УДК 532.624

В. Т. Волов[1]

МОДЕЛИРОВАНИЕ КВАЗИГРАВИТАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ НА ОСНОВЕ СВЕРХЗВУКОВЫХ ЗАКРУЧЕННЫХ ПОТОКОВ ГАЗА И ПЛАЗМЫ

В линейном приближении получено решение уравнений Эйнштейна для цилиндрически симметричного закрученного идеального газа с переменной угловой скоростью и ненулевым давлением для потенциала Ренкина, относящееся к типу I по классификации Петрова. При этом скалярная кривизна данного пространства отрицательна и пропорциональна абсолютной температуре газа. Уравнение состояния имеет более сложный вид, чем известные уравнения состояния теории вакуума. Намечены перспективы проведения экспериментального моделирования квазигравитационных полей.

Ключевые слова: квазигравитационные поля, метрический тензор, потенциал Ренкина, тензор энергии-импульса, уравнение состояния, тензор Римана, абсолютная температура газа.

PACS: 04.20.Cv, 04.90.+e, 51.90.+r

Введение

Принцип «эквивалентности» А. Эйнштейна провозглашает подобие между гравитационными полями и неинерциальными системами отсчета. Тела будут двигаться подобным образом, то есть иметь одинаковые ускорения, что и при движении в гравитационном поле, обусловленном распределением в пространстве некоторой массы [1]. Однако реально эквивалентность естественных гравитационных и «эффективных» гравитационных полей, порожденных неинерциальными системами отсчета, может выполняться только локально для стационарных полей [1, 2]. Это объясняется прежде всего вырождением естественного гравитационного поля на бесконечности. В то же время поля, порожденные неинерциальными системами, напротив, неограниченно возрастают на бесконечности (вращающиеся системы отсчета) или остаются конечными по величине для неинерциальных систем отсчета, движущихся поступательно с постоянным ускорением.

Таким образом, поля, создаваемые неинерциальными системами отсчета, эквивалентны истинным гравитационным полям, порождаемым распределенной в пространстве массой, только в узком пространственно-временном масштабе, где гравитационное поле можно считать однородным. Для любой неинерциальной системы всегда можно противопоставить другую неинерциальную систему, относительно которой все гравитационные эффекты исчезают. Перечисленные выше различия между истинными гравитационными полями и неинерциальными полями имеют свое отражение при аналитическом описании свойств пространства-времени [1]. Однако имеется класс неинерциальных систем, отвечающий принципу эквивалентности в большем, чем другие неинерциальные системы – это закрученные газообразные потоки.

Ниже будет приведен анализ указанного типа поля и получено решение уравнений Эйнштейна для потенциала вихря Ренкина.

1. Принцип эквивалентности Эйнштейна и один класс неинерциальных систем отсчета

Из анализа уравнений газовой динамики закрученных потоков [3] следует, что решениями уравнения движения для окружной составляющей скорости является закон вращения твердого тела ($V_\varphi = \omega \cdot r$) и потенциальное течение газа ($V_\varphi \backsim 1/r$). Данные решения являются общими для идеального газа и частными для вязкого ламинарного течения газа. Другое, частное решение уравнений Навье-Стокса [3], стационарного закрученного потока, часто называемое вихрем Бюргерса, имеет также четко выделенные области вращения ядра течения ($\omega \approx const$) и потенциального течения ($V_\varphi \backsim 1/r$). Этот факт говорит об устойчивости данных решений. Эксперимент подтверждает данное утверждение для закрученных потоков в камерах и свободных струй [3, 4], где имеются четко выделенные две зоны течения: 1) зона вращения твердого тела и 2) потенциальное течение.

[1]E-mail: vtvolov@mail.ru

Следует отметить, что финитность поля окружной скорости, создаваемого закрученными газожидкостными потоками в камерах выполняется на стенке камеры из-за прилипания газа. В работах [4–7] показано, что при расчете сильнозакрученных течений в вихревых камерах, где имеют место рекордные значения турбулентной кинематической вязкости $\left(\nu_{turb} = \nu_{mol} \cdot 10^4\right)$, пренебрежение вязкими эффектами оправдано тем обстоятельством, что инерциальные силы играют более существенную роль по сравнению с силой вязкости, за исключением узкого пристенного слоя. Таким образом, ни вязкость газа, ни сжимаемость, а также наличие стенок не могут принципиально изменить характер течения в закрученных потоках газов.

Не теряя общности подхода, рассмотрим моделирование квазигравитационных полей идеальными закрученными газовыми потоками для цилиндрически симметричного стационарного газового потока ($\partial_t = \partial_\varphi = \partial_z = 0$). При этом термин «квазигравитационные поля» введен для того, чтобы подчеркнуть отличие данных полей, обусловленных сильнозакрученными газовыми потоками, от реальных гравитационных полей, обусловленных распределением массы в пространстве. Под термином «квазигравитационное поле» пониматся поле имеющее качественное подобное с реальным гравитационным полем распределение потенциала и напряженности, но убывающим быстрее, чем $1/r$ и $1/r^2$ соответственно для потенциала ψ и напряженности поля g во внешней области ($r > r_\star$). В ядре сильнозакрученного потока идеального сжимаемого газа, как отмечено выше, имеет место закон вращения твердого тела, поэтому напряженность и потенциал квазигравитационного поля изменяется по следующим законам:

$$\left\{ \begin{array}{l} g_{quasi} = \omega^2 r, \; |g_{quasi}| \gg g_{natural}, \\ \psi_{quasi} = \omega^2 \left(r_\star^2 - \dfrac{r^2}{2} \right), \; |\psi_{quasi}| \geq \psi_{natural} \approx const, \end{array} \right. \tag{1.1}$$

где $r \leq r_\star$, ω – угловая скорость вращения ядра газового потока, $r_\star$ – радиус разделения течения на вихревую ($\omega = const$) зону и область потенциального течения ($V_\varphi \backsim 1/r$), $g_{body,\,gas}$, $\psi_{body,\,gas}$ – напряженность и потенциал естественного поля, создаваемого гравитирующим телом и массой газа.

Потенциал естественного гравитационного $\varphi_{body,\,gas}$ в рамках настоящего исследования является практически постоянной величиной и в расчетах квазигравитационного поля учитываться не будет.

Из условия равенства давлений в зоне сшивки течений [5, 6] газа можно найти радиус для идеального сжимаемого разделения $r_\star$ и значение угловой скорости ядра потока $\left(\omega = V_\varphi^{max}/r_\star\right)$. Напряженность и потенциал квазигравитационного поля вне ядра потока описываются следующими выражениями:

$$g_{quasi} = \frac{\omega^2 r_\star^4}{r^3}, \; \varphi_{quasi} = \frac{\omega^2 r^4}{2r^2} \; r > r_\star. \tag{1.2}$$

Из сравнения напряженностей и потенциалов следует, что квазигравитационные и естественные гравитационные поля ведут себя подобным образом, но первые убывают быстрее $\left(g_{quasi} \backsim 1/r^3\right)$. Внутри гравитирующей сферы и в ядре газового потока гравитационные поля ведут себя качественно одинаковым образом.

Как показывает расчет, центробежные ускорения (напряженность квазигравитационного поля) в сверхзвуковых закрученных потоках высокотемпературной плазмы [6] для специальных вихревых устройствах могут достигать гигантских величин $\left(g_{quasi} \approx 10^{10} g\right)$.

При этом парадоксальным является факт, что максимальная скорость вращения газа на много порядков меньше скорости света $V_\varphi^{max} \ll c$, а скалярная кривизна локального пространства-времени в вихре может достигать существенных по абсолютной величине значений и имеет отрицательное значение $\left(R \approx 10^{-4} \div 10^{-5} \text{м}^{-2}\right)$.

Ввиду вышесказанного представляет интерес более подробное исследование локальных свойств пространства-времени полей, индуцированных сильнозакрученными газовыми потоками, на основе уравнений Эйнштейна.

2. Решение уравнений Эйнштейна для цилиндрически симметричного стационарного закрученного потока идеального газа

Постановка задачи состоит в приближенном решении уравнений Эйнштейна для стационарного ($\partial_t = 0$), цилиндрически симметричного случая вращающейся ($\partial_\varphi = 0$) газовой среды для потенциала вихря Ренкина (1.1)–(1.2). Ставится обратная задача определения элементов тензора энергии–импульса T_μ^ν по заданному метрическому тензору с потенциалом Ренкина.

Уравнения Эйнштейна для одновременного наличия гравитационного поля и поля, обусловленного сильнозакрученными потоками газа, запишутся в смешанной форме для сигнатуры +2 следующим образом:

$$R_\mu^\nu - \frac{1}{2}\delta_\mu^\nu R = -\frac{8\pi G}{c^4} T_\mu^\nu, \tag{2.1}$$

где R_μ^ν – тензор Риччи, $\delta_\mu^\nu = 1\,(\nu = \mu)$, $\delta_\mu^\nu = 0\,(\nu \neq \mu)$, R – свертка тензора Риччи, G – гравитационная постоянная, T_μ^ν – тензор энергии-импульса.

Тензор энергии–импульса для первой задачи является диагональным, так как рассматривается в квазистатичесом приближении $g_{\mu\nu} = 0$ $(\mu \neq \nu)$:

$$T_\mu^\nu = \begin{pmatrix} \varepsilon_{quasi} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -p_{quasi} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -p_{quasi} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -p_{quasi} \end{pmatrix}. \tag{2.2}$$

Такая запись тензора T_μ^ν соответствует общепринятой форме тензора энергии–импульса для идеальной жидкости в случае отсутствия вращения [2]. Отличие тензора энергии-импульса (2.2) от известных выражений T_μ^ν состот в том, что элементы диагонали – плотность энергии и давления являются квазигравитационными величинами, определяемыми потенциалом Ренкина.

Ввиду нелинейности уравнений Эйнштейна принцип суперпозиции полей не выполняется. Однако для слабых гравитационных полей, для линеаризованных уравнений Эйнштейна принцип суперпозиции справедлив. В случае цилиндрической или сферической симметрии в ньютоновском приближении g_{00} элемент метрического тензора равен:

$$g_{00} = 1 + \frac{2\psi_\Sigma}{c^2}, \tag{2.3}$$

где ψ_Σ – алгебраическая сумма потенциалов естественного гравитационного поля и поля, индуцированного закрученным потоком газа. Суммарный потенциал равен:

$$\psi_z = \psi_{body} + \psi_{gas} + \psi_{quasi}. \tag{2.4}$$

Необходимо подчеркнуть, что квазигравитационных полей отдельно от естественных гравитационных полей не существует: квазигравитационные поля являются локальными, так как на значительном удалении они вырождаются в естественные гравитационные поля. На радиусе $r_{\star\star}$ суммарная напряженность поля закрученного потока и естественного гравитационного поля обращается в ноль. При $r > r_{\star\star}$

$$\begin{cases} g_{quasi} \Rightarrow g = -\dfrac{MG}{r^2} + \dfrac{\omega^2 r_\star^4}{r^3} \approx -\dfrac{MG}{r^2}, \\ \psi_{quasi} \Rightarrow \psi = -\dfrac{MG}{r} + \dfrac{\omega^2 r_\star^4}{2r^2} \approx -\dfrac{MG}{r}, \end{cases} \tag{2.5}$$

где $M = M_{body} + M_{gas}$; M_{body} – масса некоторого тела, в гравитационном поле которого исследуется поле закрученных газовых потоков; M_{gas} – масса газа закрученного потока.

Ниже будут приведены вычисления исключительно для случая локального квазигравитационного поля.

Для осесимметричного $(\partial_\varphi = 0)$ стационарного случая $(\partial_t = 0)$ вращения идеального газа метрику можно записать в виде [8]– [10]:

$$dS^2 = g_{00}c^2dt^2 + g_{11}dr^2 + g_{22}d\varphi^2 + g_{33}dz^2 + 2g_{02}d\varphi dt + 2g_{13}d\varphi dr + 2g_{01}drdt. \tag{2.6}$$

Во внутренней области закрученного потока имеет место закон вращения твердого тела $(\omega_0 = const)$, в связи с чем два последних перекрестных члена в (2.6) равны нулю. В случае слабой гравитации $g_{00} \approx g_{11} \approx g_{33} \approx 1$, $g_{22} \approx r^2$, $g_{02} \approx \omega r^2$.

Во внешней области закрученного потока $(r > r_\star)$, где угловое ускорение переменно $\left(\omega \sim 1/r^2\right)$, последние два перекрестных члена в метрике (2.6) остаются. Однако при сшивке метрик во внутренней и внешней областях должны быть равны соответствующие элементы метрического тензора $g_{ik}\left(\psi_\Sigma\right)$ по основным координатам (r, ψ, z) и их первые производные

$$g_{\mu v}^{r_\star-\varepsilon} = g_{\mu v}^{r_\star+\varepsilon},$$
$$g\prime_{\mu v}^{r_\star-\varepsilon} = g\prime_{\mu v}^{r_\star+\varepsilon}, \tag{2.7}$$

где $\varepsilon > 0$. В связи с этим два последних перекрестных члена во внешней области также равны нулю.

Таким образом, метрика для цилиндрически симметричного случая поля, индуцированного закрученными газовыми потоками, в изотропных координатах после обезразмеривания может быть записана следующим образом:

$$d\bar{S}^2 = -\left(1+\frac{2\psi}{c^2}\right)d\bar{t}^2 + \left(1-\frac{2\psi}{c^2}\right)\left(d\bar{r}^2+d\bar{z}^2\right)+$$
$$+\left(1-\frac{2\psi}{c^2}\right)\bar{r}^2d\varphi^2 + \frac{2\omega r_*}{c}\left(1+\frac{2\psi}{c^2}\right)\bar{r}^2 d\varphi d\bar{t}, \tag{2.8}$$

где $\bar{r} = \dfrac{r}{r_\star}$, $\overline{z} = \dfrac{z}{r_\star}$, $\overline{t} = t\dfrac{c}{r_\star}$, $\omega = \omega_0$ при $\overline{r} \le 1$, $\omega = \dfrac{\omega_0}{\overline{r}^2}$ при $\overline{r} > 1$. Потенциалы ψ во внутренней ($\bar{r} \le 1$) и внешней ($\bar{r} > 1$) областях определяются по соотношениям (1.1), (1.2), что соответствует на бесконечности вырождению метрического тензора $g_{\mu v}$ в Галилееву метрику плоского пространства-времени:

$$g_{\mu v} \to (-1,1,1,1) \qquad \text{при } r \to \infty. \tag{2.9}$$

Решение уравнений (2.1)–(2.6) разделим на две задачи: в первой задаче будем искать решение уравнений Энштейна для квазистатического случая, когда вращением гипотетической (“отрицательной”) массы можно пренебречь ($g_{02} = 0$) и считать ее сосредоточенной в области твердого вращения газа, а во второй задаче учтем перекрестный член g_{02}.

Для решения первой задачи оценим вклад перекрестного члена g_{02} в метрику (2.8). Из (2.4) находим, что $\dfrac{g_{02}}{g_{11}} \approx A \approx \dfrac{\omega r_\star}{c} \approx \dfrac{V_{gas}^{max}}{c} \ll 1$, то есть вкладом перекрестного члена $d\varphi dt$ в метрику в первом приближении можно пренебречь.

Подтверждением данного факта служат прямые вычисления элементов тензора Риччи для вращающейся идеальной жидкости по закону твердого тела [8]. Единственный ненулевой внедиагональный элемент тензора Риччи, обусловленный вращением для нашего случая, будет также существенно меньше диагональных членов R_i^i:

$$\frac{R_0^2}{R_i^i} \approx 20\frac{V_\varphi^{max}}{c} < 10^{-4} \ll 1. \tag{2.10}$$

В виду этого квазистатический подход к анализу слабых гравитационных полей (задача 1), обусловленных сверхзвуковыми закрученными потоками газа, корректен.

Вычисление элементов тензора Римана и тензора энергии импульса для квазигравитационного поля с потенциалами (1.1)–(1.2) для внутренней ($r \le r_\star$) и внешней ($r_\star < r < r_{\star\star}$) области цилиндра осуществлялось с помощью техники внешних дифференциальных форм [9]. Из уравнений Эйнштейна на основе вычисленных значений элементов тензора Риччи R_μ^v получаем в приближении $1/c^2$ значения элементов тензора Риччи $R_{\mu v}$ и плотности квазигравитационной массы ρ_{quasi}:

$$R_{tt} = R_{rr} = R_{\theta\theta} = R_{zz} = -4A^2,\ \rho_{quasi} = -\frac{\omega^2}{\pi G},\ 0 < \bar{r} < r_\star. \tag{2.11}$$

Давление ρ_{quasi}, как и следовало ожидать, в указанном приближении $1/c^2$ оказалось равным нулю $(p_{quasi} \ll \varepsilon_{quasi})\, p_{quasi} \cong 0$.

Свертка уравнений Эйнштейна для исследуемого поля после несложных преобразований имеет вид:

$$R_{quasi} = \frac{8\pi G T_i^i}{c^4} \cong -4A^2 = -Q_G y_1 \beta T^\star, \tag{2.12}$$

где $T^\star$– температура торможения газа; $y_1 = 4y$, $y = \dfrac{2k}{k+1}\dfrac{1}{\mu}$ – параметр, учитывающий физико-химические свойства закрученного потока газа, генерирующего поле; $Q_G = \dfrac{R_{gas}}{c^2} \cong 0,92503\,\cdot$

10^{-13}кг$\cdot$(Кмоль $\cdot$ K)$^{-1}$– константа поля, генерированного закрученными газовыми потоками, представляющая комплекс фундаментальных мировых констант; k – постоянная Пуассона; R_{gas}– универсальная газовая постоянная; μ – молекулярный вес газа; $\lambda_{\varphi}^{max} = \dfrac{\lambda_1}{\overline{r}_\star}$ – коэффициент максимальной окружной скорости в вихре $(r = r_\star)$, $\beta = \dfrac{\left(\lambda_{\varphi}^{max}\right)^2}{r_\star^2}$.

Левая часть уравнения состояния (2.12) содержит параметры квазигравитационного поля, а правая часть содержит кинематические и термодинамические параметры закрученного потока газа, генерирующего квазигравитационное поле.

Из уравнений (2.12) следует, что скалярная кривизна исследуемого поля прямо пропорциональна температуре торможения газа $T^\star$ закрученного потока.

Во внешней области $r_\star < r < r_{\star\star}$ для метрики (2.8) с потенциалом получаем следующие значения элементов тензора Риччи:

$$R_{tt} = R_{rr} = R_{\varphi\varphi} = R_{zz} \cong \frac{2A^2}{\overline{r}^4}. \tag{2.13}$$

Так как разложение в ряд выражений метрического тензора $g_{\mu\nu}$ во внешней области $(r > r_\star)$ реализуется по степеням $1/r$, то четвертая степень разложения $1/r^4$ дает хорошее приближение нуля.

$$R_{\mu\nu} \approx \frac{2A^2}{\overline{r}^4} \approx 0 \;\; (\mu = v)\,. \tag{2.14}$$

Таким образом, полученные результаты можно интерпретировать как подтверждение гипотезы об эквивалентной отрицательной массе, сосредоточенной в области $r \le r_\star$, а во внешней области $(r > r_\star)$ пространство пустое $(R_{\mu v} \approx 0)$.

Тензор энергии–импульса T_μ^ν во второй задаче будет отчичаться от тензора энергии–импульса первой задачи тем, что в нем будут присутствовать внедиагональные элементы, обусловленные вращением газа $(g_{02} \neq 0)$. Однако, после группировки членов метрика (2.8) принимает следующий вид:

$$d\overline{S}^2 = -\left(1 + 2A^2\right) d\overline{t}^2 + \left(1 - 2A^2 + A^2\overline{r}^2\right) \overline{r}^2 \left(d\varphi + \Omega d\overline{t}\right)^2 +$$
$$+ \left(1 - 2A^2 + A^2\overline{r}^2\right)\left(d\overline{z}^2 + d\overline{r}^2\right),$$

где

$$\Omega = A\frac{1 + 2A^2 - A^2\overline{r}^2}{1 - 2A^2 + A^2\overline{r}^2} \cong A\left(1 + 4A^2 - 2A^2\overline{r}^2\right),\; d\chi = d\varphi + \Omega d\overline{t},\; A = \frac{\omega_0 r_\star}{c},$$

и решение задачи 2 сводится к решению задачи 1, но в пространстве переменных $\left(\overline{t}, \overline{r}, \chi, \overline{z}\right)$, для которых мы в дальнейшем используем унифицированные обозначения $\left(\hat{t}, \hat{r}, \hat{\chi}, \hat{z}\right)$. Тензор энергии–импульса в новом базисе$\left(\hat{t}, \hat{r}, \hat{\chi}, \hat{z}\right)$ будет иметь также диагональный вид (2.2). Решение второй задачи $(g_{02} \neq 0)$ по вычислению элементов тензора Римана и тензора энергии–импульса для квазигравитационного поля с потенциалами (1.1), (1.2) для внешней $(r_\star < r < r_{\star\star})$ и внутренней $(r \le r_\star)$ области цилиндра осуществлялось также с помощью техники внешних дифференциальных форм [9]. Компоненты тензора Риччи и плотность энергии имеют вид:

$$R_{\hat{t}\hat{t}} = 0,\; R_{\hat{\chi}\hat{\chi}} = -3A^2,\; R_{\hat{r}\hat{r}} = -3A^2,\; R_{\hat{z}\hat{z}} = -2A^2,\; \rho_{quasi} = -\frac{\omega_0^2}{2\pi G}. \tag{2.15}$$

Как следует из (2.15) плотность энергии квазигравитационного поля, также как и в задаче 1, пропорциональна квадрату угловой скорости, что согласуется с выводом работы [11], о том, что плотность энергии вакуумного поля тем выше, чем выше скорость вращения газа.

Во внешней области $r_\star < r < r_{\star\star}$ для метрики (2.8) с потенциалом (1.2) получаем следующие значения элементов тензора Риччи.

$$R_{\hat{t}\hat{t}} = \frac{4A^2}{\overline{r}^4},\; R_{\hat{\chi}\hat{\chi}} = \frac{3A^2}{\overline{r}^4},\; R_{\hat{r}\hat{r}} = -\frac{A^2}{\overline{r}^4},\; R_{\hat{z}\hat{z}} = \frac{2A^2}{\overline{r}^4},\; R = g^{\mu\nu}R_{\mu\nu} = 0. \tag{2.16}$$

Так как разложение в ряд выражений метрического тензора $g_{\mu v}$ во внешней области реализуется по степеням $1/r$, то четвертая степень разложения $1/r^4$ дает хорошее приближение нуля.

$$R_{\mu\nu} \approx \frac{const}{r^4} \approx 0 \ (\mu = \nu)\,. \tag{2.17}$$

Для определения значения давления квазигравитационного поля используется уравнение гравитационного равновесия, являющегося следствием закона сохранения энергии $\left(T^v_{\mu,v} = 0\right)$:

$$\frac{\partial p_{quasi}}{\partial r} + \rho_{quasi}\psi\prime_{quasi} = 0. \tag{2.18}$$

Выражение для давления локального поля закрученных газовых потоков p_{quasi} имеет вид:

$$p_{quasi} = \frac{\omega_0^4 r_\star^2}{4\pi G}\left(1 - \overline{r}^2\right). \tag{2.19}$$

Уравнение состояния квазигравитационного поля имеет следующий вид:

$$\frac{p_{eq}}{\varepsilon_{eq}} = -\frac{\omega_0^2 r_\star^2}{4c^2}\left(1 - \overline{r}^2\right) \tag{2.20}$$

или

$$\frac{p_{eq}}{\varepsilon_{eq}} = -\frac{\pi^2 \nu^2 r_\star^2}{c^2}\left(1 - \bar{r}^2\right). \tag{2.21}$$

Уравнения (2.20) и (2.21) можно назвать оптической формой или «эйконал-формой» $\left(\omega_0/c^2\right)$ уравнения состояния исследуемого локального поля.

Выразив угловую скорость вращения ω через термодинамические и кинематические параметры закрученного потока газа, получим другую форму уравнения состояния:

$$\frac{p_{quasi}}{\varepsilon_{quasi}} = -Q_{_G} y_1 \Theta^\star\left(1 - \overline{r}^2\right), \tag{2.22}$$

где $\Theta^\star = \left(\lambda_\varphi^{max}\right)^2 T^\star$ – величина, включающая термодинамические $(p^\star, T^\star)$ и кинематические параметры газа.

Уравнение (2.22) представляет собой газодинамическую форму уравнения состояния для квазигравитационного поля (задача 2).

Левая часть уравнения состояния (2.22) содержит параметры квазигравитационного поля, а правая часть содержит кинематические и термодинамические параметры закрученного потока газа.

Полученный результат соответствует теореме (Ehlers, 1962) [12], согласно которой каждому статическому вакуумному решению можно сопоставить твердотельное вращающееся стационарное решение для пыли. Отличие заключается в том, что давление в нашем случае ненулевое и уравнение состояния имеет более сложный вид, чем для известных вакуумных решений [12].

Кроме того, качественным отличием уравнений состояния (2.19), (2.20) от известных релятивистских и ультрарелятивистских [12] является тот факт, что $0 < p_{eq} \ll \varepsilon_{eq}$, и его можно идентифицировать как «инфрарелятивистский» случай.

Таким образом, получено новое приближенное решение уравнений Эйнштейна для вращающихся газообразных сред с ненулевым давлением и переменной угловой скоростью. Оно относится по классификации Петрова к I типу $\left(I\left(M^{-1}\right)\right)$ [13] и в соответствии с теоремой (Ehlers, 1962) [11] может быть сопоставимо со статическими вакуумными решениями уравнения Эйнштейна.

Заключение

1. В работе, опираясь на теоретические и опытные данные, показано, что имеется класс неинерциальных систем отсчета, удовлетворяющих принципу эквивалентности в большем, чем известные неинерциальные системы – это сильнозакрученные газовые потоки.

Показано, что потенциал и напряженность поля, моделированного сильнозакрученными потоками газа, ведут себя качественно подобным образом, что и в естественных гравитационных полях – они вырождаются на бесконечности в плоское Галилеево пространство $(g_{\mu\nu} \to 1)$, но убывают быстрее, чем естественные гравитационные поля соответственно: $\left(\psi_{quasi} \sim 1/r^2,\ g \sim 1/r^3\right)$ и $\left(\psi \sim 1/r,\ g \sim 1/r^2\right)$.

Потенциал и давление поля, индуцированного закрученным газовым потоком, имеют положительный знак, то есть противоположный естественному гравитационному полю.

2. Как показал анализ, при определенных режимных и геометрических параметрах в специальных вихревых устройствах центробежное ускорение, а значит напряженность g_{quasi}, могут достигать гигантских величин $g_{quasi} \approx 10^8 \div 10^9 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$. Парадоксальным является тот факт, что максимальные значения окружной составляющей скорости $\left(V_\varphi^{max} \sim 10^4 \frac{\text{м}}{\text{с}}\right)$ намного порядков меньше скорости света с $\left(V_\varphi^{max} \ll c\right)$, а соответствующая скалярная кривизна локального пространства, генерируемого сильнозакрученным потоком газа, будут существенной. Показано, что скалярная кривизна квазигравитационного поля прямо пропорциональна абсолютной температуре газа: $R_{quasi} \sim T^\star$.

3. Получено приближенное решение уравнений Эйнштейна для стационарных цилиндрически симметричных закрученных потоков идеального газа с переменной угловой скоростью и ненулевым давлением, относящееся по классификации Петрова к типу I и удовлетворяющее теореме Келли [12].

4. Уравнение состояния квазигравитационного поля (2.19), (2.21) накладывает отрицательную связь между давлением p_{quasi} и плотностью энергии ε_{quasi}, как и в случае вакуумных решений уравнения Эйнштейна, но связь между указанными параметрами квазигравитационного поля имеет более сложный вид, чем в известных вакуумных решениях.

5. Свертка уравнений Эйнштейна для квазигравитационного поля выделила новую константу: комплекс универсальной газовой постоянной и скорости света ($\Theta_G = R/c^2 \approx 0,9250539 \cdot 10^{-13}$кг $\cdot$ $(\text{Кмоль} \cdot \text{К})^{-1}$).

Анализ показал, что квазигравитационных полей без естественных гравитационных полей не существует, они локальны и при достаточном удалении $(r \gg r_\star)$ вырождаются в естественные гравитационные поля.

Квазигравитационные поля могут иметь искусственную и естественную природу. Искусственные квазигравитационные поля, как правило, мелкомасштабные образования – это поля, созданные сильнозакрученными газовыми и плазменными потоками в вихревых и смерчевых установках. Масштаб естественных квазигравитационных полей может варьироваться в широких пределах. Природные смерчи – это среднемасштабные квазигравитационные образования $\left(1 \div 10^3\text{м}\right)$, а потоки закрученного газообразного вещества в аккретационных дисках черных дыр, потоки газообразного вещества в окрестности ядер галактики [14] имеют астрономический масштаб.

Перспективы дальнейших исследований для квазигравитационных полей в первую очередь связаны с их экспериментальным моделированием.

Как показывают расчеты, при прохождении квазигравитационного поля, генерируемого закрученным потоком высокотемпературной плазмы, относительное изменение частоты излучения фотона может достигать следующих величин:

$$\frac{\triangle\nu}{\nu} = \frac{\int\limits_0^{r_\star+\varepsilon} g_{quasi} dr}{c^2} \approx 10^{-10} \div 10^{-11}. \tag{2.23}$$

При этом фотон должен «посинеть», так как потенциал квазигравитационного поля, в отличие от естественного квазигравитационного поля, положителен.

Еще в 1960 г. Р.В. Паунд и Г.А. Ребка [15] реализовали прямой эксперимент по проверке теории относительности: было замерено относительное изменение частоты фотонов в поле тяготения земли $(h = 21\text{м})$.

$$\frac{\triangle\nu}{\nu} = \frac{gh}{c^2} \approx 10^{-15}. \tag{2.24}$$

Современные оптические и квантовые методы позволяют осуществить проверку предсказываемых величин изменения энергии фотонов при прохождении их через квазигравитационное поле.

Перспективными направлениями дальнейших исследований являются теоретические и экспериментальные исследования сильных квазигравитационных полей, реализующихся, например, в синхротронах, где скорости вращения электронов могут достигать скоростей $V_\varphi \approx 0,95c$ [16]. В этом случае потенциал ψ_{quasi} и напряженность g_{quasi} квазигравитационного поля определяются по следующим выражениям и могут достигать гигантских величин:

$$\begin{cases} \varphi_{quasi} = \dfrac{B^2R^2}{2}\left(\dfrac{e}{m_e}\right)^2 \approx \dfrac{10^7}{2} \approx \dfrac{1}{2}10^{17}\dfrac{\text{м}^2}{\text{с}^2}, \\ g_{quasi} = B^2R\left(\dfrac{e}{m_e}\right)^2 \approx \dfrac{10^{17}}{0.1} \approx 10^{18}\dfrac{\text{м}}{\text{с}^2}, \end{cases} \quad (2.25)$$

.

где e и m_e – заряд электрона и его масса соответственно, B – магнитная индукция, R – радиус канала синхротрона. Относительное изменение частоты фотонов достигает величины $\dfrac{\triangle\nu}{\nu} \sim 1$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Einstein A., Die Feldgleichungen der Gravitation, Preuss. Akad. Wiss. Sitz., 1915, Pt. 2, S. 844 [JF 45, 1120].
2. Ландау Л.Д. Теория поля, М.: Наука, 1973. 427 с.
3. Гупта А., Лилли Д., Сайред Н. Закрученные потоки, М.: Мир, 1987.
4. Гольдштик М.А. Вихревые течения, Новосибирск: Наука, 1983, 387 с.
5. Меркулов А.П. Вихревой эффект и его применение в технике, М.: Машиностроение, 1969, 183 с.
6. Волов В.Т. Термодинамика и теплообмен сильно закрученных потоков // Харьков: ХАИ, 1992, 236 с.
7. Волов В.Т. Метод расчета вихревого диффузорного устройства // ИФЖ, Т. X. IV. № 1, 1983, С. 35–42.
8. Davidson W., A Petrov type I cylindrically symmetric solution for perfect fluid in steady rigid body rotation // Class. Quantum Grav. Vol. 13., 1996, P. 283–287.
9. Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж. Гравитация, Т.1,2, М: Мир, 1977.
10. Чандрасекар С. Математическая теория черных дыр, в 2-х частях, М.: Мир, 1986, часть 1, часть 2.
11. Farup & Qyvind Grqp. Vacuum Energy and Inertial Dragging // General Relativity and Gravitation, Vol. 28, No. 4, 1996 P. 441–449.
12. Точные решения уравнений Эйнштейна, под ред. Э. Шмутцера, М.: Энергоиздат, 1982.
13. Volov V.T. Gas Dynamic Theory of Local Quasigravity, arXiv: 1205.2473.
14. Зельдович Я.Б., Новиков И.Д. Строение и эволюция Вселенной, М.: Наука, 1975.
15. Pound P.V., Rebka Jr. G.A. Apparent weight of photons // Physical Review Letters, v. 4, № 7, April 1, 1960, P. 337–341.
16. Theiss A.I., Mahaffey R.A., Trivelpilce A.W. Rigid-rotor equilibria of nonneutral plasmas // Phys. Rev. Lett. 35, 1975, P. 1436–1438.

Поступила в редакцию 10.12.2012

Волов Вячеслав Теодорович, д. ф.-м. н., профессор, кафедра «Физика и ЭТ», Самарский государственный университет путей сообщения, 443066, г. Самара, 1-й Безымянный пер., 18.
E-mail: vtvolov@mail.ru

V. T. Volov

Quasigravitational fields modelling on the super sound swirling gas and plasma flows basis.

Keywords: quasigravitational fields, the metric tensor, the Renkin potencial, the energy-momentum tensor, the equation of condition, tensor of Riman, the absolute gas temperature.

PACS: 04.20.Cv, 04.90.+e, 51.90.+r

A new solution of the Einstein's equations for the cylindrical symmetric swirling ideal gas with variable angular velocity and nonzero pressuare, which is concerned to I type of the Petrov's classification has received. The scalar curvature of this space time is negative and the one is proportional to absolute gas temperature. The equation of condition has more sophisticated view than well-known equations of condition of the vacuume theory. In this article we discuss experimental researches of the quasigravitational fields.

REFERENCES

1. Einstein A., *Die Feldgleichungen der Gravitation*, Preuss. Akad. Wiss. Sitz., 1915, Pt. 2, S. 844 [JF 45, 1120].
2. Landau L.D. *Teoriya polya* (Theory of the field), M.: Nauka, 1973, 427 p.
3. Gupta A.K., Lilley D.G., Syred N. *Swirl flows*. Tunbridge Wells, UK: Abacus Press, 1984. Translated under the title *Zakruchennye potoki*, M.: Mir, 1987.
4. Goldshtik M.A. *Vihrevye techeniya* (The vortex flow), Novosibirsk, 1983, 387 p.
5. Merkulov A.P. *Vihrevoy effekt i ego primenenie v tehnike* (The vortex effect and its application in technics), M.: Machinostroenie, 1969, 183 p.
6. Volov V.T. *Termodinamika i teploobmen silno zakruchennyh potokov* (Thermodynamics and heat-exchange in the strong rotating flows), Kharcov, KAI, 1992, 236 p.
7. Volov V.T. The method of the vortex diffusor equipment calculating, *IFG*, 1983, Vol. XIV №1, pp. 35–42.
8. Davidson W., A Petrov type I cylindrically symmetric solution for perfect fluid in steady rigid body rotation, *Class. Quantum Grav.*, Vol. 13., 1996, pp. 283–287.
9. Misner C.W., Thorne K.S., Wheeler J.A. *Gravitation*, Freeman, San Francisco, 1973. Translated under the title *Gravitaciya*, T.1, 2. M: Mir, 1977.
10. Chandrasekhar S. *The Mathematical Theory of Black Holes*, Oxford University Press, 1983, 667 p. Translated under the title *Matematicheskaya teoriya chernyh dyr*, M.: Mir, 1986, Part 1, Part 2.
11. Farup & Qyvind Grqp. Vacuum Energy and Inertial Dragging. *General Relativity and Gravitation*, Vol. 28, No. 4, 1996, pp. 441–449.
12. Kramer D., Stephani H., MacCallum M., Herlt E., Ed. Schmutzer E., *Exact solutions of the Einstein field equations*, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1980.
13. Volov V.T. *Gas Dynamic Theory of Local Quasigravity*, arXiv: 1205.2473.
14. Zeldovich Ya.B., Novikov I.D. *Stroenie i evoluciya Vselennoi* (Structure and evolution of the Universe), M: Nauka, 1975.
15. Pound P.V., Rebka Jr. G.A. Apparent weight of photons, *Physical Review Letters*, v. 4, № 7, April 1, 1960, pp. 337–341.
16. Theiss A.I., Mahaffey R.A., Trivelpilce A.W. Rigid-rotor equilibria of nonneutral plasmas, *Phys. Rev. Lett.* 35, 1975, pp. 1436–1438.

Received 10.12.2012

Volov Vyacheslav Theodorovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Physical Department, Samara State Transport University, Pervi Bezimyanni pereulok, 18, Samara, 443066, Russia
E-mail: vtvolov@mail.ru