ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ МЕХАНИКИ
СЕМИНАРЫ[1]

Общий семинар института проблем механики под руководством А. Ю. Ишлинского и Г. И. Баренблатта.

19-е заседание 10 III 1966 г. **С. А. Христианович, И. Друккер** (Москва) *О кризисе кипения при движении воды в трубах.*

При движении воды в подогреваемой трубе температура стенок увеличивается по мере удаления от входа в трубу вплоть до той точки, где при данном давлении начинается кипение (паросодержание $x = 0$). Затем следует участок постоянства температуры и лишь после того, как вся жидкость превратится в пар (паросодержание $x = 1$) начинается дальнейший рост температуры стенок трубы. Пар движется в средней части трубы, а вода образует на стенках пленку, сквозь которую пробиваются пузырьки пара, образующиеся на стенках.

Нормальная последовательность изменения температуры нарушается при достаточно большом теплопритоке к стенкам. В точке трубы, соответствующей некоторому паросодержанию $x_0 < 1$ (тем меньшему, чем меньше расход жидкости) начинается резкий рост температуры; на некотором расстоянии достигается максимальное значение температуры (превышающее нормальное на несколько сот градусов), а затем распределение температуры постепенно сближается с обычным.

Это явление, называемое кризисом кипения, связано с тем обстоятельством, что пузырьки пара скапливаются на стенках трубы, образуя теплоизолирующую прослойку.

Силой, удерживающей пузырек на стенке, является поверхностное натяжение, действующее по границе контакта пузырька со стенкой. Отрыв же пузырька связан с действием гидродинамической силы, возникающей при обтекании тела потоком с поперечным градиентом скорости. Такое обтекание сходно с обтеканием однородным потоком с наложенной циркуляцией, и эффект возникновения силы сродни эффекту Магнуса. В жидкостной пленке поперечный градиент скорости связан с образованием ламинарного подслоя; отрывающая сила здесь может составлять десятки g. Уравнивая отрывающую силу с силой капиллярного притяжения, можно определить тот размер, при котором происходит отрыв пузырька.

Оторвавшийся пузырек сносится по течению и одновременно под действием той же гидродинамической силы движется к оси трубы. По мере уменьшения (под действием сил сопротивления) относительной скорости пузырька в жидкости выталкивающая его сила уменьшается. Поэтому существует некоторое предельное расстояние от стенки, на которое отойдет пузырек данного размера.

Если пузырьки «отрывного» размера отходят от стенки на расстояние, меньшее толщины ламинарного подслоя, то происходит скопление пузырей в жидкостной пленке и наступает кризис кипения.

Ясно при этом, что чем больше число Рейнольдса (т. е. чем тоньше ламинарный подслой и больше градиент скорости в нем), тем больший тепловой поток допустим без кризиса кипения. Обработка эксперимента в переменных, выбранных на основе изложенных соображений позволила представить экспериментальную зависимость, связывающую значения переменных в момент начала кризиса кипения, в виде единой кривой.

20-е заседание 24 III 1966 **Л. А. Галкин, Г. П. Черепанов** (Москва) *Некоторые проблемы самоподдерживающегося разрушения*.*

21-е заседание 7 IV 1966 **М. З. Коловский** (Ленинград) *Оптимальные виброзащитные системы. **

22-е заседание 21 IV 1966 **С. А. Шестериков** *Проблема устойчивости при ползучести*.*

23-е заседание 5 V 1966 **В. В. Новожилов** и **О. Г. Рыбакина** *Перспективы построения теории прочности при сложном нагружении*.*

24-е заседание 2 VI 1966 г. **Оуэн** (Великобритания) *Затухание турбулентного вихря.*

Неоднократно наблюдались (в частности, за крылом самолета) вихри, имеющие турбулентное ядро, вращающееся как твердое тело (окружная скорость u пропорцио-

---

[1] Подробности о содержании семинаров, отмеченных звездочкой, см. журнал «Механика твердого тела», 1966, № 5.

нальна радиусу r) при распределении скоростей во внешнем потоке, соответствующем потенциальному течению с циркуляцией ($u \sim 1/r$).

По мере движения вихря происходит медленное расширение его ядра ($\sim \sqrt{t}$), сопровождающееся уменьшением окружной скорости u_1 так, что циркуляция Γ остается постоянной. Характерной особенностью вихрей является то, что турбулентность в ядре сохраняется на больших расстояниях (километры) от места возникновения вихря.

Существующая теория строилась в предположении, что затухание вихря можно объяснить, вводя постоянную турбулентную вязкость $\nu_т$, пропорциональную циркуляции, $\nu_т = a\Gamma$. При этом затухание вихря происходит как в вязкой жидкости с увеличенной вязкостью. Эксперименты подтвердили указанную пропорциональность, но постоянная a оказалась различной в различных условиях: менялась при переходе от натуры к аэродинамической трубе на порядок.

Оказывается, что для получения соотношения $\nu_m \sim \Gamma$ и $u_1 \sim t^{-1/2}$ нет необходимости полагать турбулентную вязкость постоянной по всему ядру. Можно рассматривать ядро вихря как область, в которой заключена турбулентность, захваченная в момент образования вихря. Вращаясь как твердое тело, ядро вихря весьма устойчиво; передача турбулентности из него во внешний поток обусловлена лишь диффузией, связанной с вязкостью. Расстояние, на которое при этом распространяется турбулентность (фронт турбулентности) $\sim \sqrt{t}$. Турбулизация слоя «внеквазижесткого» ядра вызывает в нем интенсивные турбулентные напряжения.

Составляя уравнение момента количества движения и учитывая, что напряжения отличны от нуля лишь в узком переходном слое, где скорость почти постоянна, удается определить затухание вихря. Полученные результаты хорошо согласуются с данными экспериментов как в натурных условиях, так и в аэродинамических трубах.

Вторая часть доклада была посвящена изложению некоторых экспериментальных результатов, полученных в лаборатории докладчика. Было исследовано течение вблизи места соединения двух круглых труб, оси которых перпендикулярны, когда соединение выполнено без плавного скругления. За местом соединения возникает нестационарное спиральное движение, причем направление закручивания спирали меняется через нерегулярные промежутки времени; среднее число Струхаля для периодов смены $\sim 10^{-3}$, а число Струхаля для наблюдаемых в потоке пульсации 10^{-1}.

Ряд опытов проведен с целью изучения горизонтального течения с уменьшающейся по высоте плотностью. Измерения показали резкое уменьшение турбулентных пульсаций и коэффициентов переноса в вертикальном направлении по мере увеличения относительного градиента плотности (числа Ричардсона).

Семинар по механике сплошной среды под руководством Л. А. Галина

Двадцать первое заседание 11 III 1966 г. **С. К. Асланов** (Одесса). *Устойчивость ударных и детонационных волн.*

Рассматривался вопрос об устойчивости прямого скачка уплотнения в произвольной идеальной сжимаемой среде, совпадающей в невозмущенном состоянии с осью y, относительно малых газодинамических возмущений вида $\exp i\,(lx + ky - \omega t)$, где $l_1 = \omega / v$ — для энтропийно-вихревой волны, а l_2, определяемое соотношением $(\omega - l_2 v)^2 = c^2\,(k^2 + l_2^2)$, соответствует акустической волне; v_0, v — скорости перед и за скачком, c — скорость звука за скачком. Удовлетворяя при помощи решений линеаризованных уравнений газодинамики закону непрерывности потоков массы, импульса и энергии на разрыве, получают характеристическое уравнение для собственного значения задачи ω.

Рассматривалась устойчивость относительно газодинамических возмущений плоской стационарной детонационной волны, распространяющейся в совершенном газе. Для последней использовалась модель стационарного комплекса, который включает в себя ударную волну, и следующий за ней на определенном расстоянии α фронт мгновенно протекающей химической реакции с характерным временем задержки. Метод исследования усложняется за счет наличия двух разрывов. В результате получается уравнение для собственных значений, куда входит параметр $\xi = k\alpha$.

Двадцать второе заседание 18 III 1966 **Н. М. Крюкова** (Москва, ИПМ) *О некоторых частных задачах плоской теории упругости для изотропной однородной и кусочно-однородной среды*.*

Двадцать третье заседание 25 III 1966 **Ю. А. Соколинский** (Москва, ГИАП). *Вопросы макрокинетики синтеза аммиака.*

Рассматривались проблемы, возникающие при исследовании синтеза аммиака из азота и водорода, когда реакция экзотермическая и обратимая, она протекает только в присутствии катализаторов. Для синтеза используются реакторы двух типов:

1) с внутренним теплообменом, где слой катализатора пронизывает система трубок, по которым проходит исходная смесь, нагреваясь за счет тепла реакции и охлаждая зону реакции, прежде чем попасть в катализаторное пространство;

2) с адиабатическими слоями, где реакционная смесь проходит последовательно несколько (3—7) неохлаждаемых слоев. Между слоями происходит понижение температуры одним из двух способов:

а) добавлением холодной исходной смеси,

б) отводом тепла хладоагентом (обычно водой) в змеевиках, расположенных между слоями. Конструктивной разновидностью адиабатического слоя является радиальный слой, выполняемый в виде малого цилиндра с радиальным ходом газа.

В докладе дан общий подход к задачам подобного типа и указаны трудности при анализе процесса на зерне катализатора. Задача сводится к решению уравнений диффузии и теплопередачи при соответствующих граничных условиях. Вычислительные трудности возникают при учете зависимости коэффициентов диффузии от концентраций и температуры.

При математическом описании слоя катализатора может быть использована квазигомогенная модель, причем принимается идеальное вытеснение. Для расчета трубчатых реакторов принимается одномерная модель, т. е. не учитывается поперечная неравномерность температуры и состава, однако существующие методы решения очень трудоемки.

Рассматривались проблемы устойчивости колонн синтеза, гидравлического расчета радиального слоя, оптимизации колонн синтеза.

Двадцать четвертое заседание 1 IV 1966 **В. П. Шидловский** (Москва, ВЦ). *Об одной вариационной задаче динамики сильно разреженного газа.*

Рассматривалось обтекание осесимметричного тела под нулевым углом атаки потоком сильно разреженного газа. Сила сопротивления X такого тела выражается интегралом, зависящим от трех параметров: коэффициента диффузного отражения θ, модифицированного числа Маха B и отношения температуры тела к температуре на бесконечности. Если x и y, соответственно, осевая и радиальная координаты, то можно сформулировать следующую вариационную задачу: определить функцию $y(x)$, соответствующую поверхности минимального сопротивления при заданных значениях вышеуказанных параметров; для тела, расположенного на участке $x_0 \leqslant x \leqslant x_1$, при концевом условии $y(x_1) = y_1$.

Для решения необходимо, чтобы подынтегральная функция в выражении для X, обозначаемая как $\psi(y, y')$, удовлетворяла уравнению Эйлера, которое интегрируется в квадратурах, причем единственным телом минимального сопротивления, образующая которого пересекает ось, является конус. При отказе от условия пересечения оси образующей выявляется асимптотика кривой $y(x)$ при достаточно больших y. При зеркальном отражении молекул от поверхности ($\theta = 0$) и при бесконечно большом числе Маха, $B \to \infty$, контур тела асимптотически приближается к форме, соответствующей ньютонианской теории ($y \sim x^{3/4}$). При $\theta = 0$ и любых конечных значениях B асимптотика имеет вид $y \sim x^{2/3}$. В реальных условиях, когда $\theta > 0$, образующая тела минимального сопротивления асимптотически переходит в прямую линию, угол наклона которой определяется параметрами задачи.

Чтобы кривая $y(x)$ давала минимум сопротивления, необходимо обеспечить еще выполнение условия Лежандра $d^2\psi / dy'^2 \geqslant 0$.

В работе показано, что всегда имеется некоторое критическое значение y_0', выше которого условие Лежандра не удовлетворяется. Выводится уравнение для определения y_0'.

На основе сделанных расчетов анализируется влияние каждого из определяющих параметров на форму оптимального контура.

Двадцать пятое заседание 8 IV 1966. **В. В. Дильман** (Москва, ГИАП). *Некоторые гидродинамические задачи барботажа.*

В химической технологии широко применяется барботажный метод очистки газов. При барботаже поток газа при помощи распределительных устройств разбивается на множество мелких пузырьков, всплывающих через слой жидкости. Пузырьки радиусом до 0.005 *см* поднимаются по закону Стокса, для пузырьков радиусом до 0.02 *см* скорость движения находится по формуле Адамара — Рыбчинского.

Эти формулы выведены в предположении, что радиусы пузырьков значительно меньше единицы. Практически интересный размер пузырьков — $R \approx 0.2$—0.3 *см*. Движение таких пузырьков происходит при числах Рейнольдса порядка $\mathrm{Re} \approx 10^3$.

Согласно В. Г. Левичу, сопротивление, испытываемое пузырьком при $\mathrm{Re} \gg 1$, имеет в основном диссипативный характер и может быть вычислено в предположении, что скорость его обтекания подчиняется закономерностям, которые устанавливаются для идеальной жидкости.

Экспериментальная проверка формулы В. Г. Левича показала удовлетворительные результаты для пузырьков радиусом до 0.1 *см*. Пузырьки большего диаметра деформируются и принимают при движении сплющенную форму.

Движение сплющенных пузырьков, определение области отрыва струй (турбулентного хвоста) является одной из нерешенных задач.

При движении группы пузырьков, когда имеет место достаточно высокое газосодержание слоя φ, из экспериментальных данных следует, что средняя скорость пузырьков в зависимости от величины φ претерпевает значительное изменение.

Важной задачей является описание поведения струи газа, втекающей с большой скоростью в слой вязкой жидкости и разбивающейся на некоторой высоте на отдельные пузыри. Имеющиеся эксперименты показывают, что большое влияние на струйное истечение газа оказывают силы поверхностного натяжения.

Двадцать шестое заседание 15 IV 1966. **Е. Б. Попов** (Москва). *Динамическая задача термоупругости для полупространства с учетом конечности скорости распространения тепла**.

Двадцать седьмое заседание 29 IV 1966. **Б. С. Синайский** (Днепропетровск). *Асимптотические представления в наследственной теории ползучести**.

Двадцать восьмое заседание 13 V 1966. **А. Г. Багдоев** (Ереван). *Некоторые нелинейные задачи движения сжимаемой жидкости.*

В докладе рассматривалась задача о движении полупространства сжимаемой жидкости под действием произвольного давления P_1, заданного на ее поверхности. Параметр, характеризующий движение, предполагается малым: $\gamma = P_1 / \rho a_0^2 \ll 1$.

При этом допустимо применение линейной теории. Решение линейной задачи получается в виде квадратур, а вблизи фронтов волн $AB_1B_1'A'$ в конечном виде. Для устранения особенности линейного решения вблизи линии B_1B_1' ($r_1 = a_0t$) Лайтхиллом предложен метод представления в виде ряда по параметру γ не только искомых функций, но и независимой переменной r. Таким путем, для плоской задачи удается построить решение на ударном фронте, причем давление имеет второй порядок по γ. К данной задаче применялся метод Витема. Полученное решение вблизи фронта волны имеет второй порядок и давление на фронте совпадает с давлением, полученным по методу Лайтхилла. Метод замены характеристической переменной применялся также к осесимметричной задаче.

Показано, что полученные решения удовлетворяют во втором приближении уравнениям газовой динамики. Развиты методы определения ударной волны AB, где давление меняется скачкообразно уже в линейном решении,— в плоской задаче методом простых волн, а в общей задаче — путем представления в виде ряда по γ независимой переменной времени: $t = u + \gamma t_1$. Получено решение в полупространстве во втором порядке, причем давление на фронте ударной волны находится через одну квадратуру. Рассмотрена задача в случае, когда скорость фронта давления по поверхности переходит через звуковую. Исследовано поведение фронтов волн, когда скорость фронта по поверхности, будучи сверхзвуковой, вблизи поверхности полупространства, на некоторой глубине становится дозвуковой.

Найдены порядки величин и приближенное решение вблизи точки фокусировки лучей. Результаты распространяются на случай вязкой и проводящей жидкости. В случае проводящей жидкости, находящейся в постоянном внешнем магнитном поле, методом Фурье, а также методом Смирнова — Соболева, решена линейная задача в случае бесконечной проводимости, причем обоснован переход от случая конечной проводимости. Предыдущие методы применялись также для рассмотрения ударных волн. Учтен эффект вязкости при затухании ударной волны. Показано, как переносятся полученные результаты на задачу о конических течениях около крыла.

Двадцать девятое заседание 27 V 1966 **С. К. Асланов** (Одесса). *Устойчивость ламинарного и турбулентного горения.*

Рассматривалась гидродинамическая устойчивость ламинарного пламени относительно малых возмущений. Пламя моделируется плоским стационарным слоем толщины L. Задача решается с учетом взаимодействия внутренней структуры пламени с малыми гидродинамическими возмущениями, наложенными на исходное, направленное вдоль оси x-ов течение и имеющими вид $\exp(lx + iky - i\omega t)$, где $l_1 = \omega / v_2$ — соответствует вихревой волне и $l_2 = (-1)_2^{-1} k$ — волне давления; здесь v_j — скорость потока (при этом $j = 1, 2$ соответствуют скорости перед пламенем и за ним).

Изменение времени химической реакции под влиянием возмущения имеет порядок квадрата числа Маха и пренебрежимо в рамках медленного горения, так что пламя моделируется тепловой волной перед нагретыми продуктами сгорания. Для нахождения уравнения обратной связи, описывающего взаимодействие возмущений с внутренней структурой пламени, производим интегрирование по толщине зоны пламени величин местного приращения возмущения скорости частицы вдоль ее траектории.

Полученный результат представляет собой локальное изменение нормальной скорости горения смеси. Сопрягая возмущенные состояния по обе стороны пламени при помощи этого условия обратной связи и классических теорем об изменении массы и импульса, приложенных к элементарному участку dy пламени, можно получить уравнение для собственного числа задачи ω. Анализ последнего дает критерий неустойчивости горения.

Использованный метод может быть распространен на случай горения вязкой смеси.

В докладе рассматривалась также устойчивость одномерной модели зоны турбулентного горения ширины L_m относительно малых возмущений. При этом скорость распространения и ширина зоны турбулентного горения выражаются функцией средней скорости турбулентных пульсаций u'. Вид ее определяется масштабом турбулентности l в пламени. На основное осредненное течение, направленное вдоль оси x, накладываются малые газодинамические возмущения экспоненциального вида. Взаимодействие их с внутренней турбулентной структурой пламени будет иметь результатом смещение зоны горения в целом и изменение ее ширины.

Тридцатое заседание 3 VI 1966 **М. Пределяну** (Румыния) *О некоторых математических задачах в вязко-упругой теории*.*

Тридцать первое заседание 11 VI 1966 **Н. Н. Долинина** (Днепропетровск). *Некоторые вопросы упруго-наследственных сред*.*

Объедененный семинар по механике полимеров под руководством Г. И. Баренблатта, Л. А. Галина, Г. Л. Слонимского.

Десятое заседание 15 III 1966 г. **И. В. Разумовская** (Москва, Проблемная лаборатория физики полимеров МГПИ им. В. И. Ленина) *Локальные перегревы при циклическом нагружении пластмасс.**

Одиннадцатое заседание 19 IV 1966 г. **М. А. Колтунов** (Москва, НИИ механики МГУ) *О ползучести и релаксации полимеров.**

Двенадцатое заседание 31 V 1966 **А. И. Елькин** (Москва, Проблемная лаборатория физики полимеров МГПИ им. В. И. Ленина) *Природа и механизм трения полимеров в различных физических состояниях.**

Семинар по механике оболочек и пластин под руководством С. А. Алексеева, А. Л. Гольденвейзера, В. И. Феодосьева.*

Одиннадцатое заседание 9 II 1966 г. **Э. Н. Кузнецов** (Москва) *Некоторые вопросы статики сетей и безмоментных оболочек.**

Двенадцатое заседание 30 III 1966 г. **С. А. Алексеев** (Москва) *Основы общей теории мягких оболочек.**

Тринадцатое заседание 13 IV 1966 г. **А. В. Колос** (Луганск) *Приближенные методы уточнения классической теории изгиба пластин с учетом изменяемости в срединной плоскости.**

Четырнадцатое заседание 27 IV 1966 г. **П. Е. Товстик** (Ленинград) *Асимптотический метод интегрирования уравнения малых осесимметричных колебаний тонких упругих оболочек вращения.**

Семинар по динамике сплошной среды под руководством С. С. Григоряна, Н. В. Зволинского, Г. С. Шапиро.

Пятнадцатое заседание 11 IV 1966 г. **С. М. Кокошвили** (Рига) *О распространении упруго-вязко-пластических волн.**

Шестнадцатое заседание 25 IV 1966 г. **А. М. Скобеев** (Москва) *О некоторых автомодельных движениях вязко-пластической среды.**

Семнадцатое заседание 16 V 1966 г. **Р. В. Гольдштейн** (Москва) *О стационарном распространении трещины вдоль границы раздела двух упругих полупространств.**

Восемнадцатое заседание 23 V 1966 г. **Г. И. Быковцев, Н. Д. Вервейко** (Воронеж) *О распространении волн в трехмерных упруго-вязко-пластических телах.**

Девятнадцатое заседание 6 VI 1966 г. **А. Н. Ковшов, И. В. Симонов** (Москва) *Движение жесткой сферы в упругой среде под действием волны.**

Двадцатое заседание 13 VI 1966 г. **Н. В. Зволинский, Г. В. Рыков** (Москва) *Отражение плоской волны при наличии свободной поверхности.**

Двадцать первое заседание 20 VI 1966 г. **Б. В. Костров** (Москва) *Динамическая задача о вдавливании жесткого клина в упругое полупространство при одностороннем контакте.**