

НЕУСТОЙЧИВОСТЬ КЕЛЬВИНА – ГЕЛЬМГОЛЬЦА И БОЛЬШОЕ КРАСНОЕ ПЯТНО ЮПИТЕРА

М.В.Незлин, Е.Н.Снежкин, А.С.Трубников

Впервые экспериментально показано, что неустойчивость Кельвина – Гельмгольца в модели однородной атмосферы вращающейся планеты проявляется в преимущественной генерации антициклонических солитонов Россби, дрейфующих против глобального вращения системы и по свойствам и условиям существования напоминающих вихрь в Большом Красном Пятне Юпитера.

Неустойчивость Кельвина – Гельмгольца течений со сдвигом (широм) скорости в мелкой жидкости представляет большой интерес, в частности, для физики планетных атмосфер и физики плазмы. В последние годы она наблюдалась в эффектных опытах^{1–3}. Специфика наших опытов состоит в том, что они проведены на установке, которую можно рассматривать как модель однородной атмосферы планеты, причем одновременно выполняются следующие условия: 1) жидкость (вода) вращается как целое вокруг вертикальной оси симметрии с угловой скоростью Ω_0 , 2) глубина жидкости H_0 приблизительно постоянна и мала по сравнению с радиусом Россби $r_R = (g^* H_0)^{1/2} / f_0$, где g – ускорение силы тяжести, $g^* = g/\cos a$; $f_0 = 2 \Omega_0 \cos a$, a – полярный угол, f_0 – параметр Кориолиса, имеющий градиент по широте (так называемый β -эффект). В этих условиях неустойчивость по своим проявлениям и условиям существования весьма напоминает Большое Красное Пятно Юпитера^{4–8}. Основной экспериментальной установки был параболоид, вращающийся вокруг вертикальной оси – рис. 1. Аналогичный сосуд использовался нами в⁹, однако теперь в центральной части его дна были сделаны два углубления, в которых могли перемещаться, вращаясь вокруг общей оси симметрии, два кольца шириной 3 см каждое; зазоры между кольцами и стенками углублений составляли 1 мм. Промежуток между кольцами составлял $\Delta y = 3$ см, а его середина находилась на расстоянии 10 см от оси вращения. Оба кольца вращались относительно параболоида с одинаковой угловой скоростью $\Omega_{\text{шира}}$: при антициклоническом шире верхнее кольцо отставало, а нижнее опережало вращение параболоида; при циклоническом шире верхнее кольцо вращалось быстрее, а нижнее медленнее параболоида. Период основного вращения $T_0 = 2\pi / \Omega_0$ составлял 0,58 с, при такой скорости вращения, в отсутствие шира, жидкость располагалась по поверхности параболоида ровным слоем постоянной глубины H_0 , варьировавшейся в пределах 5 – 10 мм. Опыты показали, что если величина шира скорости не превышает некоторого порога, то в системе устанавливаются ламинарные течения жидкости с двумя резкими скачками скорости шириной $\sim H_0$ – в районах зазоров между кольцами и прилегающими участками дна сосуда. Если же величина шира превышает некоторый порог, то характер движения жидкости радикально меняется и теперь уже определяется знаком шира скорости. При циклоническом шире в системе возникают циклонические вихри малых размеров (меньших r_R) и весьма незначительной амплитуды, величина которой не возрастает даже при увеличении $\Omega_{\text{шира}}$ до значения Ω_0 . При антициклоническом шире уже небольшое превышение скорости течения над порогом приводит к образованию вихрей большой амплитуды, обладающих следующими свойствами: 1) их размеры существенно больше радиуса Россби r_R , 2) они являются устойчивыми уединенными стационарными антициклонами, 3) они дрейфуют против глобального вращения жидкости со скоростью, практически совпадающей со скоростью Россби $V_R = H_0 \Omega_0 \sin a$, 4) скорость дрейфа вихрей возрастает при увеличении H_0 и Ω_0 (последнее связано главным образом с градиентом глубины жидкости⁹). Число вихрей вблизи порога (крупномасштабной) неустойчивости равно четырем, а при большем шире – трем. Изложенные факты иллюстрируются рис. 2, где снимок *a* относится к циклоническому шире, снимок *b* – к антициклоническому шире той же абсолютной величины, снимок *c* – к антициклоническому шире большей величины.

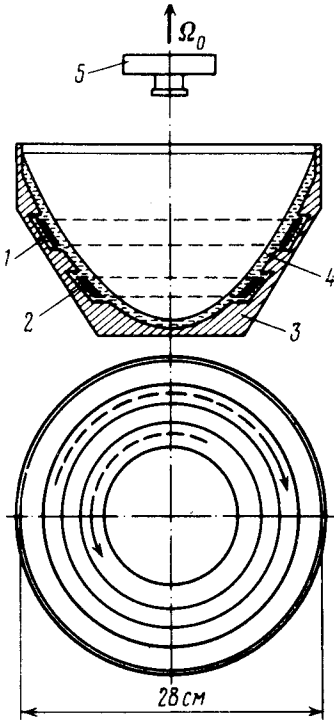


Рис. 1

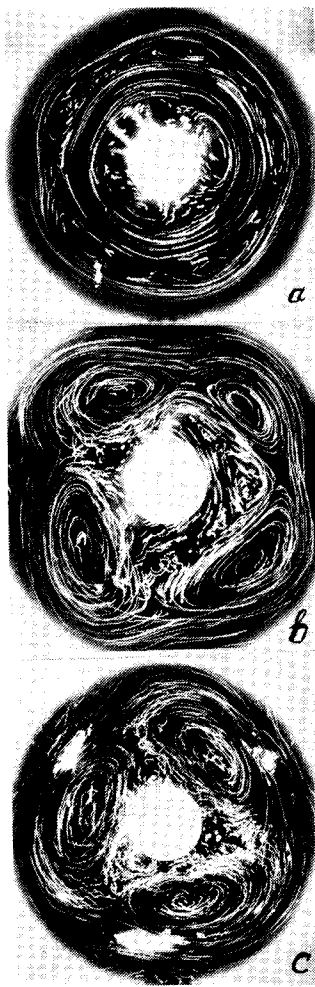


Рис. 2

Рис. 1. Экспериментальная установка: 3 – сосуд с параболическим профилем дна, вращающийся вокруг вертикальной оси; 4 – жидкость (вода), поверхность которой принимает параболическую форму; 1 и 2 – кольца, создающие встречные течения со сдвигом („широм“) скорости; направления стрелок, показывающих течения на виде сверху, соответствуют антициклоническому ширу; 5 – фотоаппарат, вращающийся вместе с корпусом параболоида

Рис. 2. Картина течений жидкости: а – при циклоническом шире; б и с – при антициклоническом шире. Показаны фотографии траекторий белых пробных частиц, плавающих на поверхности воды на фоне черного дна, снятые вращающимся фотоаппаратом (экспозиция 0,25 с). Белое пятно в центре – детали привода установки. Период вращения параболоида $T_0 = 0,58$ с, период шира: $T_{\text{шира}} = 1,7$ с (а, б) и 0,8 с (с). Скорость Россби $V_R = 9$ см/с. Скорость внешнего течения $u = 43$ см/с (а, б) и 91 см/с (с)

Сопоставляя эти факты со свойствами солитонов Россби⁹, мы приходим к выводу, что наблюдаемые антициклонические вихри представляют собой солитоны Россби, овальная форма которых обусловлена наличием течений. Еще один важный факт состоит в том, что величина пороговой скорости течения (величина шира), начиная с которой наблюдалась рассматриваемая крупномасштабная неустойчивость, в несколько раз превышала скорость Россби V_R .

Условие неустойчивости Кельвина – Гельмгольца (и ее порог) при наличии β -эффекта определяется критерием Релея – Го¹⁰:

$$\beta - \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0, \quad (1)$$

где согласно⁹

$$\beta = -\frac{1}{r_R^2} \frac{\partial}{\partial y} (f \sigma_R^2),$$

u – скорость течения ($u > 0$, если течение направлено в сторону глобального вращения системы), y – широтная координата (вдоль меридиана). Отсюда получаем условие неустойчивости:

$$V_R + u + r_R^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = 0. \quad (2)$$

(В последующих оценках будем полагать $|\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}| \approx |u|/\delta^2$, где δ – характерный раз-

мер устанавливающегося градиента течения). Выполнение критерия (2) принципиально зависит от знака скорости течения. При $u > 0$ неустойчивость возможна лишь при $\delta < r_R$, т. е. размеры вихрей, возникающих вследствие неустойчивости, могут быть лишь малыми по сравнению с радиусом Россби. При $u < 0$ неустойчивость возможна при любых δ . Для крупномасштабной неустойчивости ($\delta \gtrsim r_R$) пороговое (минимальное) значение скорости течения $|u| \gtrsim V_R$. Этот случай представляет наибольший интерес, поскольку следствием неустойчивости потока (движущегося против вращения системы) в данном случае может явиться возбуждение солитонов Россби. Нетрудно видеть, что оба указанных режима неустойчивости как раз и реализуются в наших экспериментах (рис. 2), где случай $u > 0$ отвечает циклоническому шире, а случай $u < 0$ – антициклоническому шире, причем основной эффект создается внешним кольцом, имеющим большую линейную скорость, чем внутреннее (при заданной $\Omega_{\text{шира}}$). В частности, крупные антициклоны – с размерами больше радиуса Россби (солитоны Россби), действительно, генерируются при антициклоническом шире при скоростях (отстающего) течения, превышающих величину скорости Россби. (При рассмотрении возможности возбуждения крупномасштабных вихрей – с размерами больше r_R – необходимо учитывать, что антициклонические вихри Россби устойчивы, а циклонические быстро распадаются⁹).

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что вихри, наблюдаемые при антициклоническом шире (рис. 2, b, c), по форме, физическим параметрам, направлению дрейфа, а также по условиям существования, весьма напоминают Большое Красное Пятно Юпитера. Как известно⁴, Большое Пятно представляет собой антициклонический вихрь с размерами, большими радиуса Россби, дрейфующий против вращения планеты и обдуваемый широтными зональными ветрами; Пятно имеет форму овала, вытянутого в направлении дрейфа – как и вихри рис. 2. По-видимому, Большое Пятно является солитоном Россби⁵⁻⁸. В связи с результатами данной работы представляется принципиально важным следующий факт: Большое Пятно „привязывается” именно к тому поясу широт в атмосфере Юпитера, где шир зональных течений имеет антициклоническое направление, и „игнорирует” аналогичный широтный пояс несколько севернее, где шир, будучи не меньшим по абсолютной величине, имеет циклоническое направление. Этот факт явно аналогичен циклон-антициклонной асимметрии нелинейного режима неустойчивости Кельвина – Гельмгольца, демонстрируемой рис. 2. По поводу оценки порога неустойчивости заметим следующее. В районе Большого Пятна максимальная скорость зонального ветра $|u|_{\text{макс}} = 50 - 60$ м/с⁴, а скорость Россби $V_R = 160$ м/с⁸, и условие $|u|_{\text{макс}} \gtrsim V_R$ не выполняется. Выход из этого затруднения можно видеть, например в том, что Пятно в волновом отношении – скорее всего образование не двумерное, а трехмерное, а в таком случае, вследствие волнового движения по вертикали, скорость дрейфа Пятна уменьшается и становится значительно меньше величины V_R , введенной выше (по этому поводу см.⁸). Относительно того факта, что Пятно – одно (тогда как по периферии планеты могло бы уместиться более десятка вихрей такого масштаба), можно высказать следующее предположение: если Пятно возникло из предпорогового состояния системы вследствие какого-то „локального” процесса, то при наличии гистерезиса такое азимутально неоднородное состояние могло бы поддерживаться существующим широм зональных течений – даже если его величина недостаточна для возбуждения цепочки вихрей (в условиях рис. 2 такая цепочка состоит из трех – четырех вихрей); при этом во всем зональном поясе могло бы существовать одно Пятно.

Авторы выражают благодарность Б.Б.Кадомцеву за стимулирующие обсуждения, А.М. Обухову, Ф.В.Должанскому и Ю.Л.Черноусько – за консультации и помощь, С.В.Антипову, В.К.Родионову и А.Н.Хватову – за помощь в работе.

Литература

1. Гледзер Е.Б., Должанский Ф.В., Обухов А.М. Системы гидродинамического типа и их применение. М.: Наука, 1981.
2. Должанский Ф.В. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 1981, 17, 563.
3. Черноусько Ю.Л. Изв. АН СССР, сер. Физика атмосферы и океана, 1980, 16, 423.
4. Смит Б., Хант Дж. Сб. „Юпитер”, под ред. Т.Герелса, пер. с англ., М.: Мир, 1979, 2, 433; Reese E.J., Smith B.A. Icarus, 1968, 9, 474.
5. Петвиашвили В.И. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, 632.
6. Maxworthy T., Redekopp L.G. Icarus, 1976, 29, 261; Science, 1980, 210, 1350.
7. Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. Письма в астрон. журнал, 1981, 7, 505.
8. Незлин М.В. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 83.
9. Антипов С.В., Незлин М.В., Снежкин Е.Н., Трубников А.С. ЖЭТФ, 1982, 82, 145; Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 368.
10. Дикий Л.А. Гидродинамическая устойчивость и динамика атмосферы. Л.: Гидрометеиздат, 1976, 63; Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане (в двух томах), пер. с англ. М.: Мир, 1981, 2, 136.

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию

28 июля 1982 г.