



Рис. 7. Двумерное сечение струи, визуализированной красителем, флуоресцирующим в поле лазерного излучения. Число Рейнольдса  $Re = 4 \cdot 10^3$ , изображенная область простирается от  $8d$  до  $24d$  ( $d$  — диаметр струи) (K. R. Sreenivasan, 1991).

ных вихрей к мелким. В его модели при  $Re = U l_0 / \nu$  исходное течение является неустойчивым (здесь  $U$  — скорость течения,  $l_0$  — его характерный глобальный масштаб). Развитие неустойчивости ведёт к его разрушению и образованию вихрей с размерами  $l_1 < l_0$  и скоростями  $u_1 < U$ . Поэтому число Рейнольдса  $Re_1 = u_1 l_1 / \nu$ , рассчитанное для вновь образовавшихся вихрей, несколько меньше, чем  $Re = U l_0 / \nu$ . Но при достаточно больших числах Рейнольдса исходного течения  $Re_1$  также достаточно велико,  $Re_1 \gg 1$ , и эти вихри также неустойчивы. Поэтому они преобразуются во вторичные вихри с размерами  $l_2$  и скоростями  $u_2$ , меньшими, чем  $l_1$  и  $u_1$ , и т. д. Этот процесс рождения вихрей идёт до тех пор, пока число Рейнольдса, рассчитанное по размерам и скорости на  $n$ -ом шаге каскада, не станет примерно равным критическому  $Re_c$ , при  $k$ -ром вихри устойчивы и диссипируют из-за вязкости.

Совр. структурный подход к  $T$ . Основан на экспериментах, обнаруживших волны Толлмина — Шлихтинга (как проявление неустойчивости в переходном течении) [Г. Шубауэр, Г. Скрамстед (G. Schubauer, H. Skramstad), 1948]; неоднородности завихрённости в однородных изотропных турбулентных течениях (Дж. Бэтчелор, А. Таунсенд, 1949); турбулентные пятна Г. Эммонса (H. Emmons, 1951); структуры в пристеночных сдвиговых течениях [С. Клайн, П. Ранстедлер (S. Kline, P. Runstadler), 1959]; структуры в турбулентных сдвиговых слоях [Дж. Браун и А. Рошко (G. Brown, A. Roshko), 1974]. В нек-рых течениях (конвекция в подогреваемом снизу плоском слое, течение между вращающимися цилиндрами) при потере устойчивости однородного состояния спонтанно, т. е. без внешнего организующего воздействия, возникают упорядоченные структуры в виде разл. рода решёток (см., напр., рис. 2). Дальнейшее увеличение степени неравновесности среды приводит к усложнению (также спонтанному) индивидуальных структур или к появлению дефектов в упорядоченной решётке через последовательную цепочку бифуркаций. При этом ячейки являются настолько устойчивыми образованиями, что идентифицируются как в переходном, так и в турбулентном режимах, а пространственно-временной беспорядок связан с хаотич. движением дефектов на фоне упорядоченной решётки или (при дальнейшем увеличении надкритичности) самих структур.

Мелкомасштабная  $T$ ., возникающая в результате последовательного каскада большого числа пространственных и временных бифуркаций, приводящих к полному разрушению первичных структур, в конце концов оказывается устроенной настолько сложным образом, что идентифицировать структуры можно не во всяких течениях. Это можно сделать, напр., в сильно неоднородных и анизотропных течениях, когда на топологию структур существенно влияют динамич. и кинематич. ограничения, связанные с геометрией потока. Примерами подобных структур могут служить продольные вихри в сдвиговых течениях, генерируемые вблизи седловых точек поля скорости крупномасштабных структур, рябь и «подковы» на спиральных вихрях при обтекании вращающихся тел (рис. 8). Такие структуры обнаруживаются не только в области перехода, но и в полностью развитом турбулентном течении. Интересна



Рис. 8. Развитие турбулентности из спиральных вихрей, формирующихся в пограничном слое при обтекании вращающегося конуса: а)  $U = 1,7$  м/с;  $n = 670$  об/мин; б)  $U = 1,0$  м/с;  $n = 1200$  об/мин. Здесь  $U$  — скорость набегающего потока,  $n$  — частота вращения (R. Kobayashi, L. Kohama, M. Kurosawa, 1983).

с этой точки зрения структура пограничного слоя на плоской пластине — значит, часть её трёхмерной завихрённости сосредоточена в мелкомасштабных «шпилькообразных» вихрях, к-рые сносятся потоком примерно с одинаковой скоростью и сравнительно слабо взаимодействуют друг с другом.

В полностью развитых турбулентных течениях наблюдаются также и упорядоченные крупномасштабные структуры (КС) на фоне мелкомасштабной  $T$ . Можно выделить два механизма, приводящих к их возникновению. В простейшем случае — это результат вторичной неустойчивости турбулизованного ср. течения (КС в турбулентных сдвиговых слоях, струях, в следе за плохо обтекаемыми телами при больших числах Рейнольдса и т. п.). Более нетривиальна генерация крупномасштабного поля завихрённости непосредственно (даже в отсутствие неоднородности ср. течения) мелкомасштабной  $T$ . (это явление наз. также вихревым динамо). При этом передача энергии от мелких масштабов к более крупным возможна при достаточной степени анизотропии течения. Кроме анизотропии, на обратный каскад передачи энергии влияют также гиротропность мелкомасштабной турбулентности и сжимаемость жидкости.

Динамический подход. Для любой  $T$ . (гидродинамической, плазменной и т. п.) фундаментальным является вопрос, каким способом нелинейное поле переходит в неупорядоченное, случайное движение, не зависящее от неконтролируемых флуктуаций и внеш. шумов. Этот вопрос оставался в стороне как при статистическом, так и в структурном подходах. Первые попытки объяснить неупорядоченное, хаотич. течение с чисто динамич. позиций были предприняты Л. Д. Ландау (1944) и Е. Хопфом (E. Hopf, 1948). В их модели усложнение течения происходит за счёт развития иерархии неустойчивостей с несоизмеримыми временными масштабами. Поле скорости оказывается тем более неупорядоченным, чем больше число возбуждений с несоизмеримыми масштабами участвует в его формировании. Автокорреляц. ф-ция поля скорости такого течения быстро спадает, а обнаружить регулярность можно лишь наблюдая процесс в течение времени, большего, чем время возврата Пуанкаре (см. Пуанкаре теорема)  $T_{\text{перехр}}(\alpha N)$  ( $\alpha \sim 1$ ,  $N$  — число возбуждений с независимыми частотами  $\omega_j$ ,  $j = 1, 2, \dots$ ). Образом такой  $T$ . является аттрактор в виде незамкнутой намотки на многомерном торе. Подобный аттрактор, однако, как показал последующий анализ Д. Рюэля и Ф. Такенса (D. Ruelle, F. Takens, 1971), является структурно неустойчивым, т. е. он разрушается при малом изменении параметров системы. Это означает, что такое сложное квазипериодич. течение, как правило, реализоваться не может.

Принципиальное изменение представлений о природе  $T$ . произошло после открытия феномена динамич. хаоса — случайного поведения полностью детерминированных систем. Образом случайного движения динамич. системы является *странный аттрактор*. Странный аттрактор — притягивающее множество траекторий, среди к-рых все (или почти все) являются неустойчивыми (седловыми) — может возникнуть после небольшого числа бифуркаций в фазо-