

## Лекция 8. Течения со свободной поверхностью.

### 1. Струя из крана.

Кроме течений жидкости и газа, ограниченных непроницаемыми стенками, часто наблюдаются течения *со свободной поверхностью*, на которой возникает тангенциальный скачок скорости. Одним из вариантов такого сценария является течение воды, поверхность которой граничит с воздухом. При разнице в плотности почти в 3 порядка такую границу называют «свободной». Примером такого движения является возникновение струи воды, вытекающей из открытого крана. На границе раздела выполняется равенство давлений воздуха и воды  $p = p_0$ . Для стационарного течения из закона Бернулли

$$p + \frac{\rho v^2}{2} - \rho g z = p_0$$

нетрудно определить скорость течения  $v(z) = \sqrt{2gz}$ .

Уравнение непрерывности струи  $\pi r^2 v(z) = \pi r_0^2 v_0^2$ , где  $v_0, r_0$  - значения скорости и радиуса струи у выхода из трубы, позволяет определить форму поверхности

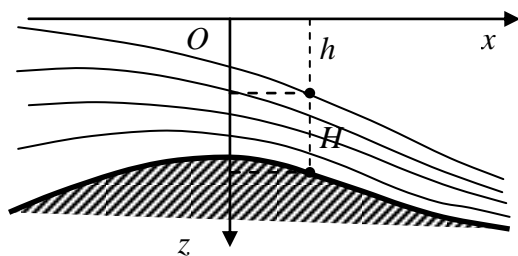
$$r(z) = r_0 \sqrt{\frac{v_0}{v(z)}} = r_0 \frac{\sqrt{v_0}}{\sqrt[4]{2gz}}.$$

Рассмотренный пример дает представление о проблемах, возникающих при постановке и решении задач о движении жидкости (или газа) со свободной границей.

### 2. Донная плотина.

Другим примером является задача о движении воды в открытом русле /реки/, перегородженном «донной плотиной» - пологим возвышением, через которое вода переливается со скоростью, значительно превышающей скорость течения в русле.

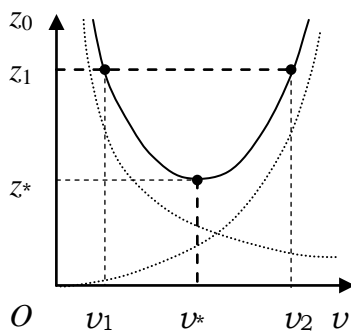
Вычислим скорость течения воды через гребень донной плотины, а также характер изменения формы поверхности воды  $h = h(x)$ , полагая расход воды в русле  $Q$  заданной величиной. Форма дна  $z_0 = z_0(x)$  предполагается заданной.



Будем считать скорость течения воды через гребень плотины не зависящей от глубины потока  $H$  в любом ее сечении, т.е.  $v = v(x)$ . Тогда уравнение непрерывности дает сохранение потока в любом сечении  $Q = H(x)v(x) = const$ , а уравнение Бернулли дает скорость потока  $v(x) = \sqrt{2gh(x)}$ .

Профиль дна связан с профилем поверхности потока соотношением  $z_0 = h + H$ .

Полученные уравнения связывают скорость потока и профиль дна /при заданном расходе жидкости/  $z_0 = \frac{v^2}{2g} + \frac{Q}{v}$ .



Как следует из графика, каждому значению профиля дна  $z_1$  соответствует два значения скорости потока  $v_1 < v_2$ .

Решение уравнения существует только для

$$z_0 > z_* = \frac{3Q}{2v_*} = \frac{3}{2}H_* = \frac{3}{2} \frac{Q^{2/3}}{g^{1/3}}.$$

Критическое значение скорости потока

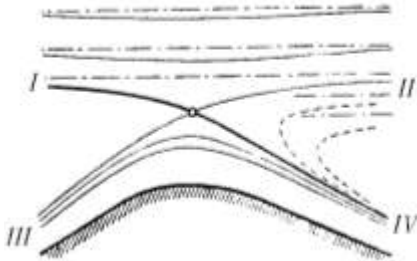
$$v_* = (Qg)^{1/3} = \sqrt{gH_*}.$$

В этом сечении  $h_* = \frac{1}{3}z_*$ ,  $H_* = \frac{2}{3}z_*$ . Течение со скоростью

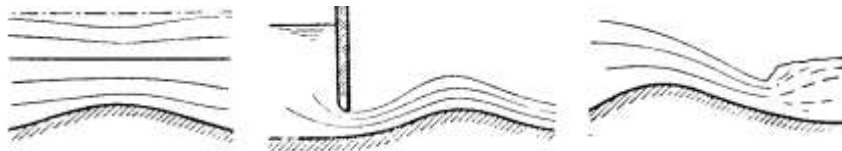
$v_1 < v_*$  называется спокойным, а со скоростью  $v_2 > v_*$  - стремительным. Расход воды может быть определен по глубине воды над наивысшей точкой пологой плотины /если он

$$\text{максимален для данной плотины/ } v_* = \sqrt{gH_*} = \sqrt{2gH_*/3}, Q = H_*v_* = \frac{2}{3}z_*\sqrt{\frac{2}{3}gz_*}.$$

При таком течении ниже вершины плотины течение воды – стремительное, но затем оно переходит в спокойное путем образования *прыжка воды*.



Применяя этот вывод к руслу реки, на дне которой находится пологое возвышение, можно отметить на рисунке профиль глубины течения для нескольких значений расхода  $Q$ . Критическому значению скорости при заданном расходе соответствует кривая 1 – 4, начинающаяся при нулевом значении скорости вдали от препятствия. Все кривые, расположенные выше, соответствуют более высоким уровням воды, чем тот, который обеспечивает критическую скорость в точке максимального возвышения препятствия. При этом скорость воды всюду меньше критической. Если начальная скорость потока вдали от препятствия превышает критическую, то его профиль соответствует кривой 3 – 4. Поток, обладающий высокой скоростью, перетекая через препятствие, скачком уменьшает ее на некотором расстоянии от вершины, как показано на рис. При этом энергия воды уменьшается вследствие возникновения вихрей, которые постепенно исчезают из-за диссипации энергии в вязкой среде.



В рассмотренной модели не учитывается влияние силы тяжести на течение воды в струе. На самом деле, при больших скоростях потока это несущественно, а при малых приводит к принципиальному изменению характера движения – образованию волн.

### 3. Струйные течения.

В модели течения использованы следующие предположения:

- Кинематическое условие - свободная граница состоит из одних и тех же частиц.
- Динамическое условие - постоянство давления вдоль линии тока
- Условие выравнивания - вектор скорости на бесконечности стремится к одному значению для всех линий тока.

Такое течение называется струйным. Линии тока, ограничивающие струю, называются *свободными*. На свободных линиях, отделяющих неподвижную жидкость от струи, давление остается постоянным вдоль всей линии тока, если пренебречь влиянием силы тяжести.

Примеры возникновения струйных течений изображены на рис..



Рис. 9. а — прямая струя идеальной жидкости; б — след позади полуцилиндра в идеальной жидкости.

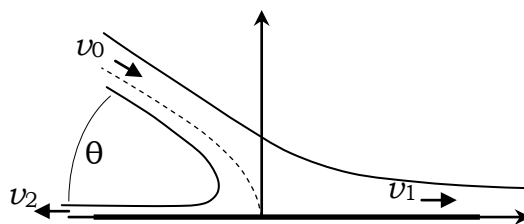
В отсутствие силы тяжести скорость потока остается постоянной вдоль любой линии тока. Это определяет кинематическое краевое условие для стационарных потенциальных течений, ограниченных свободными линиями, определяя краевую задачу теории потенциала – задачу Гельмгольца:

Определить потенциал скоростей, удовлетворяющий уравнению  $\Delta\varphi = 0$  всюду вне препятствия, условиям непроницаемости  $\frac{\partial\varphi}{\partial n} = 0$  на границах препятствия и свободной поверхности, и постоянству скорости на свободной поверхности  $|\vec{\nabla}\varphi| = const$ .

#### 4. Законы сохранения для струй.

Расчет струйного течения, его профиля и распределения скоростей является сложной задачей, но некоторые особенности удается изучить на основе законов сохранения энергии и импульса.

На рис. изображено столкновение плоской струи, падающей под углом  $\theta$  к пластинке и имеющей скорость  $v_0$  на бесконечности, с горизонтальной пластинкой. Сила тяжести не существенна. Падающая струя имеет ширину  $d_0$ , а струи, растекающиеся вдоль пластинки – ширину  $d_1$  и  $d_2$  соответственно. Граница, разделяющая струю на две части, проведена пунктиром.



Используем уравнение непрерывности

$$d_0 v_0 = d_1 v_1 + d_2 v_2,$$

и сохранение импульса

$$d_0 v_0^2 \cos \vartheta = d_1 v_1^2 - d_2 v_2^2.$$

Равенство давлений в струе и в воздухе вместе с уравнением Бернулли приводит к равенству скоростей  $v_0 = v_1 = v_2$ .

Отсюда  $\cos \vartheta = \frac{d_1 - d_2}{d_1 + d_2}$ , или  $\frac{d_1}{d_0} = \cos^2 \frac{\vartheta}{2}$ ,  $\frac{d_2}{d_0} = \sin^2 \frac{\vartheta}{2}$

Рассмотренная схема пригодна для описания столкновения двух струй при симметричном (относительно оси  $Ox$ ) течении. Достаточно рассматривать ось  $Ox$  как ось симметрии сталкивающихся струй и изменить знаки скоростей.

#### 5. Кумулятивный заряд.

1957 г. июль—август

т. XII, вып. 4(76) УСПЕХИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

##### КУМУЛЯТИВНЫЙ ЗАРЯД И ПРИНЦИПЫ ЕГО РАБОТЫ

М. А. Лаврентьев

Приведу средние данные, относящиеся к наиболее распространенным в технике, бризантным твердым взрывчатым веществам (тротил, тэн, гексоген и т. д.):

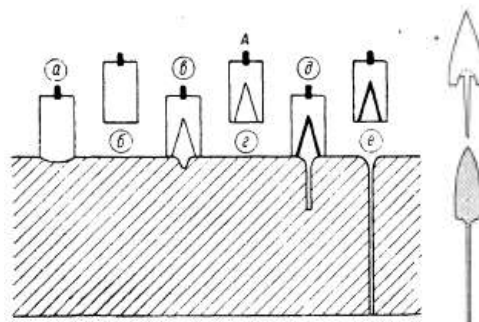
Плотность  $1-1,5$ .

Скорость детонации  $7-10$  км/сек или  $10$  см за  $10^{-5}$  сек.

Давление за фронтом  $100-200\,000$  кг/см<sup>2</sup>.

Эффект кумулятивного заряда. Проведем следующий опыт. В соответствии с рис. 1 разместим на стальной плите толщиной в  $20$  см цилиндрические заряды одинаковой высоты  $15$  см, диаметром  $4$  см. Часть зарядов сплошная, часть имеет коническую выемку со стороны, обращенной к плите, в последних двух зарядах в выемку вставлены стальные конусы с толщиной стали  $1,5$  мм. Некоторые заряды (а, в, д) стоят на плите, другие (б, г, е) приподняты на  $1,5$  диаметра заряда.

В месте А производится инициирование заряда. На рис. 1 изображено действие этих зарядов при их последовательном подрыве. Мы видим парадоксальное увеличение пробивного действия при условиях покрытия выемки стальной оболочкой и удаления заряда от пробиваемого тела. Этот эффект увеличения бронебойного действия при наличии выемки (заряд в) был открыт еще во второй половине прошлого столетия и получил название кумулятивного эффекта. Использование этого эффекта ограничивалось некоторыми техническими задачами в горном деле. Резкое повышение бронебойного действия при наличии металлической облицовки было обнаружено несколько позже, а к  $1914$  г. относится первый патент по использованию этого эффекта в военном деле - создание на этом принципе бронебойного снаряда. Широкое применение, однако, этот принцип нашел только в войне  $1941-1949$  гг.



Начальное давление на оболочку имеет порядок 100 000 атмосфер - прочностные и пластические силы составляют сотые доли от сил инерционных; поэтому влияние прочностных сил будет все время малым и можно пользоваться схемой идеальной жидкости.

При инерционном обжатии конуса из него выжимается струя - проволока; последующий расчет показывает, что эта проволока будет иметь тем большую скорость, чем острее конус; американцам удалось получить таким образом скорости до 90 км/сек, обычно получаемые здесь скорости имеют порядок от 2 до 10 км/сек. Такая проволока, встречаясь с броней, производит на нее давление порядка 1 000 000 атмосфер, именно поэтому и теорию пробивания можно строить в схеме идеальной жидкости.

На основе рассмотренной элементарной теории струй можно понять механизм пробивания брони кумулятивным снарядом. Тонкая струя («проволока») ударяет в стальную пластину, поперечный размер которой намного больше толщины этой проволоки. В модели

плоских струй это соответствует условию  $d_2 \ll d_1$ , так что  $\frac{d_2}{d_0} = \sin^2 \frac{\theta}{2} \approx \frac{g^2}{4} \approx \frac{d_2}{d_1}$ . Тонкая

струя имеет конечную длину  $l$  и, двигаясь со скоростью  $v$ , «расщепляет» пластину (толстую струю) на две части. При этом она сама также расщепляется на две части, которые

«склеиваются» с пластиной. Спустя время  $t = \frac{l}{v}$  взаимодействие закончится. В этот момент

расщепленный участок толстой струи (брони) окажется равен длине тонкой струи. Таким образом, толщина брони, пробиваемой кумулятивной струей, оказывается равной длине этой струи (при равенстве плотностей материалов струи и брони). В примере из статьи Лаврентьева это 20 см. Современные снаряды пробивают броню толщиной более 1 м.

#### **6. Метод конформных отображений для течений со свободной поверхностью.**

Детальный анализ формы струи сложнее. Один из первых подходов, развитый Гельмгольцем для струи из щели в 1868 г, использовал метод конформных отображений.

Идея метода заключается в том, что линии тока, совпадающие со стенками сосуда, при вытекании из него образуют свободную поверхность, на которой известен модуль скорости. А асимптотическое поведение на бесконечности скорости в струйном течении известно. Это однозначно определяет комплексный потенциал  $w(z) = \varphi + i\psi$  на границе области течения и позволяет решить задачу Дирихле, связывая переменную  $z = x + iy$ , с изменением

комплексной скорости  $\frac{dw}{dz} = \hat{v} = u - iv$  и комплексного потенциала  $\hat{v} = \hat{v}(w)$ :

$$z = \int \frac{dw}{\hat{v}(w)}.$$

В практических расчетах пользуются параметрическим представлением этих соотношений, отображая комплексную скорость на плоскость комплексной переменной  $t$  при

помощи аналитической функции  $\frac{dw}{dz} = \hat{v}(t)$ , а затем отображая на эту же плоскость

комплексный потенциал с помощью функции  $w = f(t)$ . Тогда связь потенциала с

переменной  $z$  устанавливается при помощи соотношения  $z = \int \frac{f'(t) dt}{\hat{v}(t)}$ .

#### **Годограф.**

Метод годографа – это метод отыскания отображений  $R^2(x, y) \rightarrow R^2(u, v)$ , определяемых формулами  $u = u(x, y)$ ,  $v = v(x, y)$ . Плоскость  $R^2(u, v)$  называется плоскостью годографа.

Отображение определяет образ множества на плоскости  $R^2(u, v)$ . Вектор скорости

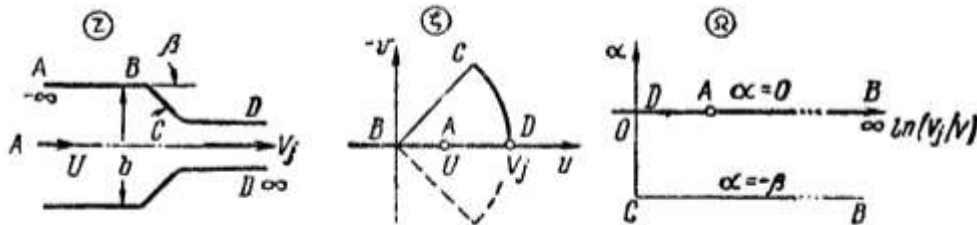
изображается радиусом-вектором точки  $(u, v)$ . Интеграл Бернулли ограничивает модуль скорости струйного течения в любой регулярной точке, поэтому годограф любого течения содержится внутри круга радиуса  $v_{\max}$ .

Область комплексного потенциала струи ограничена линиями тока  $\psi = const$ , параллельными действительной оси на плоскости  $w$ . Для неограниченной струи это полоса, а при обтекании препятствия с образованием каверны - полуплоскость с разрезом.

Комплексная скорость  $\hat{v} = \hat{v}(w)$  связана с потенциалом соотношением

$\frac{dw}{dz} = \hat{v} = u - iv = Ue^{-i\theta}$ , где  $U$  – модуль скорости, а  $\theta$  – угол наклона вектора скорости к оси абсцисс (оси  $Ox$ ).

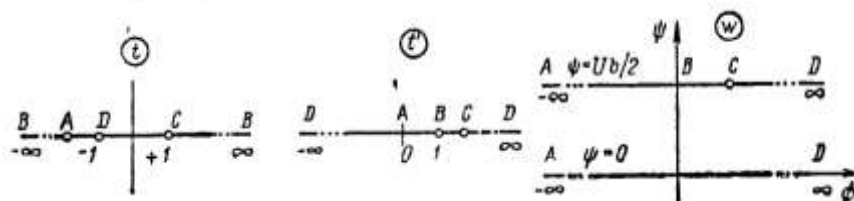
**Пример.** На рис. приведен пример построения годографа для течения в плоской трубе шириной  $2b$ , которое затем переходит в струйное.



В точке  $A$  вдали от устья трубы скорость параллельна оси  $Ox$  и равна  $U$ , где  $U < v_{\max}$ . На плоскости  $\zeta$  точка  $A$  лежит на оси абсцисс. В точке  $B$  скорость равна нулю, а затем растет по мере движения к устью, достигая максимального значения в точке  $C$ , равного значению на свободной линии тока. Поскольку направление вектора скорости на участке  $BC$  составляет угол  $\beta$  с горизонталью на плоскости  $\zeta$  этому изменению соответствует отрезок прямой, составляющий угол  $\beta$  с осью  $u$ . /Отношение проекций скоростей остается постоянным/. Направление свободной линии тока заранее неизвестно. При перемещении от точки  $C$  к точке  $D$  направление вектора скорости изменяется от наклонного до горизонтального, что и выражается наличием дуги на плоскости комплексной скорости. Нижняя граница потока – ось симметрии, направление скорости на которой не изменяется (участок  $AD$ ).

Годограф в виде сектора  $ABCD$  при помощи отображения  $\zeta = \left(\frac{\hat{v}}{v_{\max}}\right)^{\pi/\beta}$  переводится в полукруг, а затем, используя отображение Жуковского  $t = -\frac{1}{2}\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right)$ , – в верхнюю

полуплоскость комплексной переменной  $t$ . Расположение характерных точек на оси абсцисс изображено на рис...



Комплексный потенциал  $w(z) = \varphi + i\psi$  удовлетворяет внутри трубы вдали от устья условию  $u = \frac{\partial\varphi}{\partial x} = \frac{\partial\psi}{\partial y} < v_{\max}$ ,  $v = \frac{\partial\varphi}{\partial y} = -\frac{\partial\psi}{\partial x} = 0$ . Потенциал течения (от оси симметрии) в верхней полуплоскости  $y > 0$  декартовых координат соответствует на плоскости  $\varphi, \psi$  точкам области, ограниченной линиями тока  $\psi = 0$  и  $\psi = Ud$ , как показано на рис... Найдем конформное отображение этой полосы на полуплоскость  $\text{Im } t > 0$  так, чтобы точки  $ABCD$  полосы совпали с точками отображения годографа на ней. Для этого сначала отобразим полосу  $\psi = 0$ ,  $\psi = Ud$  на верхнюю полуплоскость переменной  $q$  при помощи преобразования  $w = \frac{Ub}{\pi} \ln \zeta$ , а затем совместим точки  $A$  и  $-1$  при помощи преобразования  $\zeta = \frac{t - t_A}{t + 1}$ .

Зависимость между комплексным потенциалом  $w$  и комплексной скоростью  $\hat{v}$  теперь установлена в параметрическом виде:

$$w = \frac{Ub}{\pi} \ln \frac{t-t_A}{t+1}, \quad t = -\frac{1}{2} \left[ \left( \zeta \right)^{\pi/\beta} + \left( \frac{1}{\zeta} \right)^{-\pi/\beta} \right].$$

### Течение Гельмгольца.

Используя этот подход, Гельмгольц рассчитал течение из щели в стенке большого резервуара, изображенной на рис...

Годограф этого течения представляет собой полукруг на плоскости  $\zeta = \frac{\hat{v}}{v_{\max}}$ , а его отображение на верхнюю полуплоскость  $t = -\frac{1}{2} \left( \zeta + \frac{1}{\zeta} \right)$  показано на

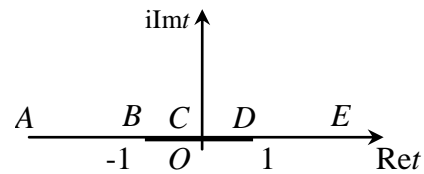
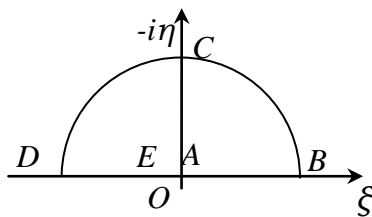
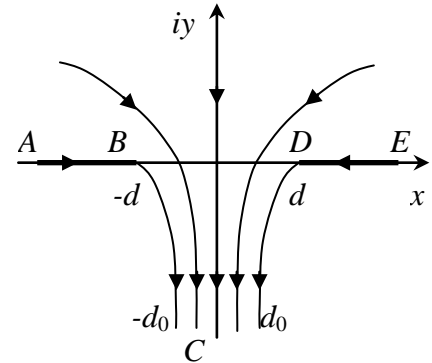


рис..

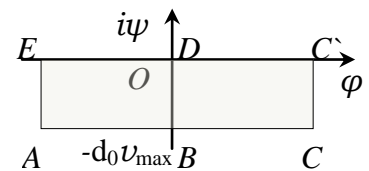
Потенциал  $w$  этого течения на плоскости  $w = \varphi + i\psi$  изображается полосой, параллельной оси абсцисс. Будем считать потенциал точек  $B$  и  $D$  равным нулю.

В окрестности точки  $C$  поток однороден, а  $v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} = -v_{\max}$ . Отсюда  $\psi(x, \infty) = v_{\max} x$ , поэтому ширина полосы  $\psi(D) - \psi(B) = 2d_0 v_{\max}$ .

Отображение полосы на полуплоскость  $\text{Im} t > 0$  можно осуществить при помощи

функции  $w = -\frac{2v_{\max} d_0}{\pi} \ln t$ . Если представить  $t$  в виде  $t = r e^{i\alpha}$ ,

то  $w = \varphi + i\psi = -\frac{2v_{\max} d_0}{\pi} (\ln r + i\alpha)$ . Чтобы отображение



осуществлялось в верхнюю полуплоскость переменной  $t$ , где  $0 < \alpha < \pi$ , удобно выбрать потенциал так, чтобы  $\psi < 0$  /см. рис/.

Выбор знака «минус» перед логарифмом обеспечивает отображение точки  $C$  на плоскости комплексного потенциала в точку  $t_c = 0$ .

В области струи (в окрестности точки  $C$ ) потенциал и функцию тока на оси абсцисс удобно представить в виде

$$\varphi = \frac{2v_{\max} d_0}{\pi} \ln \frac{1}{r}, \quad \psi = -\frac{2v_{\max} d_0}{\pi} \alpha.$$

В точке  $D$   $\varphi(D) = 0$ ,  $\psi(D) = 0$ , а ее отображение на плоскость  $t$  имеет вид:  $t_D = (1, 0)$   $r = 1$ ,  $\alpha = 0$ . Аналогично для точки  $B$   $\varphi(B) = 0$ ,  $\psi(B) = -2v_{\max} d_0$ , так что ее отображение  $t_B = (-1, 0)$ , т.е.  $r = 1$ ,  $\alpha = \pi$ .

Конформные преобразования  $t = -\frac{1}{2} \left( \zeta + \frac{1}{\zeta} \right)$ , где  $\zeta = \frac{\hat{v}}{v_{\max}}$  и  $w = -\frac{2v_{\max} d_0}{\pi} \ln t$  отображают характерные точки плоскости  $z = x + iy$  и плоскости годографа в одинаковые

точки плоскости переменной  $t$ , что позволяет установить зависимость комплексного потенциала от пространственных точек при помощи соотношения  $v_{\max} dz = \frac{dw}{\zeta(w)}$ .

Исключая  $t$  получим  $t = e^{-q} = -\frac{1}{2}\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right)$ , где  $q = \frac{\pi}{2v_{\max}d_0}w$ .

Решая квадратное уравнение  $\zeta^2 + 2e^{-q}\zeta + 1 = 0$ , получим зависимость  $\zeta(w) = -e^{-q} + i\sqrt{1 - e^{-2q}}$ . Знак «плюс» выбран так, чтобы отображение находилось в верхней полуплоскости переменной  $\zeta$ . Отсюда

$$dz = \frac{2d_0}{\pi} \cdot \frac{dq}{-e^{-q} + i\sqrt{1 - e^{-2q}}}$$

Теперь нетрудно определить коэффициент сжатия струи, вычисляя интеграл по линии тока  $\psi(D) = 0$ . Нас интересует только действительная часть перемещения по линии тока от точки  $C$  до точки  $D$ :

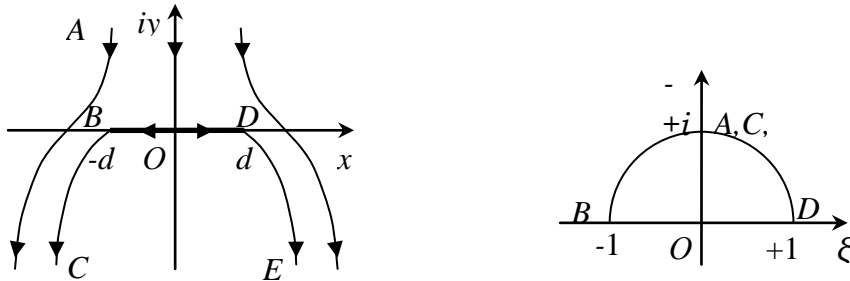
$$\Delta x = \operatorname{Re} z = \frac{2d_0}{\pi} \cdot \int_0^\infty e^{-q} dq = \frac{2d_0}{\pi}$$

Полуширина струи вблизи отверстия  $d = d_0 + \Delta x = d_0\left(1 + \frac{2}{\pi}\right)$ , а коэффициент сжатия

$$\frac{d_0}{d} = \frac{\pi}{\pi + 2} \approx 0,61$$

### Течение с каверной.

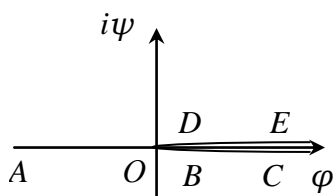
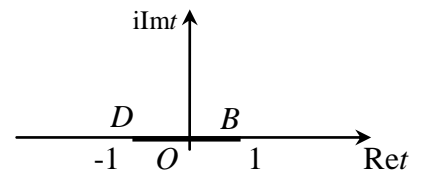
В 1869 г. метод Гельмгольца был использован Кирхгофом для расчета течения с каверной вокруг пластинки (см. рис...). Годограф для этого течения изображен на рис....



Область полукруга годографа  $|\zeta| < 1, 0 < \alpha < \pi$  можно отобразить на верхнюю полуплоскость комплексной переменной  $t$  при помощи преобразования Жуковского

$$t = -\frac{1}{2}\left(\zeta + \frac{1}{\zeta}\right)$$

Область комплексного потенциала  $w = \varphi + i\psi$  для этого течения устроена иначе. Потенциал  $\varphi$  растет вдоль линий тока. Выберем  $w_0 = 0$ . Линия



тока, совпадающая с осью симметрии потока, в точке  $O$  разветвляется, поэтому комплексный потенциал изображается на плоскости  $w$ , разрезанной вдоль оси абсцисс от нуля до бесконечности.

Чтобы отобразить плоскость  $w$  на плоскость  $t$ , нужно выбрать нормировку потенциала так, чтобы точки  $D$  и  $B$  отображались в точки  $1$  и  $-1$ , соответственно:  $\tilde{w} = w / |\varphi(B)|$ , а затем отобразить плоскость потенциала  $\tilde{w}$  на верхнюю полуплоскость  $t$  при помощи преобразования  $t' = \tilde{w}^{1/2}$ . После этого применяя

инверсию и изменяя знак, чтобы совместить точки В и D, получим искомое отображение потенциала  $t = -\frac{1}{\tilde{w}^{1/2}}$ . Теперь нетрудно установить зависимость скорости  $\zeta$  от потенциала

$$\zeta^2 - \frac{2}{q^{1/2}} \zeta + 1 = 0.$$

Решая это уравнение относительно  $\zeta$ , получим

$$\zeta(\tilde{w}) = \frac{1}{\tilde{w}^{1/2}} - \sqrt{\frac{1}{\tilde{w}} - 1}.$$

Выбор знака обеспечивает выполнение условия  $\tilde{w}(0) = 0$ .

Это приводит к дифференциальному уравнению

$$\zeta(\tilde{w}) = \frac{\varphi(B)}{V_0 d} \cdot \frac{d\tilde{w}}{dz} = \frac{1}{\tilde{w}^{1/2}} - \sqrt{\frac{1}{\tilde{w}} - 1},$$

решая которое получим комплексный потенциал как функцию пространственных координат.

Вычисляя теперь скорость вдоль линии тока от точки  $O$  до точки  $B$  или  $D$ , нетрудно определить давление, оказываемое потоком на пластинку, при помощи уравнения Бернулли.

Расчеты Кирхгофа в предположении, что давление воздуха в каверне равно давлению в потоке, приводит к выражению для силы сопротивления

$$F = 0,88 F_{\text{дин}}.$$

Этот результат плохо согласуется с экспериментом, в котором сопротивление пластинки при образовании каверны оказывается приблизительно вдвое больше, чем динамическое давление. Различие обусловлено тем, что каверна не простирается до бесконечности. За пластинкой образуется «застойная зона», в которой существует вихревое течение, нарушающее предположения, положенные в основу расчетов модели.

В настоящее время для расчета течения с каверной используются более совершенные методики, учитывающие образование вихрей.

Ниже представлены некоторые фото течений со свободной поверхностью.

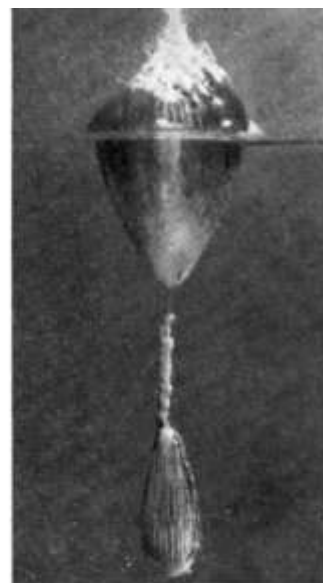
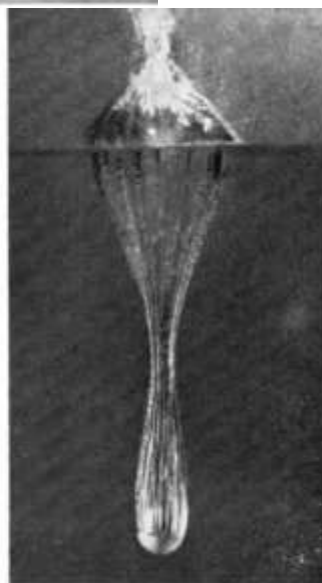
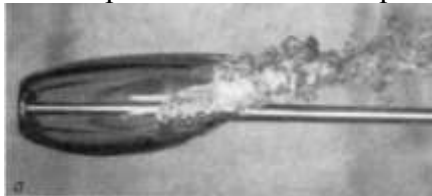


Фото 6.12.6. Каверна, образующаяся во время входа в воду сферы диаметром 9,9 см при скорости 340 см/сек (фотографировано ВМС США).