

```

particleGun = new G4ParticleGun(1); particleGun-
>SetParticleDefinition(G4Gamma::GammaDefinition()); particleGun-
>SetParticleEnergy(100*keV); particleGun-
>SetParticlePosition(G4ThreeVector(0, 0, 0)); particleGun-
>SetParticleMomentumDirection(G4ThreeVector(0, 0, 1));

```

Заключение

В процессе работы были написаны программы на языке C++, использующие функции Geant4. Проведено моделирование истинных спектров ^{137}Cs , ^{40}K . Проведенные эксперименты позволили сделать вывод, что пакет Geant4 обладает всеми необходимыми свойствами для моделирования электромагнитных взаимодействий и не только.

Литература

1. Широков Ю. М., Ядерная физика/ Ю. М. Широков, Н.П. Юдин— М.: Наука, 1980. — 727 с.
2. Перкинс Д. Введение в физику высоких энергий: Пер. с англ./ Д. Перкинс— М.: Энергоатомиздат, 1991. — 429 с.
3. Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц/ Л. Б. Окунь— М.: Наука, 1988. — 272 с.
4. Introduction to Geant4[Electronic resource] - Mode of access: <http://geant4userdoc.web.cern.ch/geant4userdoc/UsersGuides/IntroductionToGeant4/html/index.html>— Date of access: 04.04.2019
5. Корнеев А. Е. Практикум по компьютерному моделированию ядерных процессов с использованием библиотек Geant4/А.Е Корнеев, В.А. Мечинский; Минск-2017-URL: <https://studylib.ru/doc/4050808/modelirovanie-e-nergeticheskikh-spektrov-chastic>. —Дата доступа: 03.03.2020.

С. В. Стельмашенок (ГГТУ имени П.О. Сухого, Гомель)
 Научный руководитель **Д. Г. Кроль**, канд. физ.-мат. наук, доцент

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТИ МЕЖДУ КОАКСИАЛЬНЫМИ ЦИЛИНДРАМИ

Классический вариант стационарного течения вязкой жидкости между двумя коаксиальными вращающимися цилиндрами изучен достаточно подробно и не представляет большого научного интереса. В данной работе исследуется один из неклассических вариантов задачи:

учитывается сила сопротивления Релея $F = -\zeta v$, где $\zeta > 0$ – коэффициент «внешнего» трения, v – вектор скорости. Прикладной интерес в изучении данной задачи связан с гидродинамической теорией смазки, с формированием вихревых структур в природных и технических гидродинамических системах. Цель данной работы: проанализировать воздействие релеевской силы сопротивления $F = -\zeta v$ на завихренность течения жидкости между соосными вращающимися цилиндрами.

Рассмотрим класс стационарных цилиндрических течений вязкой несжимаемой жидкости в полярных координатах (r, φ) :

$$v_r \equiv 0, v_\varphi = v(r), p = p(r), T = T(r), \quad (1)$$

$$F_r \equiv 0, F_\varphi = F_\varphi(v^2, T, r), \tau_{rr} \equiv 0, \tau_{\varphi\varphi} \equiv 0, \tau_{r\varphi} = \mu(dv/dr - v/r).$$

Здесь основные обозначения общепринятые; $F(F_r, F_\varphi)$ – вектор массовой силы; $\tau_{rr}, \tau_{\varphi\varphi}, \tau_{r\varphi} = \tau_{\varphi r}$ – компоненты девиатора тензора напряжений; μ – коэффициент динамической вязкости. Воздействие внутренних источников тепла и теплообмен жидкости с внешней средой моделируем объемным источником энергии $q_v(v^2, T, r)$. В изучаемой работе рассматриваем процессы, для которых можно пренебречь выделением тепла за счет вязкой диссипации энергии, т.е. для диссипативной функции Φ выполняется условие $\Phi \ll |q_v|$.

Движение вязкой жидкости (1) определяется уравнениями Навье-Стокса и уравнением энергии:

$$\frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dv}{dr} = \frac{v}{r^2} - \frac{F_\varphi}{\nu}, \quad \frac{d^2 T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{q_v}{\lambda}, \quad (2)$$

Здесь приняты следующие обозначения: $F_\varphi = -\zeta v$, $\zeta = \zeta(v^2, T, r)$, $q_v = q_v(v^2, T, r)$, $\nu = \mu/\rho$. Давление $p(r)$ определяем независимо от уравнений (2) из уравнения неразрывности:

$$(dp/dr)/\rho = v^2/r.$$

Применяем безразмерные величины $\bar{v} = v/v_1$, $\bar{\tau} = \tau/v_1$, $\bar{r} = r/r_0$, где черта сверху обозначает безразмерную переменную; $T - T_0 = v_1 \tau / c_1$; c_1, r_0, v_1 – положительные постоянные, имеющие размерность удельной теплоемкости, длины и скорости соответственно; T_0 – отсчетное значение температуры. Если положить, что коэффициент сопротивления $\bar{\zeta}$ и источник энергии $\bar{q}_v$ имеют частные зависимости вида:

$$\bar{\zeta} \equiv r_0^2 \zeta / \nu = [2(1 - 3\bar{\tau}^2 + \bar{v}^2) - 1] / \bar{r}^2,$$

$\bar{q}_v \equiv c_1 r_0^2 q_v / (\lambda v_1^2) = 2\bar{\tau}(\bar{\tau}^2 - 3\bar{v}^2 - 1)/\bar{r}^2$, то система уравнений (2) имеет точное решение [1, 2]:

$$\bar{v} = 2\varepsilon \cdot \sin(2\alpha)/\delta, \quad \bar{\tau} = (1 - \varepsilon^2)/\delta, \quad \delta = 1 + \varepsilon^2 + 2\varepsilon \cdot \cos(2\alpha), \quad \alpha = \ln(r/r_0) \quad (3).$$

Здесь ε – параметр решения. Для случая $\varepsilon^2 = 1$ получаем изотермическое течение, $T = T_0 \equiv \text{const}$. Для коэффициента сопротивления $\bar{\zeta}$ и источник энергии $\bar{q}_v$ явная зависимость от радиальной координаты характеризует структурную неоднородность, присущую внешней силе сопротивления за счет образования кластеров. Неравенства $\partial\bar{\zeta}/\partial(\bar{\tau}^2) < 0$, $\partial\bar{\zeta}/\partial(\bar{v}^2) > 0$ характеризуют динамические и тепловые свойства коэффициента сопротивления. Для качественного и количественного описания свойств неклассического течения здесь применяются числа Тейлора [3]. Число Ta_1 строим на основе функции завихренности $\bar{\omega} = \bar{\omega}(\bar{r})$:

$$Ta_1 = \frac{d}{d\bar{r}} [(\bar{\omega}\bar{r}^2)^2] / \left[\bar{r}^5 \left(\frac{d\bar{\omega}}{d\bar{r}} \right)^2 \right].$$

Число Ta_2 строим на основе угловой скорости $\Omega = \bar{v}/\bar{r}$:

$$Ta_2 = \frac{d}{d\bar{r}} [(\Omega\bar{r}^2)^2] / \left[\bar{r}^5 \left(\frac{d\Omega}{d\bar{r}} \right)^2 \right].$$

Важным источником информации о течении жидкости является зависимость момента $\bar{M}_1$ вязких сил и момента $\bar{M}_2$ сил сопротивления от радиальной координаты: $\bar{M}_1 = 2\pi\bar{\tau}_{r\varphi}\bar{r}^2$, $\bar{M}_2 = -\pi\bar{v}\bar{\zeta}\bar{v}\bar{r}^3$. Из (3) следует, что $\delta > 0$ при $\varepsilon^2 \neq 1$. Если $\varepsilon^2 < 1$, то $\tau > 0$, течение происходит в «горячей» области, $T > T_0$. Если $\varepsilon^2 > 1$, то $\tau < 0$, имеем «холодную» область, $0 < T < T_0$. На рисунке приведены некоторые результаты расчетов для «горячей» области для варианта, при котором неподвижен внутренний цилиндр, а внешний цилиндр вращается с постоянной угловой скоростью. Из этих расчетов видно, что число Тейлора $Ta_1(q)$ уменьшается с увеличением модуля теплового потока, а число Тейлора $Ta_2(q)$ наоборот увеличивается. Вязкое касательное напряжение и градиент давления оказывают конкурентное воздействие на угловую скорость течения: при росте $\tau_{r\varphi}$ угловая скорость Ω монотонно уменьшается, а при увеличении $d\bar{p}/d\bar{r}$ наблюдается рост Ω . Момент вязких сил $\bar{M}_1$ и модуль момента сил сопротивления $|\bar{M}_2|$ монотонно растут по мере удаления от неподвижного внутреннего цилиндра.

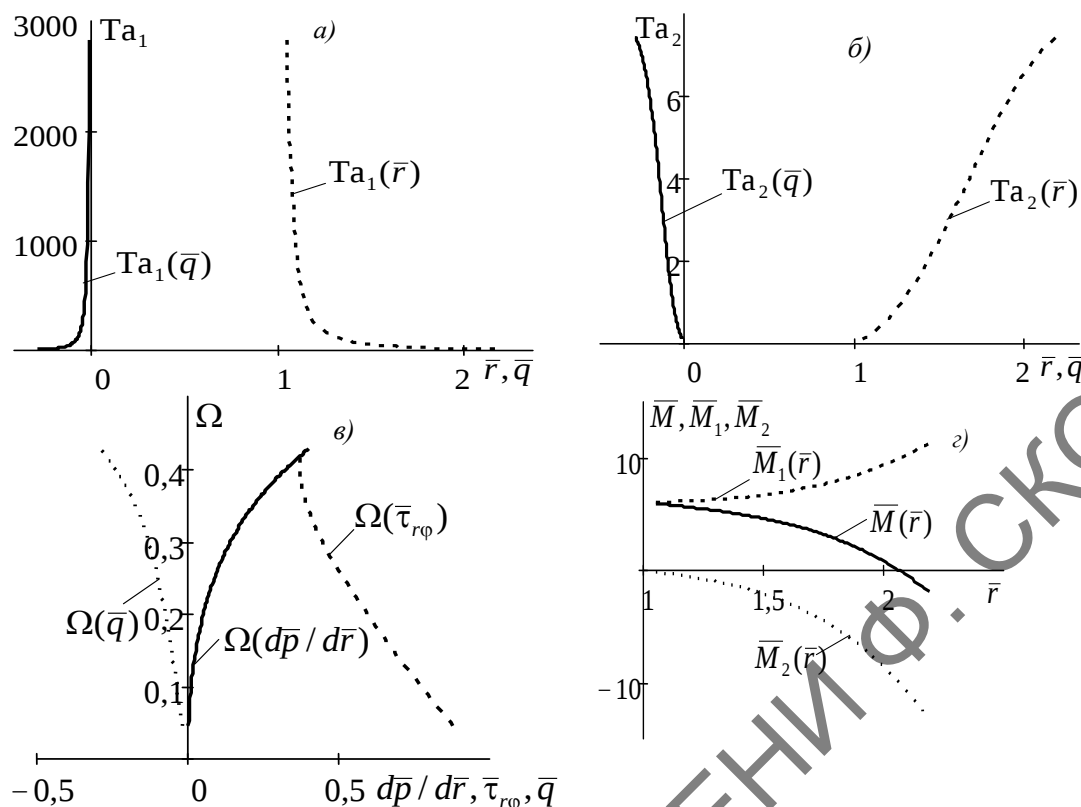


Рисунок 1 – Неизотермические свойства вихревого поля

$$\varepsilon = 0,7, \quad r_1 = 2,19, \quad r_0 = 1,05.$$

Данная работа выполнена в рамках ГПНИ «Энергетические системы, процессы и технологии 2.84». Научный руководитель проекта профессор О. Н. Шабловский.

Литература

1. Шабловский, О. Н. Нелинейное сопротивление и завихренность течения жидкости между коаксиальными вращающимися цилиндрами / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль, И. А. Концевой // Ученые записки Забайкальского гос. ун-та. Физика. Математика. Техника. Технология. – 2016. – Т. 11, №4. – С. 59–68.

2. Шабловский, О. Н. Структура неоднородности вихревого поля при течении жидкости между коаксиальными вращающимися цилиндрами / О. Н. Шабловский, Д. Г. Кроль, И. А. Концевой // Вестник ГГТУ имени П. О. Сухого: научно - практический журнал. – 2017. – № 1. – С. 11-18.

3. Белоцерковский, О. М. Турбулентность: новые подходы/ О. М. Белоцерковский, А. М. Опарин, В. М. Чечеткин. – М.: Наука, 2003. – 286 с.