

## ГЕНЕРАЦИЯ КРУПНОМАСШТАБНЫХ ЦИКЛОНИЧЕСКИХ ВИХРЕЙ В НЕУСТОЙЧИВО-СТРАТИФИЦИРОВАННОЙ ВРАЩАЮЩЕЙСЯ ЖИДКОСТИ

Г. П. Богатырев, В. Д. Зимин, С. С. Моисеев, С. Е. Старцев

Крупномасштабные спиральные циклонические вихри аномальной интенсивности, возникающие в атмосфере тропических широт, до сих пор не имели достаточно реалистичных аналогов в лабораторных гидродинамических экспериментах. Основными характерными чертами турбулентной конвекции в тропической атмосфере являются высокая степень однородности среднестатистических условий теплообмена по широте и долготе, неустойчивая стратификация по вертикали и вращение. Именно эти факторы воспроизведены в описываемых ниже экспериментах.

Механизмы возникновения крупномасштабных спиральных вихрей, приводящих к резкой интенсификации теплообмена, интересны не только для объяснения природных явлений, но и для воспроизведения подобных структур в новых технологических процессах, включающих конвективный теплообмен во вращающихся потоках жидкости или газа.

Анализ энергетического баланса крупномасштабных конвективных структур в тонких слоях жидкости показывает, что одним из важнейших условий их существования является низкий уровень тепловых потерь через горизонтальные границы при высокой интенсивности мелкомасштабной конвекции.

Для обычных условий, используемых при лабораторном исследовании релеевской конвекции, эти условия противоречивы. В данных экспериментах противоречие снято за счет объемного ввода джоулева тепла в слой электролита, теплоизолированного снизу, и создания интенсивного притока тепла к верхней свободной границе за счет высокой разности температур жидкости и окружающего воздуха при низком значении коэффициента теплоотдачи. Таким образом, удавалось достигать высоких значений вертикального потока тепла, генерирующего интенсивную мелкомасштабную конвекцию, обеспечив при этом хорошую теплоизоляцию границ слоя жидкости.

В склеенную из листов пенопласта кювету с внутренним размером 0,7 × 0,7 м в плане и высотой 0,06 м заливался слой однопроцентного водного раствора  $\text{Na}_2\text{SO}_4$ . Слой жидкости однородно нагревался за счет пропускания вдоль него переменного электрического тока, подводящегося с помощью медных электродов, установленных вертикально у двух противоположных стенок кюветы.

Отвод тепла от жидкости происходил за счет испарения и естественной конвекции воздуха над свободной поверхностью жидкости. Для уменьшения коэффициента теплоотдачи в некоторых экспериментах на поверхность жидкости наливался слой трансформаторного масла толщиной 0,002 м. Слой масла предотвращал испарение воды.

Кювета устанавливалась на горизонтальную платформу, которая могла равномерно вращаться относительно вертикальной оси с угловыми скоростями 0,21, 0,42, 0,63 рад/с. Движение жидкости визуализировалось с помощью алюминиевой пудры и регистрировалось портативной цветной видеокамерой, установленной на вращающейся платформе.

В качестве безразмерных параметров задачи были выбраны число Релея  $Ra$ , число Россби  $\epsilon$ , число Био  $Bi$  и  $\delta$  — отношение высоты слоя  $h$  к размерам кюветы в плане  $L$

$$Ra = \frac{g\beta}{\nu\chi} \frac{q}{\alpha} h^4, \quad \epsilon = \frac{v}{fh}, \quad Bi = \frac{\alpha}{\rho c v}, \quad \delta = \frac{h}{L}.$$

Здесь  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\nu$ ,  $\chi$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $c$  — коэффициенты кинематической вязкости, температуропроводности, теплопроводности, теплового расширения и удельной теплоемкости

жидкости соответственно;  $f$  — удвоенная угловая скорость вращения кюветы;  $q$  — мощность, выделяемая на единице площади слоя;  $\alpha$  — коэффициент теплоотдачи слоя;  $\rho$  — плотность жидкости.

Число Био определено по конвективному потоку тепла вместо теплопроводного. В качестве характерной скорости конвективного движения, входящей в определение чисел  $Bi$  и  $\epsilon$ , взята величина

$$v = \frac{1}{h} \sqrt{\frac{\nu \chi Ra}{32}},$$

близкая к истинным скоростям мелкомасштабной турбулентной конвекции в слое, поэтому  $Bi$  и  $\epsilon$  имеют свой обычный смысл только в турбулентном режиме конвекции.

В экспериментах  $\delta$  находилась в интервале от 0.007 до 0.086.

В отсутствие вращения при  $Ra < 3.6 \times 10^5$  наблюдалось механическое равновесие в слое электролита с неустойчивой температурной стратификацией. Далее, с ростом  $Ra$  возникали

конвективные ячейки в виде валов. При  $Ra = 1.1 \times 10^6$  валы перестраивались в многоугольные ячейки с горизонтальными размерами  $l \sim 2h$ . Крупномасштабные ячейки с  $l \sim 4h$  возникали при  $Ra = 5.5 \times 10^6$  ( $Bi = 2.9 \times 10^{-3}$ ) на фоне мелкомасштабных (рис. 1). При этом стационарное движение сменяется стохастическим режимом конвекции. Теплоизоляция поверхности электролита масляной пленкой приводила к увеличению размера крупных ячеек.

Циркуляция жидкости в крупных ячейках наряду с типичной для естественной конвекции полоидальной компонентой имеет явно выраженную тороидальную компоненту — планарную циркуляцию со случайным направлением вращения. Таким образом, одновременно с возникновением крупномасштабных ячеек появляются интенсивные флуктуации спиральности  $S = \mathbf{v} \cdot \text{rot } \mathbf{v}$ .

Механизм генерации планарных вихрей, которые при суперпозиции с тороидальной циркуляцией в ячейках приводят к флуктуациям спиральности, качественно можно описать следующим образом. Восходящие и нисходящие потоки, встречаясь с горизонтальной границей, растекаются вдоль нее симметрично относительно своего центра при малых скоростях и разбиваются



Рис. 1. Крупномасштабные ячейки на фоне мелкомасштабной конвекции.

на две или три горизонтальные струи при больших. Под действием вязкости в головной части каждой струи формируется пара вихрей с противоположным направлением циркуляции.

Быстрое вращение слоя ( $\epsilon \ll 1$ ) существенно повышает устойчивость механического равновесия, а надкритические режимы совпадают с описанными в [1]. Наиболее интересные режимы, в которых  $\epsilon \sim 1$ . В этом случае силы Кориолиса, воздействуя на полоидальную компоненту циркуляции, вызывают дифференциальное вращение в конвективных ячейках, которое, в свою очередь взаимодействуя с полоидальной компонентой, приводит к появлению общей планарной циклонической циркуляции.

Крупномасштабные ( $l \sim 5h$ ), долгоживущие ( $\tau > l/v$ ) спиральные вихри наблюдались при  $Ra > 6 \times 10^6$ ,  $\epsilon \sim 1$ ,  $Bi \sim 5 \times 10^{-4}$ . Без масляной пленки, т. е. при более высоком уровне тепловых потерь, более крупные вихри, возникающие и существующие на фоне мелкомасштабной конвекции, аморфны. Они пронизываются восходящими и нисходящими потоками мелкомасштабной циркуляции и не имеют выраженной формы в плане. С масляной же пленкой крупномасштабные вихри сильно подавляют мелкомасштабную циркуляцию. Сверху они имеют вид раскручивающихся из центра спиралей. По механизмам возникновения и про-

странственной структуре полей температуры и скорости их можно считать лабораторными аналогами тропических циклонов (рис. 2). Но тропические циклоны — это сравнительно редко возникающие изолированные вихри с аномальными по сравнению со средним фоном скоростями движения воздуха. В лабораторной же модели при горизонтально однородных условиях теплообмена крупномасштабные спиральные вихри, возникающие по достижении условий их генерации, покрывали всю поверхность слоя.

Наблюдать изолированные вихри удавалось только либо при внесении некоторой затравочной неоднородности, либо при ее образовании естественным образом. Такая неоднородность, например, создавалась крупномасштабным антициклоническим струйным течением, возникающим за счет

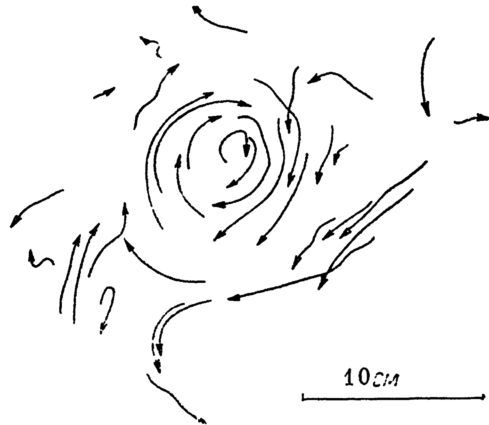


Рис. 2. Крупномасштабный спиральный циклонический

Приведены треки частиц, свободно плавающих на границе раздела электролит—масло. Изображение получено путем кадровой обработки видеофильма. Время развития процесса 22 с.

действия сил Кориолиса на полоидальную циркуляцию, охватывающую всю кювету. Полоидальная циркуляция образуется за счет кинематического влияния вертикальных стенок кюветы. При теплоотдаче с верхней границы образуются преимущественно холодные термики, которые при опускании притягиваются к боковым стенкам кюветы.

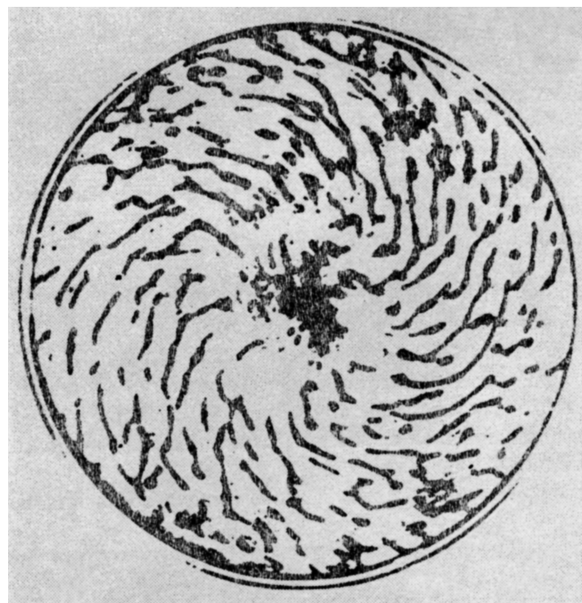


Рис. 3. Одиночный спиральный вихрь, пронизанный ячейками мелкомасштабной конвекции.

Эффект притяжения связан с асимметрией притока жидкости в термик, приводящей к понижению давления со стороны непроницаемой для жидкости поверхности. Струйное течение являлось местом зарождения крупномасштабных спиральных вихрей.

Искусственное внесение неоднородности выполнялось двумя способами. В первом случае на поверхность жидкости помещалось кольцо, внутри которого отсутствовала масляная пленка. Во втором случае подвод тепла осуществлялся с нижней границы встроенным в дно кюветы электрическим нагревателем диаметром 0.1 м. В том и другом случаях наблюдались одиночные спиральные вихри. Структура течения для случая теплового пятна показана на рис. 3.

О ФОКУСИРОВКЕ ПЛАЗМЕННОЙ СТРУИ  
ВАКУУМНОЙ ДУГИ МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

В. А. Немчинский

Вакуумные дуги давно и широко употребляются в сильноточной коммутационной технике [1, 2]. Сравнительно недавно они получили еще одну область применения — в устройствах для напеснения покрытий [3]. В этих устройствах источником паров материала, осаждающегося на обрабатываемой поверхности, является струя продуктов эрозии катода. Катодная струя представляет собой очень интенсивный поток высокоскоростных ионов довольно высокой кратности. Так, для дуги с титановым катодом средняя энергия ионов составляет около 80 эВ, средний заряд ионов  $Z \approx 1.8$ , а эквивалентный ток ионов составляет примерно 8 % от полного тока дуги [4].

Одним из важных условий эффективного использования струи в технологических целях является возможность ее фокусировки. Несфокусированная катодная струя представляет собой сильно расширяющийся (почти изотропно) факел. Экспериментально установлено, что наложение продольного магнитного поля позволяет превращать расходящийся факел в цилиндрический поток с радиусом тем меньшим, чем больше магнитное поле. Это позволяет весьма эффективно фокусировать струю. В настоящей работе предлагается возможное объяснение сжатия факела и рассчитывается зависимость радиуса струи от магнитной индукции.

Предлагаемое объяснение состоит в следующем. В расширяющейся катодной струе при пересечении ею аксиального магнитного поля  $B_z$  генерируется азимутальное электрическое поле  $E_\theta = v_r B_z$ , где  $v_r$  — радиальная скорость. Это поле порождает азимутальный ток  $j_\theta$ , взаимодействие которого с полем  $B_z$  приводит к появлению силы  $F_r = -j_\theta B_z$ , сжимающей поток и ограничивающей размер струи. Вычислим этот размер.

Выделим около катода небольшую область размером в несколько радиусов катодного пятна. Здесь высокое давление, существующее в основании катодной струи, преобразуется в энергию направленного движения расширяющейся катодной струи. Вне области имеется сформировавшийся катодный факел с измеряемыми на опыте зарядовым составом и энергией направленного движения.

Радиальная часть уравнения движения этого факела во внешнем магнитном поле имеет вид

$$\rho \frac{dv_r}{dt} = -j_\theta B_z. \quad (1)$$

При вычислении азимутального тока по известной напряженности поля  $E_\theta$  следует учесть замагниченность электронов. В этом случае

$$j_z = \sigma_0 E_{z, \text{эфф}} - \frac{\sigma_0 \beta}{1 + \beta^2} E_\theta, \quad (2)$$

$$j_\theta = \frac{\sigma_0 \beta}{1 + \beta^2} E_{z, \text{эфф}} + \frac{\sigma_0}{1 + \beta^2} E_\theta, \quad (3)$$

где  $\sigma_0$  — проводимость плазмы в отсутствие магнитного поля; а  $E_{z, \text{эфф}}$  — эффективная напряженность аксиального электрического поля, учитывающая наличие градиента электронной концентрации;  $\beta = \omega_e \tau_e$  — параметр Холла.