УДК 532.526.4

МЕХАНИКА СПЛОШНЫХ СРЕД

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ СПЛОШНЫХ СРЕД

Александр Иванович Бажанов, академик МИА
Николай Юрьевич Кочетков, к.т.н., старший преподаватель ФГБОУ ВО "МАИ (НИУ)"
Анатолий Алексеевич Сперанский, вице-президент РИА, DExpert ISCED, академик РИА и МИА

На основании всестороннего анализа экспериментальных и теоретических данных разработана новая парадигма турбулентности, базирующееся на новых взглядах и подходах, полученных за последнее время. На базе экспериментальной визуализации турбулентного течения получены постадийные переходы режимов, предвосхищающие начало собственно турбулентного течения и его развития, сформировано понятие турбулентных течений, таких, когда в потоке присутствуют либо вихри, либо торсионные жгуты. Установлена последовательность сменяющихся форм. Вначале ламинарный режим при увеличении числа Рейнольдса переходит в строго регулярные волновые образования, оставляющие на поверхности синусоидальный отпечаток. Это волны Толлмина-Шлихтинга. При ускорении потока эти волны деформируются и переходят в градиентные волны Кельвина-Гельмгольца, которые при дальнейшем усугублении движения превращаются в накрывную волну. Омываемый поверхности поток с внешней части этой волны сваливается под углом к поверхности, образуя вихри Тейлора-Гёртлера. Это первые вихри, появившиеся в процессе преобразования течения. Дальнейшее ускорение потока в отсутствии градиента давления приводит к образованию торсионных жгутов. Их существование обусловлено именно отсутствием градиентов, но при последующем ускорении потока при отрицательном градиенте, жгуты "расплетаются". Дальнейшее течение в сверхзвуковом потоке происходит с появлением характеристик. При больших расширениях потока вновь происходит переход к ламинарному течению. Путем анализа экспериментальных результатов, полученных методом горячей визуализации, показано, что турбулентность не является случайным процессом, а носит строго-структурированный характер.

Based on a comprehensive analysis of experimental and theoretical data, a new turbulence paradigm has been developed, based on new views and approaches obtained recently. Based on experimental visualization of the turbulent flow, the post-stage transitions of the modes that anticipate the beginning of the turbulent flow proper and its development are obtained, and the concept of turbulent flows is formed, such as when either vortices or torsion bundles are present in the flow. The sequence of changing forms is established. At first, the laminar mode, with an increase in the Reynolds number, turns into strictly regular wave formations that leave a sinusoidal imprint on the surface. These are Tollmin-Schlichting waves. As the flow accelerates, these waves deform and pass into gradient Kelvin-Helmholtz waves, which, with further aggravation of the motion, turn into a surface wave. The flow washed by the surface from the outer part of this wave falls at an angle to the surface, forming Taylor-Gertler vortices. These are the first vortices that appeared in the process of transforming the flow. Further acceleration of the flow in the absence of a pressure gradient leads to the formation of torsion bundles. Their existence is due to the absence of gradients, but with the subsequent acceleration of the flow at a negative gradient, the bundles "unravel". Further flow in the supersonic flow occurs with the appearance of characteristics. With large flow expansions, the transition to a laminar flow occurs again. By analyzing the experimental results obtained by the hot visualization method, it is shown that turbulence is not a random process, but is strictly structured.

Ключевые слова: ***стадийность развития турбулентности, структурированность турбулентности.***
Keywords: ***the stage of development of turbulence, the structure of turbulence.***

Традиционное представление турбулентности сводится к анализу пульсационных движений вблизи ламинарного потока вдоль русла, сформированного геометрическими формами канала. Формально введенное О. Рейнольдсом понятие пульсация, случайное отклонение скоростного потока, в общем-то не несёт действительной физической информации и поэтому оцениваться может только статистическими методам. Это значит, что, строго говоря, оно не прогнозируемо. Основные уравнения движения, а проще говоря, самые популярные на сегодняшний день, это уравнения Рейнольдса. Часто говорят, что это некое среднее приближение к уравнению Навье-Стокса. Но сам Рейнольдс говорил, что это лишь способ или прием, который позволяет хоть как-то разрешить сложнейшее уравнение Навье-Стокса. Очевидно, что этот прием весьма груб и во многом неточен.

Но эта традиционная широко принятая парадигма, построенная на базе этого уравнения, завладела мощнейшей электронно-вычислительной индустрией и весьма консервативна по отношению к различного рода изменениям её основ и тем более к переформатированию. Параллельно объяснение рациональности этой парадигмы сопровождается разработкой искусственных методов, объясняющих её якобы физическое существо. Это прежде всего пульсация турбулентности, являющаяся следствием вращающегося движения и не подтвержденная физическими экспериментами [1, 2].

За последние годы появилась возможность провести уникальные экспериментальные результаты исследований, показывающие структуру турбулентных потоков. Метод горячей визуализации [3, 4] позволяет зафиксировать тончайшие особенности пространственных течений, их высокодифференцированные нюансы и проводить анализ по выявлению механизма образования локальных турбулентных течений.

Далее сформулируем фундаментальное понятие. Турбулентность - это пространственное течение жидкости или газа (плазмы) при котором обязательным атрибутом является вращение или кручение потока. Другими словами, турбулентное течение (движение) это такое течение внутри газового поля, у которого присутствует $\mathrm{rot}\vec{V}$ или $\mathrm{rotrot}\vec{V}$. Пульсации при этом можно трактовать как движение отдельных близлежащих частиц газа или жидкости, соприкасающихся с вихрями или жгутами. Это отскочившие от последних объектов частицы и забравшие часть энергии, необходимой для полета в случайном направление.

При этом: $\mathrm{rot}\vec{V} \neq 0$ и $\mathrm{rotrot}\vec{V} \neq 0$.

В случае обратного утверждения поток либо ламинарный, либо находится на стадии перехода к турбулентному.

Структура турбулентного потока

Картина турбулентного течения была получена экспериментально методом горячей визуализации. При этом организовывался высокоэнтальпийный поток, который в исследуемом канале оставлял след на омываемой поверхности. Материал стенки канала выбирался из класса полимеров (например фторопласт), имеющих линейный закон разрушения под действием температуры. Это - линейный пиролиз, приводящий к разрушению стенки без дополнительных нелинейных эффектов. Другими словами, скорость уноса (разрушения) материала всегда пропорциональна тепловому потоку, а для фторопласта она просто численно равна коэффициенту тепломассообмена [5]. Поэтому многократное воздействие такого потока на стенку будет воспроизводить турбулентную картину линейно по времени, не деформируя её структуру.

На рис. 1 представлена картина турбулентного течения, как след от воздействия от потока внутри сверхзвукового сопла. На стенке сопла четко отпечатались особенности пространственного течения, поэтому отображающие зависимость от изменяющихся параметров вдоль оси. Можно условно считать, что таким образом представлена динамика потока в зависимости от числа Рейнольдса. В начале, при низких числах Рейнольдса стенка после уноса гладкая, что соответствует ламинарному течению (рис. 2). Далее появляются волны и поверхность начинает сбориться. Это - волны Толлмина-Шлихтинга [6], которые характеризуют первую потерю устойчивости. Происходит переход от ламинарной устойчивой структуры к устойчивой на более высоких числах Рейнольдса - волновой. Этот процесс является линейным. Форма волны синусоидальная и линейное приближение уравнений движения дает точное аналитическое решение. Далее процесс становится нелинейным. Увеличение числа Рейнольдса приводит к резкому увеличению скорости потока в ядре на границе гребня волны, и периферийная от стенки часть потока обгоняет синусоидальную волну. Форма волны изменяется. Она становится несимметричной и похожа на океаническую волну, красиво изображённую на японских гравюрах. Такая волна называется градиентной волной Кельвина - Гельмгольца [7]. Волна деформируется до определенного момента - момента наступления градиентной катастрофы, когда она обрушивается до своего основания.

Но самое важное происходит дальше. Движущийся по верхней поверхности волны соприкасающийся внешний поток там же срывается с крутого профиля этой волны и под углом падает на поверхность. Поскольку поверхность является криволинейной и вогнутой, падение приводит к образованию продольных вихрей Тейлора - Гёртлера [8]. Это - такие парные вихревые течения, которые заполняют поверхность по окружности сопла. Их всегда четное количество, так как они вращаются попарно в разные стороны. На поверхности (рис. 1) они отпечатываются в виде продольных цилиндрических лунок. Благодаря положительному градиенту давления (поверхность вогнутая) возникает момент вращения, который сохраняется вниз по потоку и при переходе к безградиентному течению на спрямлённой вниз по потоку поверхности. Здесь эти парные вихри (винтовые течения) так же попарно скручиваются между собой как телефонный провод. Каждая пара формируется в свою структуру, а уже скрутки попарно укладываются на поверхности. Для устойчивости потока требуется уже не просто четное количество вихрей, а кратное четырем. При обсчётах углублений от вихрей после экспериментов так и получалось. Вихрей было в разных ситуациях: 56; 60; 64 и т.д. Следующий рисунок изображает расплетание вихрей. Это происходит при расширении потока. Поток, пройдя критическое сечение, поступает в расширяющееся сверхзвуковое сопло. Саму область критического сечения можно считать цилиндрической, где градиент давления равен нулю. Но вот далее еще в области трансзвукового течения поток продолжает расширяться и именно это является причиной расплетания жгутов.

В сверхзвуковом потоке эти жгуты трансформируются в плотные образования на поверхности и проявляются на поверхности стенок в виде следов от газодинамических характеристик, которые в характерном порядке укладываются на поверхности. Ромбовидная структура прямолинейных характеристик позволяет экспериментально определить углы между ними и найти аналитические связи.

Ромбовидная картина заканчивается после достаточно сильного расширения потока. Ближе к срезу сопла, когда поток сформировался достаточно разреженным, характеристики пропадают, а поверхность сопла становится абсолютно гладкой. Здесь отсутствуют следы турбулентности. Поток в этой области становится ламинарным.

Далее, если внимательно посмотреть на поверхность сверхзвукового сопла, то можно заметить, что все оно гладкое, за исключением прямолинейных линий в виде сетки, отпечатавшихся из-за характеристик. То есть в сверхзвуковом сопле поток ламинарный, а турбулентность выродилась в скачки (характеристики).

При экспериментальных исследованиях на хорошо спрофилированных соплах следы от уносов на поверхности стенок в сверхзвуке всегда оставались гладкими, что подтверждает отсутствие скачков в потоке и присутствие в нем ламинарного течения.

Анализ экспериментов

Проведенный анализ экспериментальных исследований показал, что при малых интенсивностях потока, когда число Рейнольдса весьма мало, реализуется ламинарное течение. При усугублении течения, когда скорости потока растут, плотности тока растут и увеличивается число Рейнольдса, картина течения изменяется. По длине камеры и сопла нарастает контактная поверхность с потоком. Увеличивается общее трение о стенки, и поток это ощущает как обратную силу, действующую на него в противоположном направление. Поток не разгоняется, а подпирается, что приводит к тому, что он сборится и отпечатываются на стенке волны. Эта волновая область (Толлмина - Шлихтинга) развивается, и при последующем увеличении чисел Рейнольдса приводит к градиентным волнам и градиентной катастрофе. После чего волновой интервал перехода к турбулентности заканчивается, а число Рейнольдса достигает критического значения $Re_{кр}$, когда появляются первые вихри (Тейлора - Гертлера) и начинается турбулентность.

Вторая, более высоко дифференцируемая форма турбулентности - кручение, проявляющееся в виде жгутов, заполняет область чисел Рейнольдса вплоть до критического сечения, где турбулентность заканчивается. Переход потока через критическую скорость звука сопровождается наложением на него новых свойств сверхзвукового течения. А именно, - отсутствие обратной связи. Сверхзвуковой поток не чувствует препятствий и "спотыкается" на них, образуя ударные волны. Аналогично и вихри, имеющие встречные потоки, не смогут существовать без скачков, тем более устойчиво. И ещё! Вихри, подходя к критическому сечению, попадают в зону максимальных чисел Рейнольдса [9] $Re_* = max$. Турбулетность в этой зоне самая развитая. Скорости потока здесь соизмеримы со скоростями молекул. Это самая бурлящая турбулентность. Это место достижения хаоса, что по определению является ламинарным течением.

Не корректно применять другую теорию и ссылаться на неё с целью доказательства неопровержимости своей. Но! Статистическая теория турбулентности со своими бифуркациями удвоения периода, странными аттракторами и прочего, что породило "масштаб Колмогорова". Это такой размер вихря, после которого происходит превращение его в тепло. Это происходит при достижение странного аттрактора. То есть, как только мы достигли странного аттрактора, а он "реализуется" при условно бесконечном числе Рейнольдса, сразу же вихрь Колмогорова рассыпается и превращается в тепло. Анализ показал, что этот преславутый странный аттрактор возникает в критическом сечение сопла [10]. Другими словами, в критическом сечение при максимальном числе Рейнольдса происходит переход от турбулентного режима течения к ламинарному. И тогда, как показывает анализ, турбулентная зона по числам Рейнольдса сужается от полубесконечной ($Re_{кр} < Re$) до интервала:

$$Re_{кр} < Re < Re_*,$$

где $\overline{Re_*} \sim 1/\overline{r}$ ($\overline{r}$ - степень расширения сопла). А после критического сечения оно (число Рейнольдса) падает практически до нуля.

Теоремы турбулентности

Пять теорем турбулентности были доказаны в работе [11]. Приведем их краткое изложение для последующего анализа.

Теорема 1 (о движении).

Любое пространственное течение (турбулентное движение) может быть разложено на четыре элементарных движения: поступательное, вращательное, колебательное и торсионное.

$$\vec{\alpha}_{абс} = \vec{\alpha}_{п} + \vec{\alpha}_{в} + \vec{\alpha}_{к} + \vec{\alpha}_{\tau}.$$

Колебательные движения являются циклическими модификациями двух первых. Торсионное движение содержит как поступательное движение, так и ускоренное вращательное движение вдоль оси потока (кручение); частный случай - крутильные колебания.

Теорема 2 (о соотношении движений).

Вторая теорема может рассматриваться как теорема векторного анализа и справедлива для любого вектора. Она утверждает, что скалярное произведение вектора скорости на вектор кручения есть квадрат вектора вращения:

$$\vec{V}\cdot \mathrm{rot\,rot}\vec{V} = \mathrm{rot}^2\,\vec{V}.$$

Теорема 3 (об энергиях).

Теорема об энергиях выводится из уравнения Навье-Стокса без использования упрощений и приближений в строгой постановке и математическими преобразованиями, и представляется как главное уравнение колебательного звена. Для каждой фиксированной точки поля уравнение записывается по типу:

$$\frac{d^2\tilde{p}}{d\tau^2} + 8\pi Be\frac{d\tilde{p}}{d\tau} + 8\pi Be\cdot Me\cdot P = 8\pi R\mu\frac{\omega}{\omega_0}\frac{d\dfrac{R\omega}{\omega^2}}{d\tau}.$$

Здесь Be и Me - критерии устойчивости.

Теорема 4.

Это теорема о возникновении неустойчивости. Неустойчивость возникает тогда, когда будут выполнены необходимые и достаточные условия возникновения автоколебаний.

Необходимое условие:

$$\frac{Me}{Be} > 2\pi \text{ или } \Phi Z = \frac{kV^2}{\upsilon a^2}\frac{d\dfrac{V}{\mathrm{rot}^2 V}}{d\tau} > \frac{1}{4}.$$

Достаточное:

$$\omega = \mathrm{const}.$$

Теорема 5.

Теорема номер пять утверждает, что турбулентность в сверхзвуковом потоке отсутствует.

Первые две теоремы показывают взаимосвязь между различными элементарными движениями, характеризующими турбулентное движение. При этом чисто турбулентное течение можно описать в достаточной мере вторым и четвёртым членом, но если представить себе более сложное течение - вихри Тейлора - Гёртлера, то внутри этого движения присутствует еще и поступательное. Любая суперпозиция может реализоваться как самое замысловатое турбулентное течение.

Очень важно, что между всеми элементарными вихревыми течениями, существует строгая однозначная связь, что делает возможность представить один режим течения в зависимости от другого.

Теоремы об энергиях и о возникновение неустойчивости позволяют решать частную задачу турбулентности - неустойчивость. С помощью этих теорем показывается, что неустойчивость однозначно определяется турбулентностью. В ламинарном потоке неустойчивость возникать не будет, а собственная частота напрямую связана с угловой скоростью вращения газового потока.

Пятая теорема делает утверждение об отсутствие любого вида турбулентности в сверхзвуковом потоке. Следует оговориться: в сверхзвуковом сопле турбулентность может проявляться, например, в зонах отрыва потока и других местах, где поток становится дозвуковым.

Анализ областей турбулентности

Построим аналитическое соотношение, описывающие турбулентное течение. Для этого воспользуемся уравнением Навье - Стокса, записанном относительно импульсов:

$$\frac{d\vec{i}}{d\tau} = -\mathrm{grad}P + \frac{4}{3}\upsilon\,\mathrm{grad\,div}\vec{i} - \upsilon\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Преобразование начнем с того, что раскроем субстационную производную:

$$\frac{d\vec{i}}{d\tau} + \frac{\vec{i}}{\rho}\mathrm{grad}\vec{i} + \mathrm{grad}P - \frac{4}{3}\upsilon\,\mathrm{grad\,div}\vec{i} + \upsilon\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Или:

$$\frac{\partial i}{d\tau} + \frac{1}{\rho}\mathrm{grad}\frac{\vec{i}^2}{2} + \mathrm{grad}P + \frac{1}{\rho}[\mathrm{rot}\vec{i}\cdot\vec{i}] - \frac{4}{3}\mathrm{grad\,div}\vec{i} = -\upsilon\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Уравнение в векторной форме означает запись вдоль линии тока. Это означает, что возможно применение одномерных законов газодинамики. Воспользуемся в дальнейшем законом Бернулли и уравнением обращения воздействия. Принимая сумму членов под градиентом (это, по существу, закон Бернулли) постоянной величиной, представим уравнение движения в следующем преобразованном виде:

$$\frac{\partial i}{d\tau} + \frac{1}{\rho}[\mathrm{rot}\vec{i}\cdot\vec{i}] = -\upsilon\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Последнее уравнение умножаем скалярно на вектор i. Получаем:

$$\vec{i}\frac{\partial i}{d\tau} = -\upsilon\vec{i}\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Далее преобразуем уравнение обращения воздействия:

$$(1 - M^2)\frac{d\nu}{\nu} = \frac{dG}{G} - \frac{dF}{F} = \frac{di}{i} = \frac{\vec{i}d\vec{i}}{\vec{i}^2}.$$

В векторной форме это будет выглядеть:

$$(1 - M^2)\frac{\vec{v}d\vec{v}}{\vec{v}^2} = (1 - M^2)\frac{d\dfrac{\rho\vec{v}^2}{2}}{2\dfrac{\rho\vec{v}^2}{2}}.$$

Или:

$$(1 - M^2)\frac{d\dfrac{\rho\vec{v}^2}{2}}{2\dfrac{\rho\vec{v}^2}{2}} = \frac{\rho\vec{v}d\rho\vec{v}}{(\rho\vec{v})^2} = \frac{\vec{i}d\vec{i}}{\vec{i}^2}.$$

Тогда:

$$(1 - M^2)d\frac{\rho\vec{v}^2}{2} = 2\frac{\rho\vec{v}^2}{2}\frac{\rho\vec{v}d\rho\vec{v}}{(\rho\vec{v})^2} = \vec{v}d\rho\vec{v}.$$

Или в виде произведения по времени:

$$(1 - M^2)d\frac{\rho\vec{v}^2}{d\tau} = \upsilon\frac{d\rho\vec{\upsilon}}{d\tau}.$$

После преобразования получаем:

$$\upsilon\frac{d\vec{i}}{d\tau} = (1 - M^2)\frac{dP}{d\tau} = -(1 - M^2)\vec{v}\,\mathrm{grad}P.$$

Подставляем его в основное уравнение, получаем:

$$-\vec{i}(1 - M^2)\mathrm{grad}P = -\nu\vec{i}\,\mathrm{rot\,rot}\vec{i}.$$

Воспользуемся теоремой о соотношении движений:

$$\mathrm{rot}^2\vec{i} = \frac{\vec{i}}{\nu}(1 - M^2)\mathrm{grad}P.$$

Получаем рабочую формулу:

$$\mathrm{rot}\vec{i} = \pm\sqrt{\frac{\vec{i}}{\nu}(1 - M^2)\mathrm{grad}P}.$$

Выделяя в формуле число Рейнольдса окончательно запишем:

$$\mathrm{rot}\vec{i} = \pm\sqrt{\mathrm{Re}\frac{1 - M^2}{d}\mathrm{grad}P}.$$

При анализе течений можно воспользоваться этой формулой и понять важные практические результаты.

1. Два знака перед корнем говорят о том, что вихрь парный.

2. Число Рейнольдса, в соответствии с предыдущем анализом должно быть ограничено пределами: $Re_{кр} < Re < Re_*$.

3. Для дозвукового потока турбулентность возникает при положительном градиенте давления.

4. Отрицательный градиент давления в дозвуковом потоке делает значение над корнем отрицательным. Ротор - не существует, значит поток ламинарный.

5. В критическом сечении сопла (M = 1) ротор равен нулю, значит турбулентности в критике нет.

6. В сверхзвуковом потоке оба фактора говорят о том, что поток ламинарный $(1 - M^2) < 0$ и grad$P < 0$, но их произведение приводит к парадоксу: корень больше нуля. Дополнительный анализ [12], позволяющий расслоить эти два параметра, показывает, что после преобразований скобка $(1 - M^2)$ сокращается, а grad$P$ остается с отрицательным знаком.

7. При grad$P > 0$ также получается логичное утверждение о том, что турбулентность при этом присутствует. Она сосредоточена в скачках уплотнения. Дискуссионным остается вопрос: уложатся ли они в размер скачка. В связи с чем приведём фотографию из альбома Глотова (рис. 2).

В заключении приведем три фотографии, которые наглядно характеризуют торсионно-волновую природу турбулентности. Это течение в камере ЖРДМТ (рис. 3), обтекание газодинамического руля (рис. 4) и турбулентность за уступом в сверхзвуковом сопле (рис. 5).

Литература

1. П. Берже, Н. Помо, К. Видал. Порядок в хаосе // М. Мир, 1991 г.
2. А.А. Юн. Исследование течений и прочностной анализ // М. издание Ленанд, 2014 г.
3. Ю.М. Кочетков, А.И. Бажанов. Турбулентность. Пространственный нестационарно-тепловой экзерцис ЖРДМТ // Двигатель №1, 2020 г.
4. Ю.М. Кочетков. Турбулентность и солитоны // Двигатель №2, 2005 г.
5. Ю.М. Кочетков. Турбулентность - не хаос, а тонко организованная структура // Двигатель №6, 2004 г.
6. Ю.М. Кочетков, Н.Ю. Кочетков. Турбулентность. Волны Толлмина-Шлихтинга // Двигатель №1, 2014 г.
7. Ю.М. Кочетков, Н.Ю. Кочетков. Турбулентность. Градиентные волны Кельвина-Гельмгольца // Двигатель №2, 2014 г.
8. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Вихри Тейлора - Гёртлера // Двигатель №2, 2014 г.
9. Ю.М. Кочетков. Турбулентность сверхзвуковых течений. Памяти Д.Д. Гилевича // Двигатель №2, 2013 г.
10. Ю.М. Кочетков. Турбулентность. Критические параметры вычислительной газодинамики // Двигатель №3, 2019 г.
11. Ю.М. Кочетнов. Турбулентность. Пять теорем как инструмент глобального преобразования уравнений сохранения в целях разработки новых подходов к вычислительной газовой динамике // Двигатель №4, 2019 г.
12. Ю.М. Кочетков, Т.Н. Кравчик, О.А. Подымова. Пять теорем турбулентности и их практическое приложение // Ж. Вестник машиностроения №7, 2019 г.

Связь с авторами: kolabuy@gmail.com


Рис. 1-1


Рис. 1-3

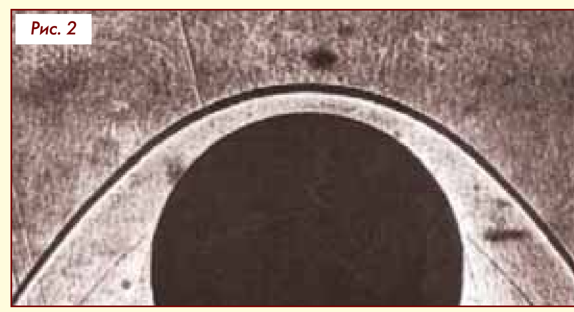
Рис. 2

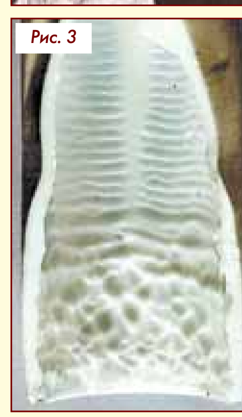
Рис. 3

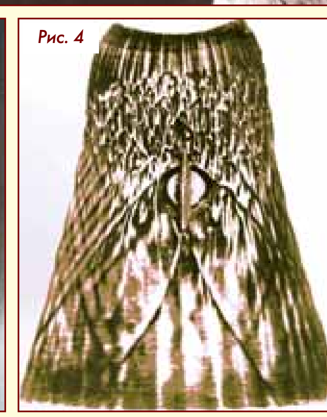
Рис. 4


Рис. 1-4


Рис. 1-2


Рис. 1-5

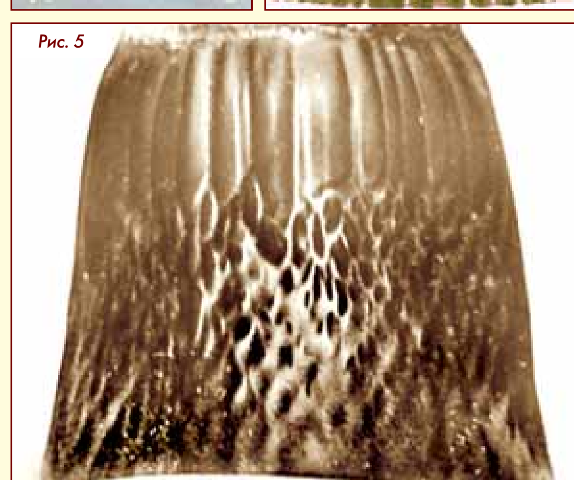
Рис. 5