

# Коэффициент термодиффузии для многокомпонентной смеси газов

**Выполнил:**

- Иващенко Владислав Александрович (ФФ НГУ, 2 курс маг.)

## 1 Введение

Турбулентные струи переменной плотности широко распространены как в природе, так и в различных технических устройствах. По этой причине они находятся в поле интересов ученых уже долгое время. В то время как большинство исследователей концентрируются на изучении полностью развитых турбулентных струй, импульсно стартующим турбулентным струям уделяется значительно меньше внимания, несмотря на тот факт, что они сильно влияют на процессы перемешивания и переноса на ранних этапах течения. Ниже приведен краткий обзор литературы по данной тематике. Впервые скорость в ламинарной стартующей струе была измерена в работе Абрамовича и др. [1] при помощи анемометра. В работе [2] экспериментально изучалась импульсно стартующая струя воздуха. Были представлены детальные измерения осевой скорости и найдено, что координата проникновения струи меняется как квадратный корень от времени. Разработана теоретическая модель, рассматривающая импульсную струю, как сферический вихрь, взаимодействующий со стационарной струей. Куо и др. [3] представили одну из первых численных работ, посвященную влиянию круглых струй в процессах перемешивания топлива в двигателях. Они численно решали модельные уравнения для ламинарных и турбулентных круглых струй, включая спреи, и определили характерные масштабы скорости, времени и расстояния для рассматриваемых случаев. В работе [4] представлена аналитическая зависимость осевой скорости и разброса струи от расстояния для осесимметричной ламинарной струи на начальных этапах ее развития, которая хорошо согласовывалась с экспериментальными данными по ближней области струи. Кантевелл [5] анализировал влияние числа Рейнольдса и формы импульса на эволюцию стартового вихря

для случая вязких несжимаемых струй. Было получено множество аналитических зависимостей, описывающих траектории частиц в фазовом пространстве для начальных процессов развития струи. В группе экспериментальных работ Со и др. [6–8], посвященных закрученным струям переменной плотности, было найдено, что осевая скорость затухает быстрее для случая, когда отношения плотности газа в струи к плотности окружающего газа меньше 1. Сренивасан и др. [9] продемонстрировали визуальные отличия струй "гелий-воздух" от струй постоянной плотности, рассматривали задачу неустойчивости. Воропаев и др. [10] провели серию экспериментов по сравнению процесса генерации вихревого диполя в затопленной горизонтальной струе для постоянной импульсной силы. Для последней было обнаружено, что координата проникновения струи меняется со временем как  $t^{1/3}$ , а не как  $t^{1/2}$  для случая постоянной силы. Принципы образования стартового вихря рассматривались в [11], где под влиянием разного начального кратковременного импульса и разной формы сопла генерировался вихревой диполь, в котором измерялось поле скорости и циркуляция. Коссали и др. [12] исследовали процессы вовлечения в ближней области импульсной струи газа, истекающей в атмосферу. С помощью лазерной доплеровской анемометрии были получены двумерные распределения скорости внутри и снаружи струи, а также данные об объеме струи, из которых был сделан вывод об иной природе вовлечения окружающего газа, нежели чем в стационарных струях. В работе [13] сравнивались скорости проникновения импульсных струй, истекающих из круглых и квадратных сопел при различных числах Рейнольдса. За последние 15 лет был проведен целый ряд экспериментальных работ [14–17], направленных на изучения различных газовых составов и видов сопел, однако большая их часть ограничивается лишь качественными характеристиками течения, в то время как количественные результаты приводятся не так часто и не дают полного понимания процессов перемешивания и вихреобразования на начальном этапе течения. В одной из последних численных работ [18] с помощью метода моделирования крупных вихрей была получена визуализация различных вихревых структур в стартовых струях. Данная глава направлена на расширение базы знаний о данном объекте при помощи прямого числен-

Таблица 1: Параметры исследуемых газов при  $20^{\circ}\text{C}$ .

	$\rho$ , кг/м <sup>3</sup>	$\mu \cdot 10^8$ , Па · сек	$D$ , см <sup>2</sup> /с	$M$ , г/моль
air	1.293	1812	0.17	28.98
He	0.179	1946	0.62	4.002
CO <sub>2</sub>	1.977	1463	0.21	44.01

ного моделирования, а также на более глубокий количественный анализ. Особый интерес представляют процессы, происходящие в фронте струи при формировании вихревого диполя.

## 2 Вычислительный код Nek5000

Для дискретизации уравнений в данной работе используется метод спектральных элементов, реализованный в вычислительном коде Nek5000 [19], первая версия которого появилась в открытом доступе еще в 1996 году. Для решения уравнений используется дискретизация по времени 3-го порядка и метод спектральных элементов для дискретизации по пространству.

## 3 Постановка задачи

В данной работе рассматривается струя воздуха при фиксированном числе Рейнольдса  $Re = UD/\nu = 5300$ , построенном по среднесраходной скорости в трубе, диаметру трубы и вязкости воздуха, истекающая в пространство, затопленное другим газом (воздухом, гелием или углекислым газом). В начальный момент времени газ в пространстве двигается с постоянной скоростью спутного потока  $U_g = 0.04U$ . Важным является тот факт, что в рассматриваемых случаях меняется только окружающий газ, в то время как все характеристики истекающего воздуха остаются неизменными. Это упрощает процедуру сравнения всех пар газов между собой. Значения используемых параметров для всех трех газов (воздух, гелий, углекислый газ) представлены в Таблице 1. Геометрия задачи представляет собой цилиндр с круглой трубой в центре, размером

$15D \times 12D$ , где  $D$  – диаметр трубы (Рис. 1). В каждый момент времени

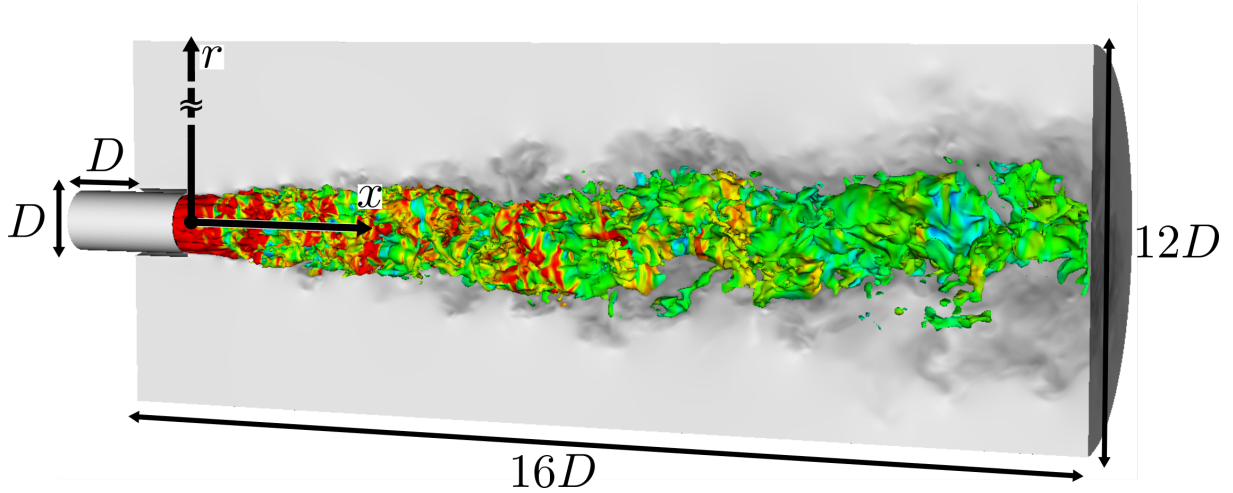


Рис. 1: Размеры вычислительной области. Цветная часть – изоповерхность поля продольной скорости с нанесенным на ней полем концентрации, черно-белая часть – мгновенное поле продольной скорости.

на вход трубы подается полностью развитый турбулентный поток воздуха, получаемый во вспомогательном расчете периодического круглого канала длиной  $5D$ . Для валидации входного профиля проведено сравнение с литературными данными из работы [20]. Результаты сравнения представлены на Рис 2. Для вспомогательного расчета трубы была построена сетка, состоящая из более чем 7 млн. вычислительных узлов, так что пространственное разрешение совпадает с DNS расчетом [20]. Вблизи стенок произведено сгущение сетки, так как в этой области присутствуют продольные когерентные пристеночные структуры, которые необходимо разрешить (см. Рис. 3). Для визуализации вихревых структур использо-

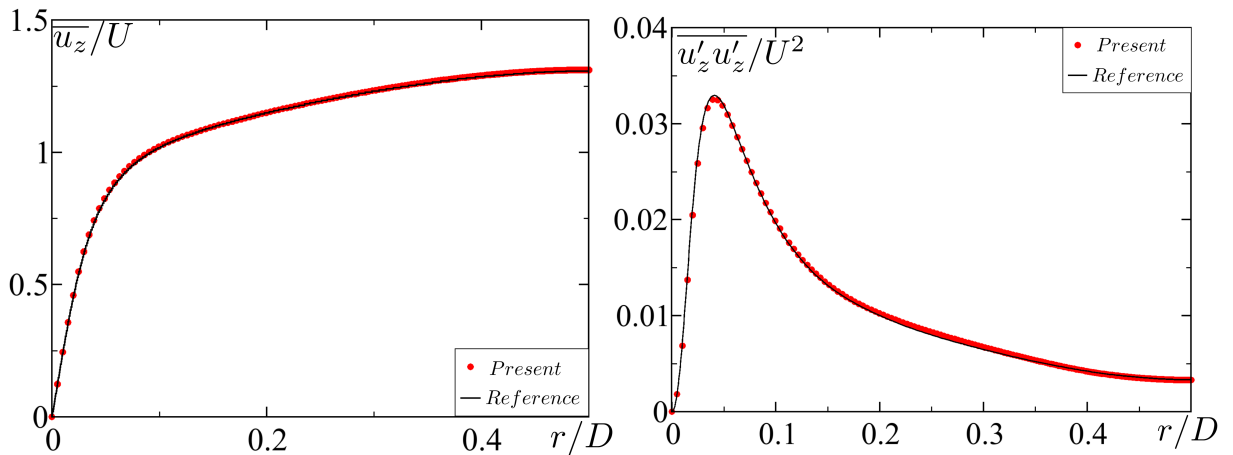


Рис. 2: Сравнение профилей средней скорости и среднеквадратичного отклонения (Present) с литературными данными [20] (Reference).

вался  $Q$ -критерий [21]. Вычислительная сетка для основной области со-

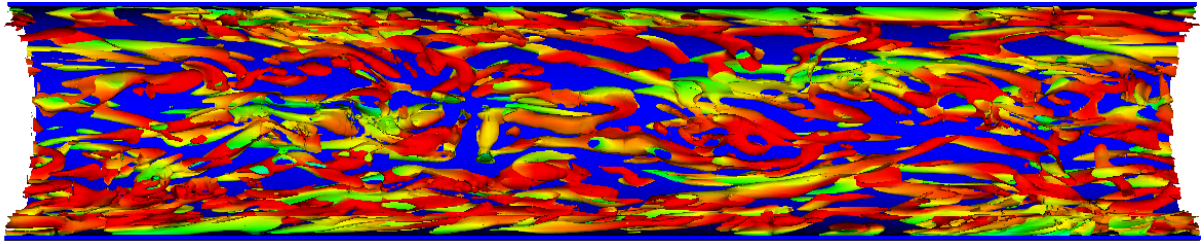


Рис. 3: Сечение периодической трубы с изоповерхностью  $Q$ -критерия вблизи стенок с нанесенным на ней полем продольной скорости.

стоит из более чем 120 млн. точек и соответствует требованиям для DNS расчета. На Рис. 4 проиллюстрирована сетка в двух перпендикулярных сечениях. Часто в качестве параметра, характеризующего достаточный размер шага сетки, используется масштаб Колмогорова  $\eta = (\nu^3/\epsilon)^{\frac{1}{4}}$ , равный наименьшему возможному размеру вихря в потоке. Графики отношения шага сетки к масштабу Колмогорова вдоль направлений  $r$  и  $x$  представлены на Рис. 5.

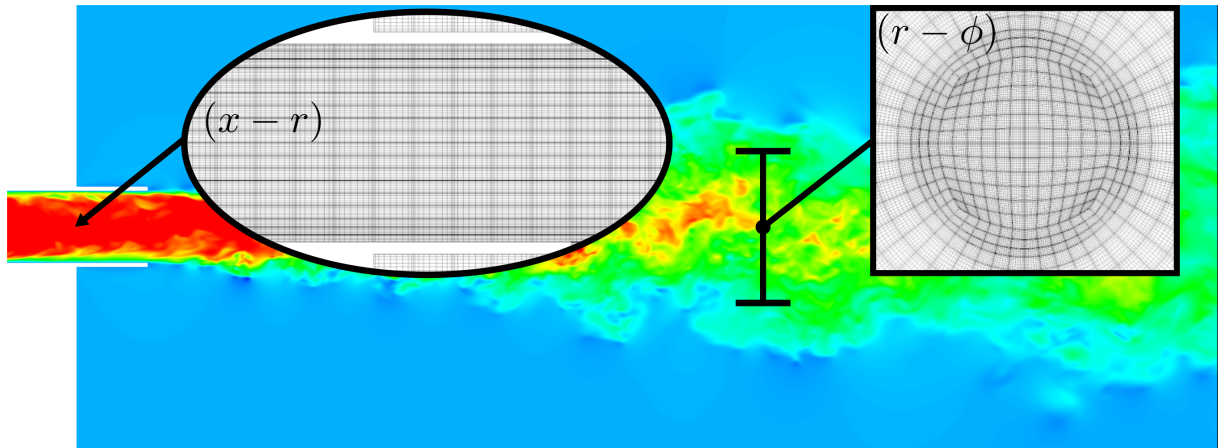


Рис. 4: Иллюстрация вычислительной сетки в разных сечениях.

## 4 Полученные результаты

В первую очередь, на основе мгновенных полей концентрации (Рис. 6) в различные моменты времени, была получена зависимость координаты распространения турбулентной струи в зависимости от времени (Рис. 7), так как в литературе [18] есть аналогичный профиль для струи постоянной плотности при значительно большем числе Рейнольдса. Вид-

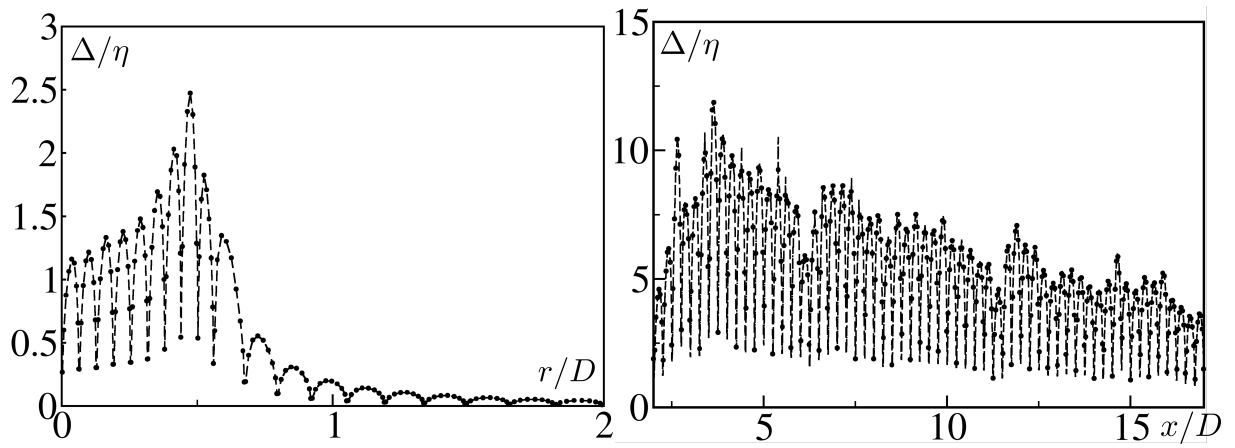


Рис. 5: Отношение шага сетки вдоль направлений  $r$  и  $x$  к значению колмогоровского масштаба  $\eta$ .

но, что существенное влияние на скорость распространения оказывает именно отношение плотностей рассматриваемых газов, так как кривые для пар “воздух – воздух” и “воздух – углекислый газ” очень близки. Аналогичный вывод можно сделать из анализа Рис. 8, на котором изображена изоповерхность поля концентрации с нанесенным на ней полем скорости для всех трех пар газов в один и тот же момент времени. Отношение плотностей существенно влияет на распределение продольной скорости в вихревом диполе, который движется во фронте струи. На Рис. 9 видны качественные различия между всеми тремя случаями и дополнительно проведенным расчетом пары “гелий – воздух”, для которой на вход подавался полностью развитый турбулентный поток гелия при числе Рейнольдса  $Re = 5300$ , который выходил в пространство, заполненное воздухом. Для этого случая отношения плотностей внешней среды и выходящего газа  $\simeq 7$ , что приводит к развитию нового вида неустойчивости. Для пары “воздух – воздух” вокруг ядра струи наблюдается появление слабо выраженной осесимметричной вихревой структуры, которая со временем распадается и исчезает. Для пары “воздух – углекислый” данная структура уже явно выражена в начальные моменты времени, ее присутствие сохраняется вплоть до момента времени  $t = 6.5$ . В паре “воздух – гелий” на протяжении всего времени развивается четко выраженное ядро, без окружающих его структур. Совершенно иначе выглядит картина для пары “гелий – воздух”, где в начальные моменты видны чередующиеся области обратного течения и сильно выраженная осесимметричная вихревая структура, похожая на неустойчивость

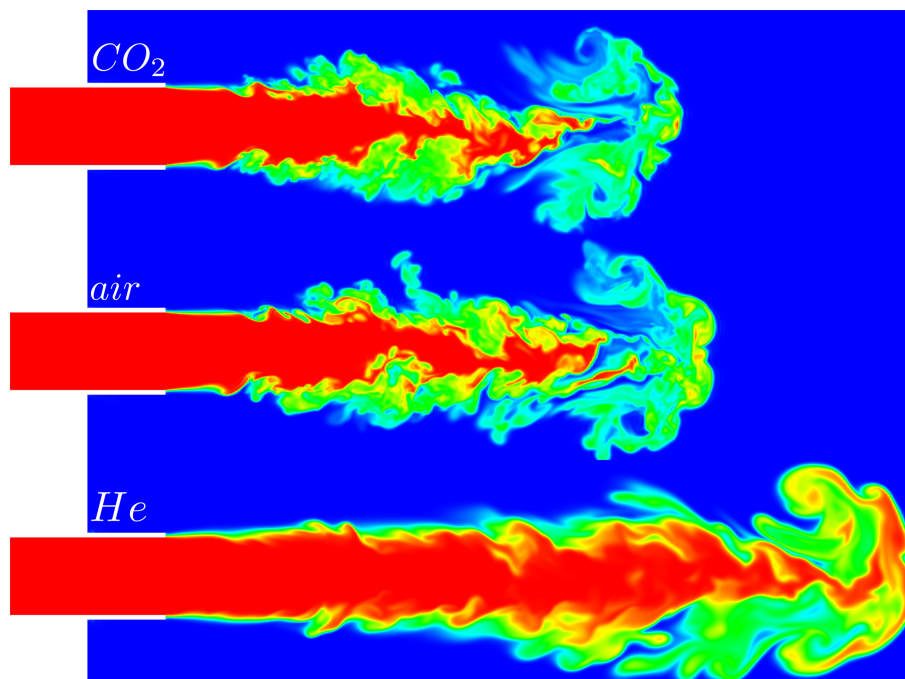


Рис. 6: Мгновенные поля концентрации в один и тот же момент времени для всех трех пар газов.

Рэля – Тэйлора [22, 23]. Это приводит к тому, что в течение всего времени распространения этой струи в вихревом диполе можно выделить ядро и слой развития данной неустойчивости.

## 5 Благодарность

Выражаем благодарность *Информационно-вычислительному центру Новосибирского государственного университета* за предоставление вычислительных ресурсов для проведения расчетов.

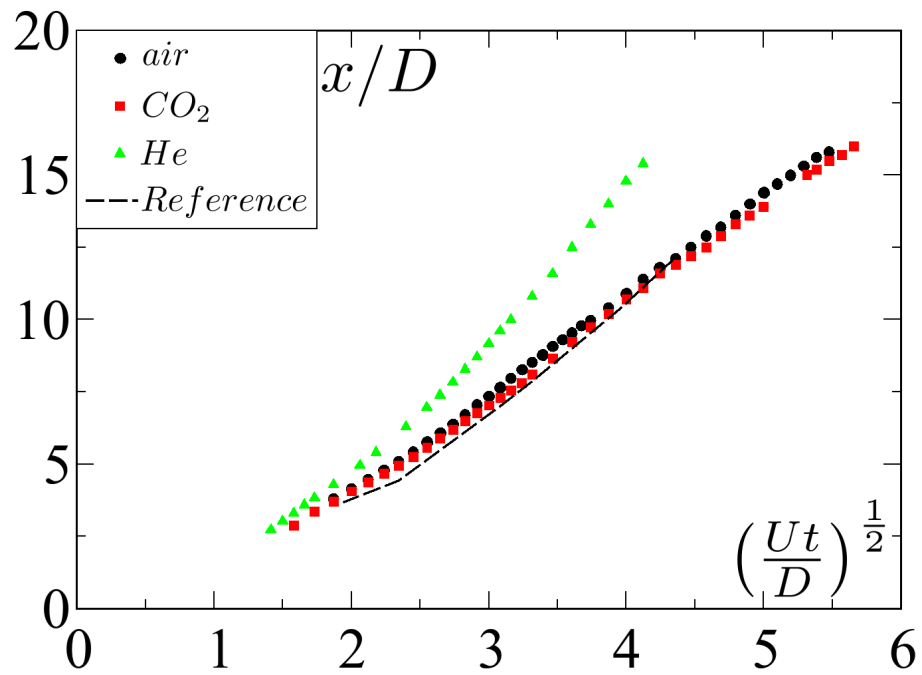


Рис. 7: Зависимость координаты распространения фронта струи в зависимости от квадратного корня от времени. *Reference* – литературные данные из работы [18].

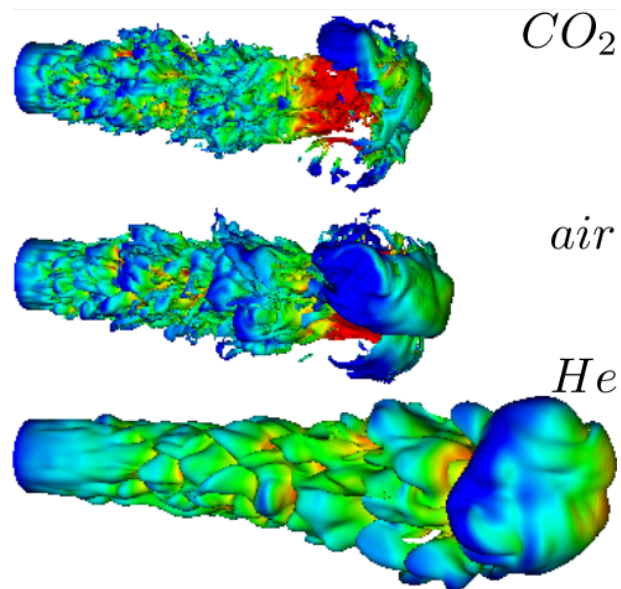


Рис. 8: Изоповерхность поля концентрации с нанесенным на ней полем скорости для всех трех пар газов в один и тот же момент времени.



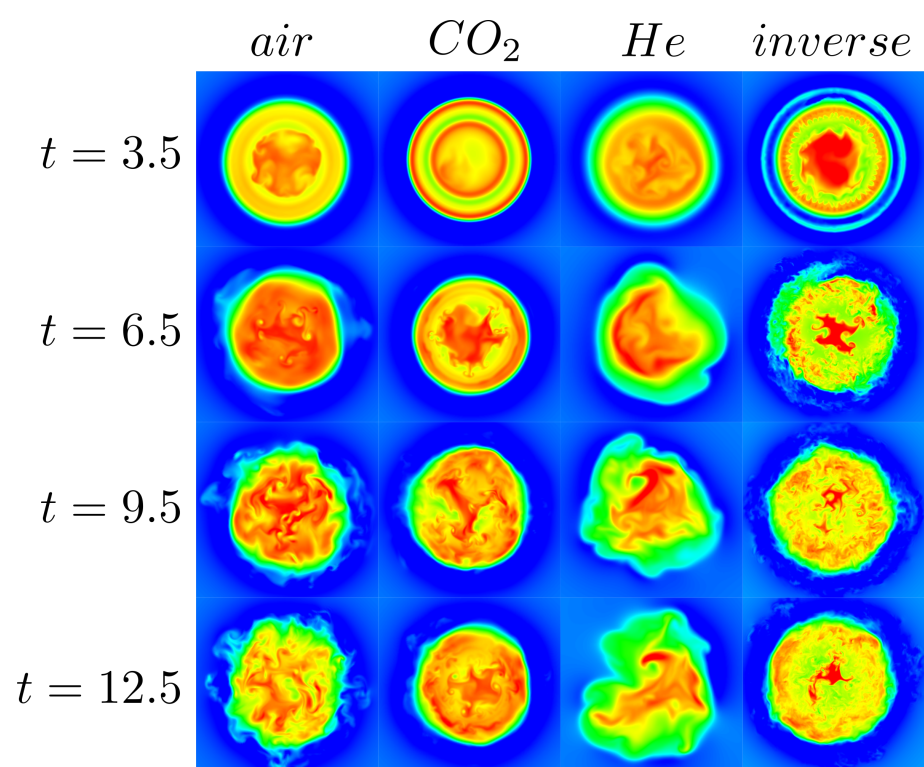


Рис. 9: Сравнение полей продольной скорости внутри вихревого диполя в различные моменты времени для разных пар газов.

# Список литературы

1. S. Abramovich and A. Solan. The initial development of a submerged laminar round jet. *J. Fluid Mech.*, 59:791–801, 1973.
2. P. O. Witze. Impulsively started incompressible turbulent jet. Technical report, NASA Tech. Mem., 1980.
3. T.-W. Kuo and F.V. Bracco. On the scaling of transient laminar, turbulent, and spray jets, 1982.
4. G. W. Rankin and K. Sridah. Developing region of laminar jets with parabolic exit velocity profiles. *J. Fluids Engin.*, 103:322–327, 1981.
5. B. J. Cantwell. Viscous starting jets. *J. Fluid Mech.*, 159–189:322–327, 1986.
6. R. M. C. So, S. A. Ahmed, and M. H. Yu. The near field behavior of turbulent gas jets in a long confinement. *Exp. Fluids*, 5:2–10, 1986.
7. R. M. C. So and S. A. Ahmed. Behaviour of carbon dioxide jets in a confined swirling flow. *Int. J. Heat Fluid Flow*, 8:171–176, 1987.
8. R. M. C. So and S. A. Ahmed. Helium jets discharging normally into a swirling air flow. *Exp. Fluids*, 5:255–262, 1987.
9. Sreenivasan K. R., Raghu S., and Kyle D. Absolute instability in variable density round jets. *Experiments in Fluids*, 7(5):309–317, 1989.
10. S. I. Voropayev, Ya. D. Afanasyev, and I. A. Filippov. Horizontal jets and vortex dipoles in a stratified fluid. *J. Fluid Mech.*, 227:543–566, 1991.
11. M. Gharib, E. Rambod, and K. Shariff. A universal time scale for vortex ring formation. *J. Fluid Mech.*, 360:121–140, 1998.

12. G. E. Cossali, A. Coghe, and L. Araneo. Near-field entrainment in an impulsively started turbulent gas jet. *AIAA journal*, 39:1113–1122, 2001.
13. J. J. Ai, S. C. M. Yu, A. W.-K. Law, and L. P. Chua. Vortex dynamics in starting square water jets. *Physics of Fluids*, 17:014106, 2005.
14. A. Joshi and W. Schreiber. An experimental examination of an impulsively started incompressible turbulent jet. *Experiments in fluids*, 40:156–160, 2006.
15. S. Bajpai and M. S. Tirumkudulu. An experimental study of impulsively started turbulent axisymmetric jets. *The European Physical Journal B*, 61:293–297, 2008.
16. N. Abani and J. B. Ghandhi. Behavior of unsteady turbulent starting round jets. *Journal of Fluids Engineering*, 134:061202, 2012.
17. V. Vuorinen, A. Wehrfritz, C. Duwig, and B. J. Boersma. Large-eddy simulation on the effect of injection pressure and density on fuel jet mixing in gas engines. *Fuel*, 130:241–250, 2014.
18. A. Ghasemi, A. Pereira, and X. Li. Large eddy simulation of compressible subsonic turbulent jet starting from a smooth contraction nozzle. *Flow, Turbulence and Combustion*, 98:83–108, 2017.
19. Kerkemeier S. G., Fischer P. F., and Lottes J. W. Nek5000: Open source spectral element cfd solver. available at <http://nek5000.mcs.anl.gov>, 2008.
20. G. K. El Khoury, P. Schlatter, A. Noorani, P. Fischer, G. Brethouwer, and A. Johansson. Direct numerical simulation of turbulent pipe flow at moderately high reynolds numbers. *Flow, turbulence and combustion*, 91:475–495, 2013.
21. J. Jeong and F. Hussain. On the identification of a vortex. *Journal of fluid mechanics*, 285:69–94, 1995.
22. R. D. Richtmyer. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 13:297–319, 1960.

23. E. E. Meshkov. Instability of the interface of two gases accelerated by a shock wave. *Fluid Dynamics*, 4:101–104, 1969.