frac{i+2}{i}$, (i - количество степеней свободы). Для жидкостей дело хуже. В разных диапазонах давления имеют разные уравнения состояния. Эмпирическая формула для давления P , измеряемого в атмосферах:

$$\frac{P+B}{1+B} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^\gamma$$

где $B = 3000$ атм, $\gamma = 7$, давление до 10^5 атмосфер.

Итак, **система уравнений для идеальной жидкости** принимает вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla p}{\rho} + \vec{g}$$

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

$$P = P(\rho)$$

3.5. Законы сохранения энергии и импульса для идеальной жидкости

Энергия единицы объема – кинетическая + внутренняя

$$E = \frac{1}{2} \rho v^2 + \rho \varepsilon$$

Закон сохранения энергии в интегральной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) dV = - \oint_S \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) \vec{v} d\vec{\sigma} - \oint_S p \vec{v} d\vec{\sigma}$$

Изменение энергии в объеме равно притоку (выносу) энергии в объем через границы + работа внешних сил давления. Энтальпия равна $W = \rho \varepsilon + P$ из курса термодинамики и общей физики. Получаем закон сохранения в интегральной форме:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) dV = - \oint_S \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + W \right) \vec{v} d\vec{\sigma}$$

По формуле Стокса переходим в правой части от интегрирования по поверхности к

интегрированию по объему:

$$\int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(\frac{1}{2} v^2 + \varepsilon \right) + \operatorname{div} \left(\rho \left(\frac{1}{2} v^2 + W \right) \vec{v} \right) \right] dV = 0$$

Поскольку объем произвольный можно перейти к дифференциальной форме закона сохранения энергии:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{N} &= 0 \\ E &= \frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon \\ \vec{N} &= \left[\frac{\rho v^2}{2} + \rho \varepsilon + P \right] \vec{v} \end{aligned}$$

Здесь E – плотность энергии, N – вектор плотности потока энергии – аналог вектора Пойнтинга в электродинамике. Введён в 1874 году Умовым.

3.6. Закон сохранения импульса

Для единицы объема жидкости импульс равен $\vec{p} = \rho \vec{v}$. Если закон сохранения энергии мы выводили в интегральной форме, то здесь мы будем стартовать с дифференциальных уравнений. Запишем изменения для i -ой компоненты:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = \rho \frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial \rho}{\partial t}$$

Запишем уравнение Эйлера и уравнение непрерывности по компонентам:

$$\begin{aligned} \frac{\partial v_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x_i} + f_i \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{k=1}^3 \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} &= 0 \end{aligned}$$

В результате для изменения компоненты импульса имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = -\frac{\partial}{\partial x_k} (P \delta_{ik} + \rho v_i v_k) + \rho f_i$$

Здесь по индексу k идет суммирование. Хочется привести это уравнение к дивергентной форме, чтобы получить закон сохранения. Учтем:

$$\rho v_k \frac{\partial v_i}{\partial x_k} + v_i \frac{\partial (\rho v_k)}{\partial x_k} = \frac{\partial (\rho v_i v_k)}{\partial x_k}$$

Внешние силы приводят к изменению импульса. Нужно что-то придумать с давлением:

$$\frac{\partial P}{\partial x_i} = \frac{\partial (\delta_{ik} p)}{\partial x_k}$$

Здесь $\delta_{ik} = 1, i = k; \delta_{ik} = 0, i \neq k$ - символ Кронекера.

В результате получим:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = - \frac{\partial}{\partial x_k} (P \delta_{ik} + \rho v_i v_k) + \rho f_i$$

Введем тензор плотности потока импульса: $\Pi_{ik} = P \delta_{ik} + \rho v_i v_k$. Тогда закон сохранения импульса запишется как:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v_i) = - \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} + \rho f_i$$

Проинтегрируем последнее равенство по объему:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \int_V \frac{\partial \Pi_{ik}}{\partial x_k} dV + \int_V \rho f_i dV$$

Используя теорему Остроградского-Гаусса для тензора получаем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho v_i dV = - \oint_S \Pi_{ik} n_k d\sigma + \int_V \rho f_i dV$$

Таким образом, изменение импульса в объеме V связано с потоком импульса через поверхность S . Векторная же форма закона сохранения импульса имеем вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S [P \vec{n} + \rho \vec{v} (\vec{v} \vec{n})] d\sigma$$

Здесь \vec{n} - внешняя нормаль.

Следствие: Как использовать закон сохранения импульса для нахождения силы действия потока на тело? Если движение стационарно:

$$\oint_S [p n_i + \rho v_i v_k n_k] d\sigma = 0$$

Отсюда для силы действия потока на тело имеем:

$$F_i = - \oint_S p n_i d\sigma = \oint_S \rho v_i v_k n_k d\sigma$$

Пример - изогнутая трубка(душ).

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho \vec{v} dV = - \oint_S [P \vec{n} + \rho \vec{v}(\vec{v} \vec{n})] d\sigma$$

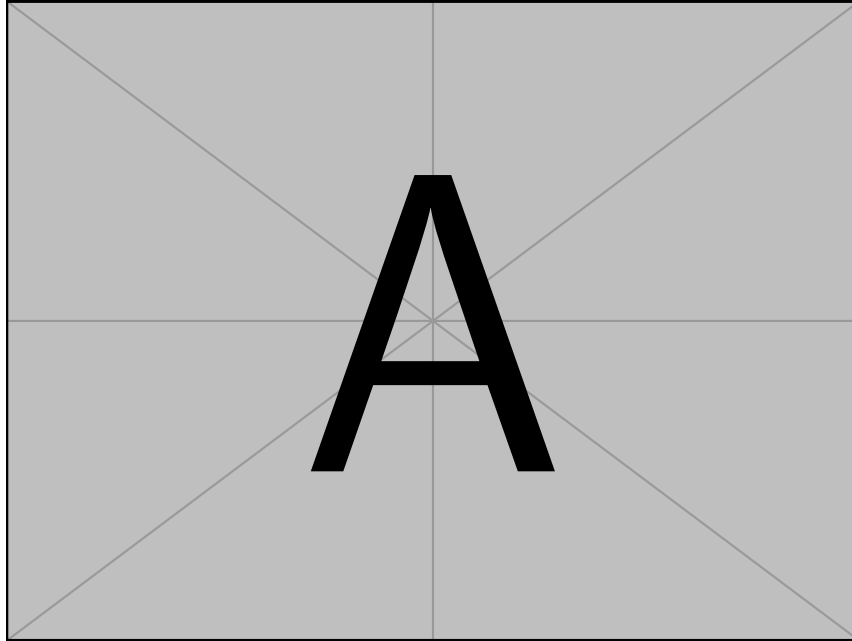


Рис. 5: картинка изогнутой трубки

В одно сечение жидкость втекает, а из другого вытекает.

3.7. Гидростатика

Рассмотрим простейший случай когда скорость жидкости равна нулю. Из исходной системы уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} &= - \frac{\nabla p}{\rho} + \vec{f} \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) &= 0 \\ P &= P(\rho) \end{aligned}$$

следует

$$\begin{aligned} \nabla P &= \rho \vec{f} \\ P &= P(\rho) \end{aligned}$$

Пусть внешняя сила потенциальна

$$\vec{f} = -\nabla u$$
$$\nabla P = -\rho \nabla u$$

то есть градиенты давления и сила параллельны.

При какой зависимости плотности от координаты последнее уравнение имеет решение? Применим к последнему уравнению операцию ротора

$$\text{rot}(\nabla P) = 0$$
$$\text{rot}(-\rho \nabla u) = -\rho \text{rot}(\nabla P) - [\nabla P \nabla \rho]$$
$$[\nabla P \nabla \rho] = 0$$

Таким образом вектора градиентов плотности и потенциала должны быть параллельны.

Распределение давления в поле тяжести.

$$\nabla P = \rho \vec{g}$$
$$P = P(\rho)$$

то есть в поле тяжести стационарное решение существует, если плотность зависит от высоты.

Примеры:

1. **Жидкость в поле тяжести**(вода). Плотность постоянна. Ось z направлена вниз.

$$\frac{dP}{dz} = \rho_0 g$$
$$P = P_A + \rho_0 g z$$

Давление увеличивается на 1 атмосферу на 10 метрах.

2. **Изотермическая атмосфера**(идеальный газ с постоянной температурой T).

Ускорение можно считать постоянным. Ось z направлена вверх.

$$\frac{dP}{dz} = -\rho(z)g$$
$$P = \frac{R m}{\mu V} T$$
$$P = \frac{R}{\mu} \rho T$$

Здесь R - универсальная газовая постоянная. μ - молярная масса газа.

$$\frac{RT}{\mu} \frac{dP}{dz} = -\rho(z)g$$

$$\rho = \rho_0 \exp(-z/h), P = P_0 \exp(-z/h)$$

$$h = \frac{RT}{\mu g}$$

Здесь h - высота атмосферы, величина порядка 8 км, поэтому изменением силы тяжести можно пренебречь.

3. **Закон Архимеда.** На тело, погруженное в жидкость, со стороны жидкости действует выталкивающая сила, равная весу жидкости, вытесненную этим телом.

$$\nabla P = \rho \vec{g}$$

Сила со стороны жидкости на элемент поверхности $d\vec{F} = -p\vec{n}dS$. Здесь \vec{n} - внешняя нормаль. Тогда сила Архимеда равна:

$$\vec{F}_A = - \oint_S P \vec{n} dS = - \int_V \nabla P dV = - \int_V \rho \vec{g} dV$$

$$\int_V \rho \vec{g} dV = \vec{P} \approx \rho V \vec{g}$$

$$\vec{F}_A = -\vec{P}$$

Здесь \vec{P} - вес вытесненной жидкости. Причем и плотность, и ускорение **не обязательно постоянны!**

3.8. Условие гидростатического равновесия. Частота Брента-Вайсая

Выясним условия, при которых состояние равновесия жидкости в поле тяжести будет устойчивым. Будем считать что плотность зависит от глубины. Ось z направлена вниз. Элементарный объем находится на глубине z , потом $z + x$.

На тело действуют две силы: сила тяжести и сила Архимеда, и в равновесии они равны по величине:

$$F_g(z) = g\rho(z)V_0$$

$$F_A(z) = -F_g(z) = -g\rho(z)V_0$$

Пусть данный объем смещается по вертикали на расстояние x . Масса сохраняется и сила тяжести не меняется. Пусть **жидкость несжимаема**, тогда объем не меняется.

А сила Архимеда изменяется, так как плотность вокруг частицы изменилась. Тогда уравнение Ньютона для объема запишется как:

$$m \frac{d^2 x}{dx^2} = g\rho(z)V_0 - g\rho(z+x)V_0$$

$$m = \rho(z)V_0$$

Разлагая плотность в ряд, и ограничиваясь линейными членами, получаем:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} x$$

Это уравнение гармонического осциллятора:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + N^2 x = 0$$

$$N^2 = \frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz} \propto \frac{g}{L}$$

Здесь $N = \left(\frac{g}{\rho} \frac{d\rho}{dz}\right)^{1/2}$ - частота Брента-Вяйсаля.

1. **Устойчивость жидкости** наблюдается при $N^2 > 0, \frac{d\rho}{dz} > 0$. Элемент совершает колебания с частотой N .
2. **Неустойчивость жидкости** наблюдается при $N^2 < 0$. Элемент падает вниз или стремится всплыть.

3.9. Уравнение Бернулли

Получим альтернативную запись уравнения Эйлера в форме Громэка-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \vec{g}$$

$$\vec{g} = g \nabla z$$

Ось z направлена вниз. Учтем два равенства из курсов векторного анализа и термодинамики (для равновесных обратимых изобарических процессов).

$$(\vec{v} \nabla) \vec{v} = \frac{1}{2} \text{grad}(v^2) - [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]$$

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla W$$

$$\frac{\nabla P}{\rho} = \nabla \frac{P}{\rho}, \quad \rho = \text{const}$$

Получаем уравнение Эйлера в форме Громэко-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \text{grad} \left(\frac{v^2}{2} + W - gz \right) = [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]$$

Рассмотрим частные случаи:

1. **Движение стационарно** ($\vec{v} = \text{const}$)

- **Безвихревое движение** (потенциальное, $\text{rot } \vec{v} = 0$). Тогда из уравнения Громэко-Лэмба имеем

$$\begin{aligned} \text{grad} \left(\frac{v^2}{2} + W - gz \right) &= 0 \\ \frac{v^2}{2} + W - gz &= \text{const} \end{aligned}$$

Константа сохраняется во всем пространстве. Если жидкость несжимаема и однородна, то:

$$\frac{v^2}{2} + \frac{P}{\rho} - gz = \text{const}$$

Это уравнение Бернулли для стационарного **потенциального** движения однородной несжимаемой жидкости.

- **Вихревое движение** ($\text{rot } \vec{v} \neq 0$)

Введем понятие линии тока. **Линия тока** - это линия, касательные к которой в данный момент времени и в каждой точке совпадают с вектором скорости v . Линии тока определяются системой дифференциальных уравнений.

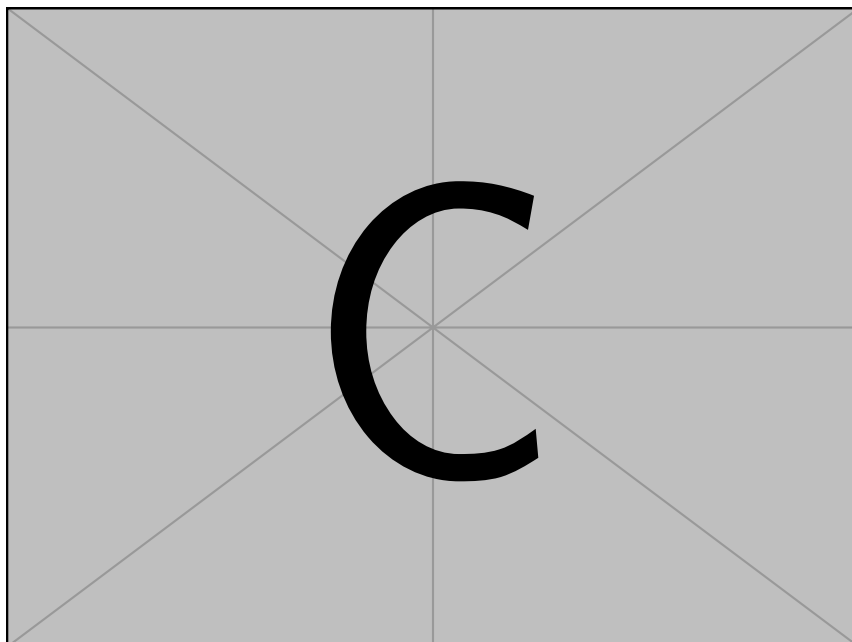


Рис. 6: Линии тока

$$\frac{dx}{dv_x} = \frac{dy}{dv_y} = \frac{dz}{dv_z}$$

Умножим уравнение Эйлера на вектор скорости, то есть спроектируем на линии тока:

$$\vec{v}[\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]] = 0$$

$$\vec{v} \perp [\vec{v}, [\nabla, \vec{v}]]$$

Используя определение линии тока

$$\vec{v}\nabla(\dots) = \frac{d}{dl}(\dots) = 0$$

получаем тот же закон сохранения

$$\frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const}$$

Но здесь константа сохраняется только вдоль линии тока, и **для разных линий тока константы разные!**

2. Нестационарное вихревое движение

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \neq 0$$

$$\text{rot } v = 0$$

В силу потенциальности $\vec{v} = \nabla\varphi$ из уравнения Громэко-Лэмба получаем

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} - gz = \text{const}$$

Этот интеграл носит название **интеграла Коши**.

Лучевая трубка тока, трубка образованная множеством линий тока, проходящей через некоторый замкнутый контур.

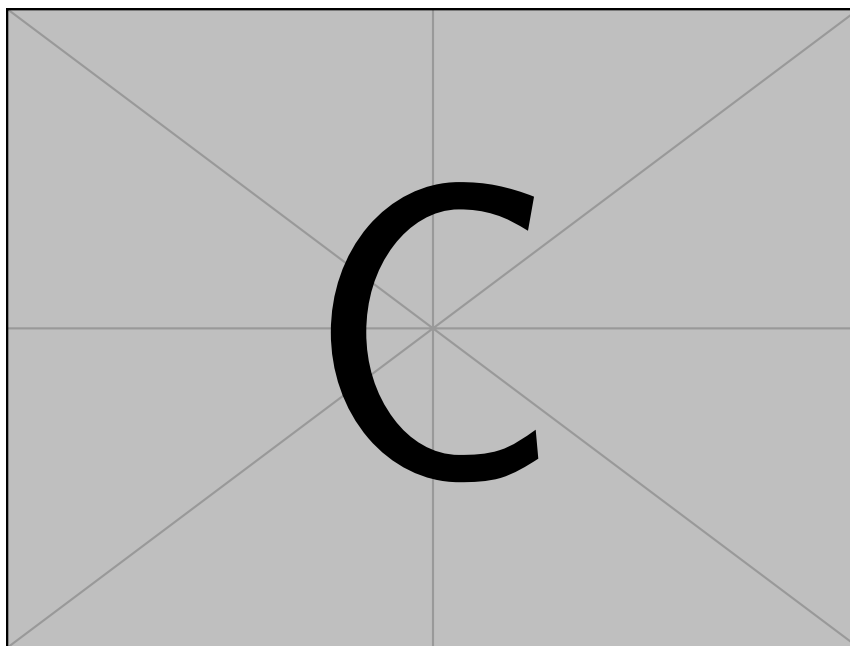


Рис. 7: Лучевая трубка

Закон Бернулли это ничто иное как следствие законов сохранения массы и энергии вдоль некоторой лучевой трубки через 2 сечения входящее S_1 и выходящее S_2 .

Закон сохранения массы: **сколько втекает, столько и вытекает.**

$$m_i = \rho_i S_i v_i \Delta t, \quad i = 1, 2$$

Изменение энергии за счет вытекания и работы силы тяжести равно работе внешних сил:

$$A_i = p_i S_i v_i \Delta t$$

$$E_i = \frac{v_i^2}{2} + u_i + \varepsilon_i$$

$$A_1 - A_2 = \Delta m (E_2 - E_1)$$

Здесь u и ε - потенциальная и внутренняя энергия. Рассмотрим случай несжимаемой жидкости. В этом случае внутренняя энергия не меняется, а $u = -gz$. В результате получим уравнение Бернулли.

Уравнение Бернулли имеет множество приложений:

1. Трубка Пито Знаем сечения, измеряем давления – находим скорости

$$\frac{v_1^2}{2} + \frac{p_1}{\rho} = \frac{v_2^2}{2} + \frac{p_2}{\rho}$$

$$S_1 v_1 = S_2 v_2$$

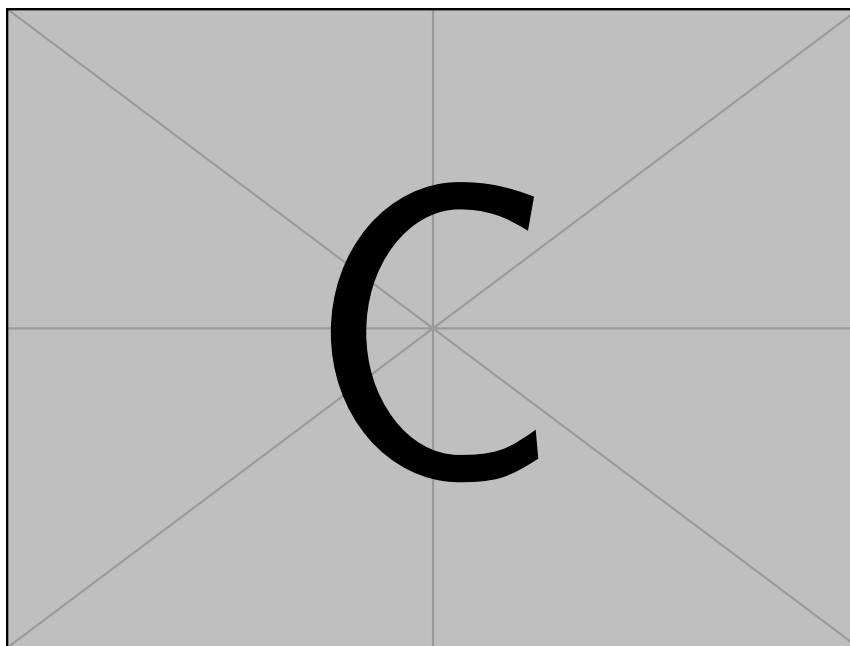


Рис. 8: Трубка Пито

2. Обтекание двух цилиндров Сближение линий тока, увеличение скорости. Возникает притяжение цилиндров.

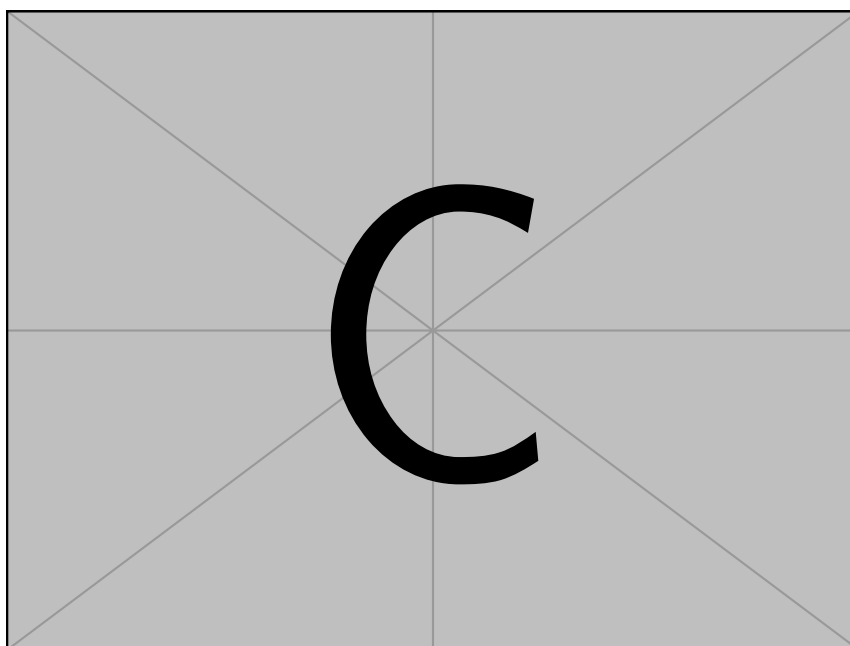


Рис. 9: схематический вид цилиндров

3. Вытекание жидкости из сосуда

$$\sigma \ll S$$

$$v = \sqrt{2g(z_1 - z_2)}$$

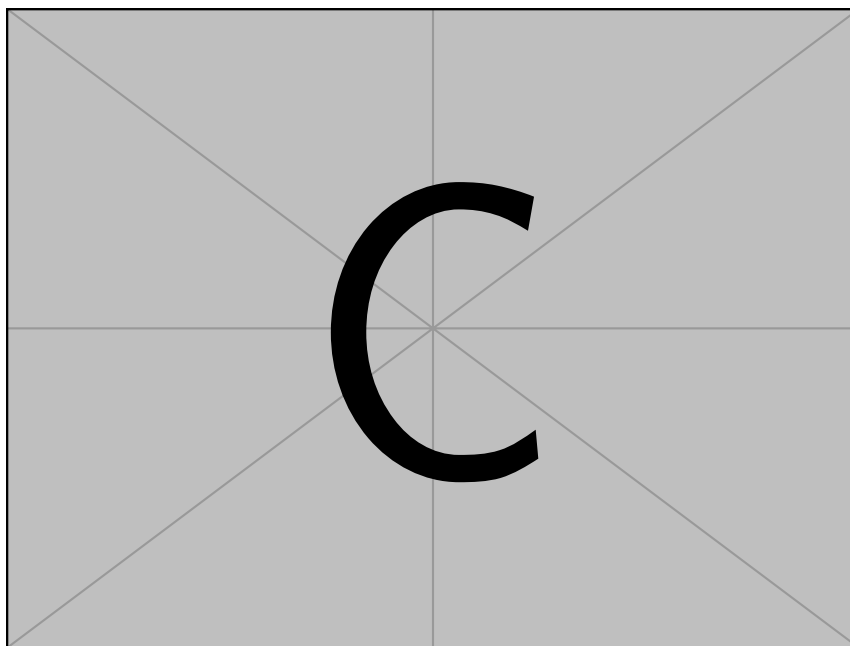


Рис. 10: Схематичный вид вытекающей жидкости

4. Задача Прандтля. Косое падение плоской струи на поверхность. Кумулятивные снаряды. Наряду с уравнением Бернулли нужно использовать закон сохранения импульса.

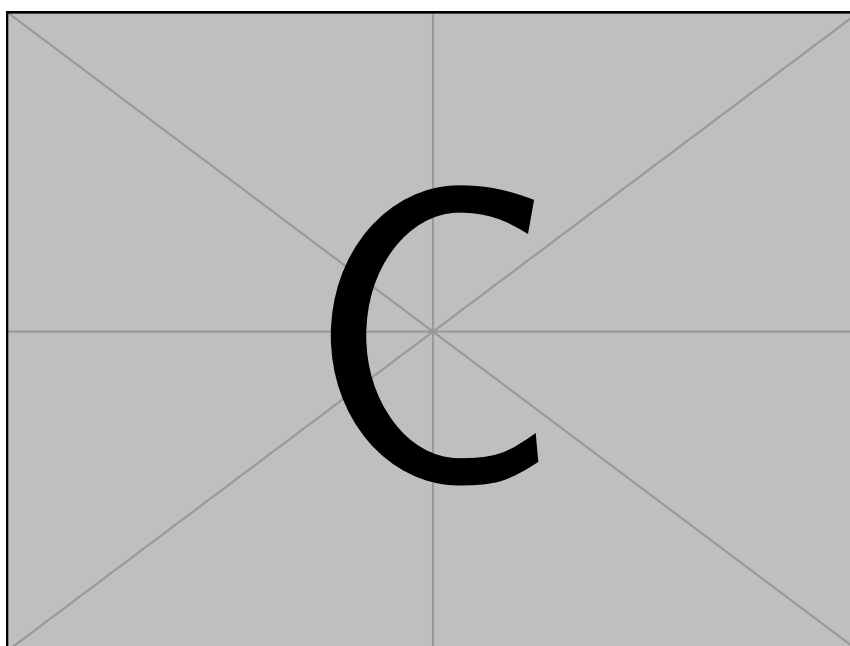


Рис. 11: Наклонное падение струи

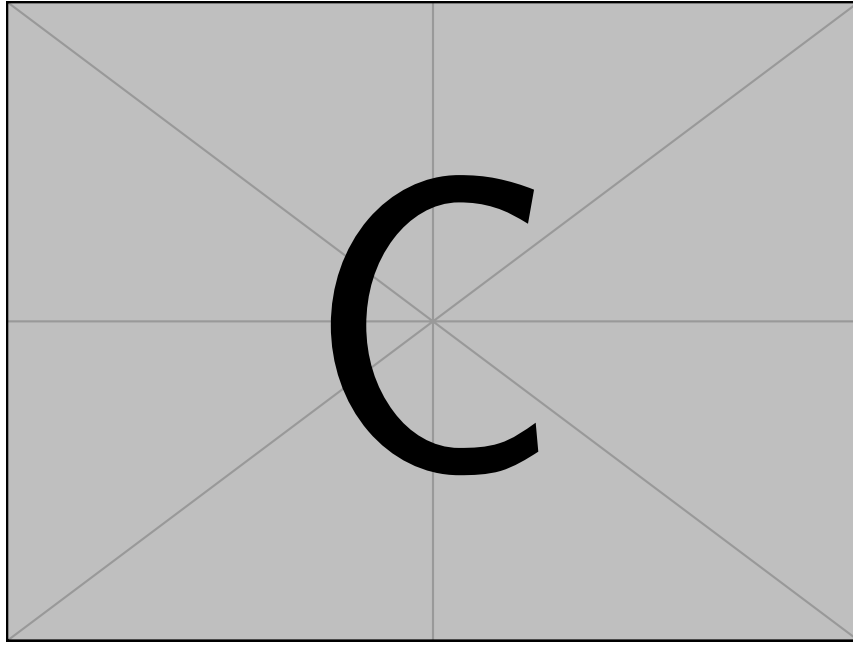


Рис. 12: Кумулятивные снаряды

3.10. Теорема о сохранении циркуляции скорости – теорема Томсона. Понятие о потенциальных и вихревых движениях жидкости.

Введём понятие циркуляции скорости – интеграл, взятый вдоль некоторого замкнутого контура

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r}$$

Докажем теорему о сохранении циркуляции скорости – теорему Томсона (лорда Кельвина): **Циркуляция скорости вдоль замкнутого контура, перемещающегося в идеальной жидкости, остается постоянной.** Выберем замкнутый контур, состоящий из фиксированных частиц («жидкий» контур) и перемещающийся вместе с ними. Найдем полную производную по времени от этого контура. Происходит изменение как скорости, так и изменение контура во времени

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \frac{d}{dt} \oint_L \vec{v} d\vec{r} = \oint_L \frac{d\vec{v}}{dt} d\vec{r} + \oint_L \vec{v} d\left(\frac{d\vec{r}}{dt}\right)$$

Используем определение скорости и уравнение Эйлера

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{\nabla p}{\rho} - \vec{f}$$

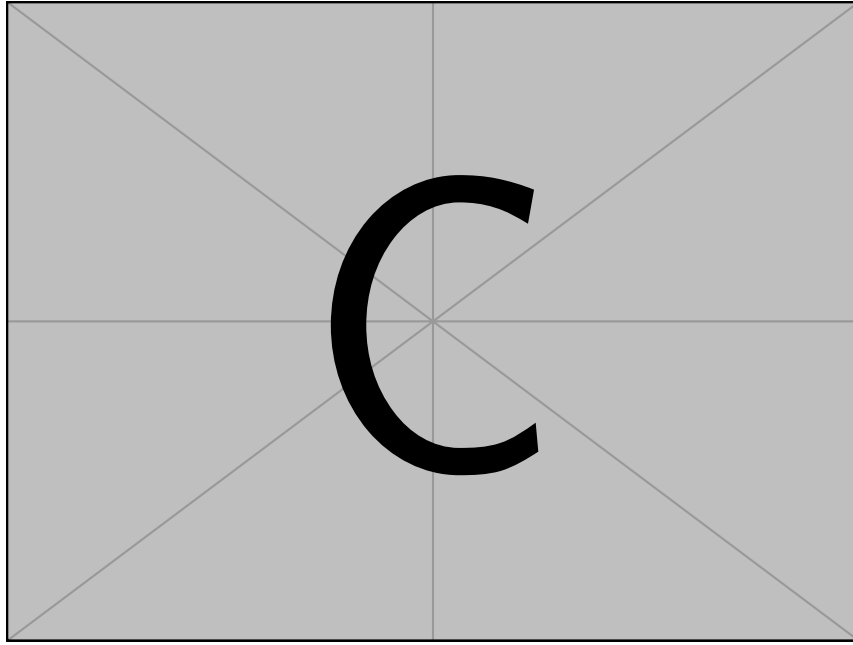


Рис. 13: два контура: начальный и смещенный

Пусть внешняя сила потенциальна, а процесс адиабатический

$$\vec{f} = -\nabla u$$

$$\frac{\nabla p}{\rho} = \nabla W$$

Здесь W энтальпия. Учтем, что $(\nabla \varphi d\vec{r}) = d\varphi$ и окончательно получим

$$\frac{d\Gamma}{dt} = \oint_L d \left(\frac{v^2}{2} - W - u \right) = 0$$

$$\Gamma = const$$

- Следствие 1 Используем теорему Стокса

$$\oint_L \vec{v} d\vec{r} = \int_S \vec{n} \operatorname{rot} \vec{v} dS$$

Для потенциальных течений $\operatorname{rot} \vec{v} = 0$, $\Gamma = 0$ Циркуляция скорости по **односвязанному контуру** в потенциальном течении идеальной жидкости равна нулю.

- Следствие 2

$$\Gamma = \oint_L \vec{v} d\vec{r} = \int_S \vec{n} \operatorname{rot} \vec{v} dS = const$$

Поток вихря через поверхность, натянутую на **односвязанный контур** в потенциальном течении идеальной жидкости величина постоянная.

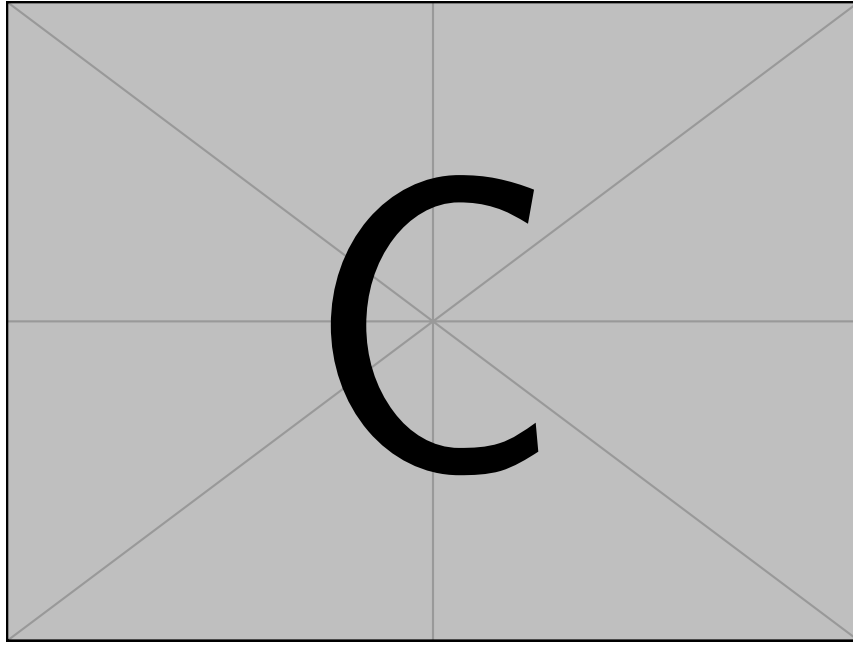


Рис. 14: Контур и поверхность, натянутая на этот контур

- Следствие 3

В потенциальном течении не может быть **замкнутых линий тока** (иначе, взяв ее в качестве контура мы получим, что циркуляция вдоль данного контура не равна нулю).

- Следствие 4

В однородной несжимаемой жидкости можно исключить из рассмотрения уравнений движения давление. Запишем уравнение Эйлера в форме Громэко-Лэмба

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) - [\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}] = \nabla(W + u)$$

Возьмем от него ротор и учтем, что ротор от градиента равен нулю ($\operatorname{rot} \nabla \vec{v} = 0$)

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{v} &= \operatorname{rot}[\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}] \\ \operatorname{div} \vec{v} &= 0 \end{aligned}$$

Полное описание поля скорости с помощью одного уравнения.

3.10.1 Основные выводы из теоремы Томсона

Если в какой-то точке линии тока завихренность отсутствует, то она отсутствует и вдоль этой линии.

На первый взгляд отсюда следует:

1. Стационарное обтекание любого тела набегающим из бесконечности потоком

должно быть потенциальным $\vec{v} = \text{const}$, $\text{rot } \vec{v} = 0$

2. Если движение жидкости потенциально в некоторый момент времени, то оно будет потенциальным и в дальнейшем. В частности:

Потенциальным должно быть всякое движение, при котором в начальный момент жидкость покоилась. В реалии, однако, это имеет ограниченную область применимости. Дело в том, что приведенное выше утверждение о сохранении ротора скорости вдоль линии тока неприменимо для линий проходящих вдоль поверхности твердого тела. Около стенки **нельзя провести односвязный замкнутый контур**.

Уравнения движения идеальной жидкости допускают решения в которых на поверхности твердого тела, обтекаемого жидкостью твердого тела происходит «отрыв» струи: линии тока, следовавшие вдоль поверхности, в некотором месте отрываются от него, уходя в глубь жидкости. Возникает застойная область и на границе течение становится непотенциальным

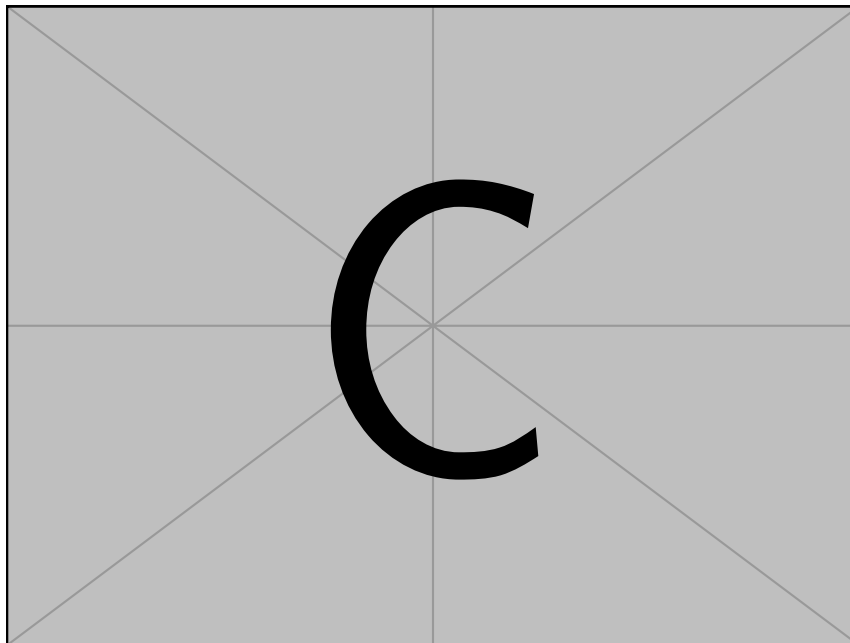


Рис. 15: Обтекание тела с застойными зонами

Возникает поверхность «тангенциального» разрыва. Скорость терпит разрыв непрерывности.

При учете таких разрывных решений решение уравнений идеальной жидкости неоднозначно: наряду с непрерывным решением появляется бесконечное множество разрывных решений. При этом разрывные решения не имеют физического смысла: так как тангенциальные разрывы **абсолютно неустойчивы**, в результате чего движение жидкости становится **турбулентным**.

Реальное течение безусловно однозначно. Всякая жидкость обладает вязкостью. Малая вязкость практически не проявляется во всем пространстве, но она будет играть определяющую роль в пристеночной области (пограничный слой).

Тем не менее в ряде случаев это достаточно хорошее приближение

- Хорошо обтекаемые тела (самолет) автомобиль, корабль) – движение жидкости от потенциального отличатся только в области «пограничного» слоя и «следа» позади тела.
- Нестационарные малые колебания

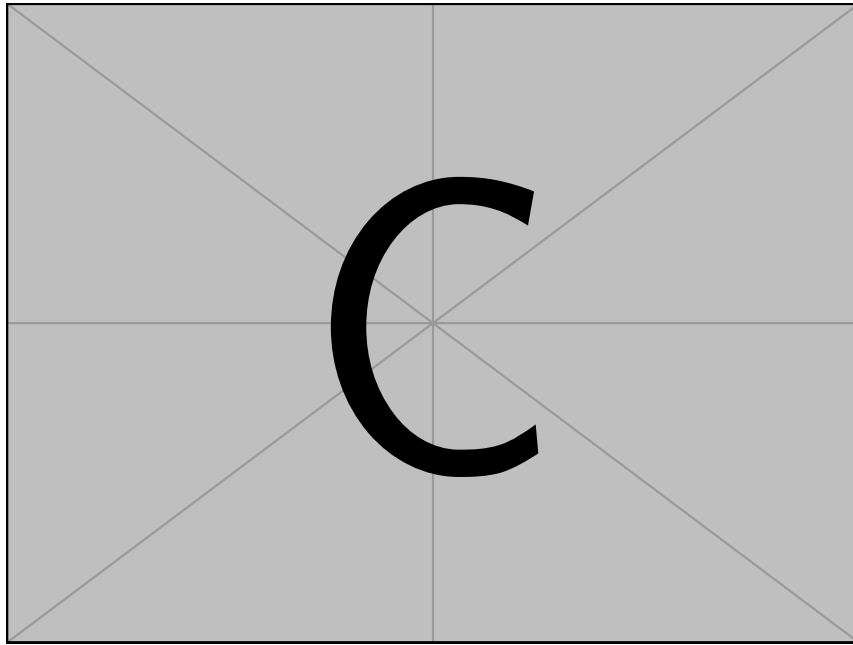


Рис. 16: Сфера размером l и сфера, смещенная на a .

l - линейный размер тела, a - характерная амплитуда колебаний, v - скорость колеблющегося тела. Если $l \gg a$, то движение жидкости вокруг тела потенциально. Оценим порядок величины различных членов в уравнении Эйлера

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla W$$

Характерные масштабы изменения скорости v порядка l , а изменения скорости во времени определяются частотой колебаний. Оценка членов в уравнении Эйлера

$$\left| \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \right| / |(\vec{v} \nabla) \vec{v}| \propto \frac{u^2}{a} / \frac{l}{u^2} \propto \frac{l}{a} \gg 1$$

То есть уравнение Эйлера имеет вид:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} = -\nabla W$$

Взяв ротор, имеем:

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{v} = 0, \quad \operatorname{rot} \vec{v} = \operatorname{const} = 0$$

Так как при колебательном движении среднее значение по периоду равно нулю.

Таким образом нестационарные **малые колебания потенциальны**.

3.11. Потенциальные течения несжимаемой жидкости. Парадокс Даламбера. Присоединенная масса.

В идеальной баротропной жидкости в поле потенциальных сил вихри не исчезают и не возникают. Если в начальный момент течение было потенциально, то оно будет потенциальным всегда. В ряде случаев это достаточно хорошее приближение, а уравнения гидродинамики существенно упрощаются.

3.11.1 Уравнения гидродинамики несжимаемой идеальной жидкости, когда движение потенциально

Уравнение непрерывности несжимаемой жидкости:

$$\frac{d\rho}{dt} = 0, \quad \operatorname{div}(\vec{v}) = 0$$

Поле скорости несжимаемой жидкости соленоидально. Уравнение Эйлера для несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\nabla \frac{p}{\rho} + \vec{g}, \quad \vec{g} = -g \nabla z$$

Следовательно

$$\frac{\partial}{\partial t} \operatorname{rot} \vec{v} = \operatorname{rot}[\vec{v} \operatorname{rot} \vec{v}]$$

то есть движение потенциально. Если сначала движение было потенциально, то и в дальнейшем оно будет потенциальным. Поэтому можно ввести потенциал поля скорости

$$\operatorname{rot} \vec{v} = 0, \quad \vec{v} = \operatorname{grad} \varphi$$

$$\operatorname{divgrad} \varphi = \Delta \varphi = 0$$

Таким образом, описание потенциального движения идеальной несжимаемой жидкости описывается уравнением Лапласа:

$$\Delta\varphi = 0, \quad \vec{v} = \text{grad } \varphi$$

Для решения этого уравнения также необходимы граничные условия.

Условие на протекание: нормальная компонента скорости жидкости на поверхности тела должна совпадать с проекцией $v_n = \frac{\partial\varphi}{\partial n} = u_n$ скорости самого тела на эту нормаль. **Второе условие:** обычно используют значение потенциала на бесконечности.

Возникает вопрос: **как найти давление?** Ответ: из уравнения Бернулли.

$$\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + \frac{p}{\rho} + u = \text{const}$$

$$p = - \left(\frac{\partial\varphi}{\partial t} + \frac{v^2}{2} + u \right) + \text{const}$$

Константа может зависеть от времени. Для стационарного течения:

$$p = - \left(\frac{v^2}{2} + u \right) + \text{const}$$

Рассмотрим несколько частных решений уравнения Лапласа (вспомним электростатику)

- Пример 1. Сдвиговый поток (поле плоского конденсатора), все частицы жидкости двигаются с постоянной скоростью