Уравнение Навье-Стокса описывает свойства микрочастиц и макротел

Якубовский Е.Г.

e-mail yakubovski@rambler.ru

Докажем, что вакуум обладает мнимой кинематической вязкостью, входящей в уравнение Шредингера и Навье-Стокса. Это свойство вакуума должно быть объяснено. Это говорит о наличии частиц вакуума, образующих данную среду - вакуум. Свойства этой среды описаны в [2], [3]. Также уравнения Навье-Стокса описывает макротела с другой кинематической вязкостью. Осуществлена попытка на основе свойств частиц вакуума описать как движение элементарных частиц, так и макротел. Это позволит описать свойства элементарных частиц, образование макротел и тел большой массы. Все они описываются определенным количеством частиц вакуума, для каждого тела и частиц своим. Пространство рассматривается как комплексное, где мнимая часть соответствует среднеквадратичному отклонению, а действительная часть среднему значению. Усовершенствован новый метод турбулентного комплексного решения уравнения Навье-Стокса с помощью ламинарного решения, которое получено для произвольного тела, находящегося в потоке.

Докажем что уравнение Шредингера описывает среду с кинематической вязкостью $\nu = \frac{i\hbar}{2m}$. Для чего запишем уравнение Шредингера и преобразуем его воспользовавшись тождеством $\frac{\partial^2\psi}{\partial x_l^2} = \psi[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2}(\frac{\partial\psi}{\partial x_l})^2]$

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2\psi}{\partial x_l^2} + U\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\psi\sum_{l=1}^{3}[\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2} + \frac{1}{\psi^2}(\frac{\partial\psi}{\partial x_l})^2] + U\psi .$$

Разделив на массу $m\psi$, получим уравнение

$$i\frac{\hbar}{m}\frac{\partial \ln\psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{2m^2}\sum_{l=1}^{3}\left(\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}\right)^2=-\frac{\hbar^2}{2m^2}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2 \ln\psi}{\partial x_l^2}+U/m.$$

Получим уравнение в частных производных, взяв градиент от обеих частей уравнения, введем действительную скорость по формуле $\mathbf{V}=-i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi$.

$$\frac{\partial i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{m^2}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial \ln\psi}{\partial x_l}\frac{\partial\nabla\ln\psi}{\partial x_l}=\frac{i\hbar}{2m}\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2 i\frac{\hbar}{m}\nabla\ln\psi}{\partial x_l^2}+\nabla U/m$$

Подставляя значение скорости в преобразованное уравнение Шредингера, получим

$$\frac{\partial V_p}{\partial t}+\sum_{l=1}^{3}V_l\frac{\partial V_p}{\partial x_l}=\nu\sum_{l=1}^{3}\frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2}-\frac{\partial U}{\partial x^p}/m,\nu=\frac{i\hbar}{2m}.$$

Получим трехмерное уравнение Навье – Стокса с давлением, соответствующим потенциалу. Но задача гидродинамики отличается от уравнения Навье – Стокса, полученного из уравнения Шредингера, уравнением неразрывности.

Подставим вместо потенциала энергию частиц вакуума. Формула для потенциала мультипольного момента имеет вид

$$U_k=-\sum_{p=1}^{m/m_\gamma}\frac{e^2 l_\gamma^k}{|R_0-R_{0\gamma p}|^{k+1}}\sqrt{P_k(\cos\chi_1)P_k(\cos\chi_2)}=-\frac{e^2 l_\gamma^k}{|R_0-R_{0\gamma}|^{k+1}}\sqrt{P_k(\cos\chi_1)P_k(\cos\chi_2)}\frac{m}{m_\gamma}$$

Где используются сферические функции. В случае если используется масса элементарной частицы при вычислении количества членов, то градиент потенциала равен нулю и определится масса элементарных частиц см. [4]. Изменяющаяся величина $R_{0\gamma}$ описывает среднюю скорость частиц вакуума, образующих частицы. В случае макротел является переменной задаваемой величиной или определяемой из уравнений движения Ньютона в случае макротел. Причем справедлива формула $\frac{l_{\text{ж}}^k}{m_{\text{ж}}} = \frac{c^2 r_\gamma^{k+1}}{e^2}$ см. [2],[3]. Откуда имеем

$$U_k = -\frac{mc^2 r_\gamma^{k+1}}{|R_0 - R_{0\gamma}|^{k+1}} \sqrt{P_k(\cos\chi_1) P_k(\cos\chi_2)}.$$

Где величина $r_\gamma^{k+1} = r^k r_{Pl}; r = \frac{137^k e^2}{mc^2} + \frac{Gm}{c^2}, k = 0,...,2; r_{Pl} = \frac{\sqrt{137} e^2}{m_{pl} c^2}, e = m_{Pl}\sqrt{G/137}$, G гравитационная постоянная. Тогда уравнение Навье-Стокса запишется в виде

$$\frac{\partial V_p}{\partial t} + \sum_{l=1}^{3} V_l \frac{\partial V_p}{\partial x_l} = \nu \sum_{l=1}^{3} \frac{\partial^2 V_p}{\partial x_l^2} - \frac{\partial \sum_{\gamma=1}^{N} c^2 r_\gamma^{k+1} \sqrt{P_k(\cos\chi_1) P_k(\cos\chi_2)} / |R_0 - R_{0\gamma}|^{k+1}}{\partial x^p}$$

$$\frac{\partial R_p}{\partial \tau} + \sum_{l=1}^{3} R_l \frac{\partial R_p}{\partial y_l} = \sum_{l=1}^{3} 2R_{cr} \frac{\partial^2 R_p}{\partial y_l^2} - R_{cr} \frac{\partial \sum_{\gamma=1}^{N} r_\gamma^{k+1} \sqrt{P_k(\cos\chi_1) P_k(\cos\chi_2)} / |R_0 - R_{0\gamma}|^{k+1}}{\partial y^p}.$$

$$y_l = x_l / 2R_{cr} a, R = Va/\nu, \tau = t\nu / 2R_{cr} a^2, R_{cr} = \frac{ac}{\nu} = 2300$$

Причем возможен вариант уравнения Навье-Стокса с фазовой скоростью звука и с фазовой скоростью света. Ширина фронта волны при этом разная.

Для получения безразмерного вида уравнения Навье-Стокса его умножили на величину $a^3 / 2R_{cr}\nu^2$. Оно описывает движение как микрочастиц, как обобщение уравнения Шредингера, так и тел большой массы, как обобщение уравнения Навье-Стокса. Описываются скорости среды, как в случае уравнения Навье-Стокса, так и в случае уравнения Шредингера. Вакуум не пустое пространство, а имеет мнимую кинематическую вязкость $\nu = \frac{i\hbar}{2m}$, описывающую разреженный газ, с малой плотностью. Свойства этого разреженного газа описаны в [2], и уточнены в [3].

При этом радиус электрона $r = \frac{e^2}{mc^2} = \frac{\hbar}{137mc} = \lambda/137$, дополняется гравитационным радиусом, откуда получаем по формуле

$$137k = \frac{1}{\frac{\hbar}{137mc} + \frac{Gm}{c^2}} = \frac{1}{\frac{\hbar}{137mc} + \frac{\hbar m}{cm_{Pl}^2}} = \frac{137mc}{\hbar_{eff}}.$$

Откуда имеем формулу для эффективного значения постоянной Планка

$$\hbar_{eff} = \hbar + \frac{137Gm^2}{c} = \begin{cases} \frac{137Gm^2}{c} = \frac{137\hbar m^2}{m_{Pl}^2}, m >> m_{Pl}/\sqrt{137} \\ \hbar, m << m_{Pl}/\sqrt{137} \end{cases}.$$

Вязкость при этом получается мнимая плюс классическая вязкость макротел.

При этом квантовая механика для макротел начинается с предела $m >> m_{Pl}/\sqrt{137}$, причем когда мнимая часть вязкости становится по модулю больше классической части. но квантовая механика для тел большой массы имеет свою особенность. Вместо скорости света надо использовать скорость звука.

Радиус Земли без учета атмосферы равен 6.38×10^3км. Но фазовая скорость звука во внутренних слоях Земли $c_s = 7.85 km/s$, с вычисленным радиусом Земли $\frac{Gm}{c_s^2} = 6.58 \times 10^3$км, получается что радиус Земли равен ее гравитационному радиусу с фазовой скоростью звука. Возможно, гравитационный радиус небесных тел со средней фазовой скоростью звука совпадает с их размером. Для черных дыр оно выполняется со скоростью света в вакууме. Для солнца скорость звуковой волны должна равняться $c_s = \sqrt{\frac{GM_s}{r_s}} = 437$км/сек. Тогда отношение температур Солнца и Земли должна равняться $(c_s / c_e)^2 = 3099$. Отношение температур Солнца и Земли $T_s / T_e = 15 \cdot 10^6 / 5000 = 3000$. Имеется совпадение по порядку величины.

Предлагается следующая формула для средней фазовой скорости звука в среде

$$c_s^2 \frac{\rho_\gamma V_s}{M_s} = \sum_{i=1}^{N} \int_{V_s} \int_{V} \frac{G m_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \frac{\rho_\gamma}{\rho_k} d^3 x d^3 x_i.$$

Выполняется закон сохранения энергии для гравитонов

$$c_s^2 \frac{\rho_\gamma V_s}{M_s} - \sum_{i=1}^{N} \int_{V_s} \int_{V} \frac{G m_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} \frac{\rho_\gamma}{\rho_k} d^3 x d^3 x_i = 0, \rho_\gamma = 10^{-29} g / cm^3.$$

Эта формула определяет среднюю скорость звука для объема планеты или ее атмосферы. Так скорость звука, определяемая по температуре, и в атмосфере Земли не однородна, как и ее плотность. Средняя скорость звука соответствует температуре 270 градусов Кельвина и равна 324м/сек. Плотность при этом равна 0.000165г/см^3. Плотность Солнца 1.414г/см^3, плотность Земли 5.514г/см^3. При определении собственной средней скорости звука внутри Земли или Солнца плотность сокращается и формулы приобретают простой вид.

При малом перепаде давления $\Delta p = \rho c \Delta u, \rho = 10^{-29} g / cm^3$. Вакуум это не пустое пространство, он имеет мнимую кинематическую вязкость $\nu = i \frac{\hbar}{2m}$, что следует из эквивалентности уравнения Шредингера уравнению Навье-Стокса см. [1]. Эту кинематическую вязкость обеспечивает разреженный газ из частиц вакуума. Зная кинематическую вязкость вакуума и его плотность удалось вычислить свойства частиц вакуума, их массу и размер. Они образуют мультиполи с комплексной массой, описывающей темную энергию и темную материю [3]. Так что звуковые или гравитационные волны распространяются в вакууме, имея малый перепад давления.

Скорость материи имеет конечный предел, в гидродинамике это критическое число Рейнольдса и решение в одномерном случае сводится к формуле

$$R = R_{cr} - \sqrt{R_{cr}^2 - T\alpha} = \frac{T\alpha}{2R_{cr}} = \frac{\alpha \sum_{\gamma=1}^{N} r_\gamma^{k+1} \sqrt{P_k(\cos\chi_1) P_k(\cos\chi_2)} / |\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}_{0\gamma}|^{k+1}}{2}.$$

Где величина T это безразмерное давление или потенциал в случае уравнения Шредингера. Где ламинарный режим описывается внешним воздействием $\frac{\partial \sum_{\gamma=1}^{N} r_\gamma^{k+1} \sqrt{P_k(\cos\chi_1) P_k(\cos\chi_2)} / |\mathbf{R}_0 - \mathbf{R}_{0\gamma}|^{k+1} / 2}{\partial y_p} = h_p$ и линейная часть стационарного решения уравнения Навье-Стокса описывается уравнением

$$\sum_{k=1}^{3} \frac{\partial^2 R_p}{\partial y_k^2} = \frac{\partial T}{\partial y_p}$$

Решением этой задачи служит функция

$$\begin{gathered} R_s(y_1, y_2, y_3) = -\int_V \frac{1}{4\pi |\mathbf{y} - \mathbf{z}|} \frac{\partial T}{\partial z_s} dz_1 dz_2 dz_3 + \\ + \int_{S(R)} \left(\frac{1}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|} \frac{\partial R_s}{\partial n} - R_s \frac{\partial}{\partial} \frac{1}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|}\right) dS \end{gathered}.$$

Где число Рейнольдса на поверхности тела равно константе. Строим решение уравнения неразрывности при внешнем воздействии, где величина r_s отклик на внешнее воздействие

$$\begin{gathered} \sum_{s=1}^{3} \left\{\frac{\partial R_s - r_s}{\partial y^s} - \int_{S(R)} \left(\frac{y_s - z_s}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|^2} \frac{\partial (R_s - r_s)}{\partial n} - (R_s - r_s) \frac{\partial}{\partial} \frac{y_s - z_s}{|\mathbf{y} - \mathbf{z}|^2}\right) dS\right\} = \\ = \sum_{s=1}^{3} \int_V \frac{y_s - z_s}{4\pi |\mathbf{y} - \mathbf{z}|^2} \left(\frac{\partial T}{\partial z_s} - h_s\right) dz_1 dz_2 dz_3 = 0 \end{gathered}$$

Выбираем отклик и ламинарное решение для выполнения условия (1). Тогда выполняется

$$\sum_{s=1}^{3}\int\limits_{S(R)}\left(\frac{y_s-z_s}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}\frac{\partial(R_s-r_s)}{\partial n}-(R_s-r_s)\frac{\partial}{\partial}\frac{y_s-z_s}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}\right)dS=0.$$

Это уравнение в не вырожденном случае имеет одно решение $R_s = r_s$, причем справедливо уравнение неразрывности для отклика и ламинарного решения $\sum_{s=1}^{3}\frac{\partial R_s}{\partial y^s}=0, \sum_{s=1}^{3}\frac{\partial r_s}{\partial y^s}=0$. Отклик и ламинарное решение оказываются совпадающими на поверхностях тел и отличаются вне поверхности тел. Откуда получаем уравнение по определению давления в потоке

$$\sum_{s=1}^{3}\int\limits_{V}\frac{y_s-z_s}{4\pi|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}\frac{\partial T}{\partial z_s}dz_1dz_2dz_3=\sum_{s=1}^{3}\int\limits_{V}\frac{y_s-z_s}{4\pi|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}h_s dz_1dz_2dz_3. \qquad (1)$$

Давление ищем в виде $T=\sum_{n=0}^{N}a_n\varphi_n(z_1,z_2,z_3)$. Подставляем его в подынтегральное выражение, умножаем на величину $\varphi_m(y_1,y_2,y_3)$, и интегрируем по пространству, получаем систему линейных уравнений

$$b_m=\sum_n A_{mn}a_n.$$

Где имеем значения коэффициентов

$$A_{mn}=\sum_{s=1}^{3}\int\limits_{V}\int\limits_{V}\varphi_m(y_1,y_2,y_3)\frac{y_s-z_s}{4\pi|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}\frac{\partial\varphi_n(z_1,z_2,z_3)}{\partial z_s}dz_1dz_2dz_3dy_1dy_2dy_3$$

$$b_m=\sum_{s=1}^{3}\int\limits_{V}\int\limits_{V}\varphi_m(y_1,y_2,y_3)\frac{y_s-z_s}{4\pi|\mathbf{y}-\mathbf{z}|^2}h_s(z_1,z_2,z_3)dz_1dz_2dz_3dy_1dy_2dy_3$$

Зная перепад давления из уравнения

$$\begin{gathered}R_s(y_1,y_2,y_3)=-\int\limits_{V}\frac{1}{4\pi|\mathbf{y}-\mathbf{z}|}\frac{\partial T}{\partial z_s}dz_1dz_2dz_3+\\+\int\limits_{S(R)}\left(\frac{1}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|}\frac{\partial R_s}{\partial n}-R_s\frac{\partial}{\partial}\frac{1}{|\mathbf{y}-\mathbf{z}|}\right)dS\end{gathered}.$$

Определяем методом итераций или из решения линейного уравнения число Рейнольдса потока и производную по нормали от числа Рейнольдса потока. Скорость тела считаем известной.

Решение уравнения Навье-Стокса ищется в виде, где величина ламинарного решения на поверхностях тел является константой

$$\Re_p(t, \mathbf{R}_0) = \alpha_p(t) R_p(\mathbf{R}_0)$$

Подставляется в уравнение Навье-Стокса, усредняется по пространству и остается нелинейное дифференциальное уравнение относительно времени, в котором определяются координаты положения равновесия α_p. Счетное количество решений получается, если перед усреднением умножить уравнение на величину $R_p^n(\mathbf{R}_0), n = 0, ..., N, ...$. В результате получится ламинарное действительное, или комплексное турбулентное решение уравнения Навье-Стокса.

При условии начала комплексного турбулентного режима, число Рейнольдса потока равно критическому. После перехода в комплексную плоскость вклад мнимой части в действительное решение равен

$$R = R_{cr} + i\sqrt{T\gamma - R_{cr}^2}\,\beta .$$

Где величина β определяется средним модулем тангенса наклона макро-шероховатости, который определяется по сложной формуле и зависит от числа Рейнольдса или перепада давления. Микро-шероховатости (атомные) определяют критическое число Рейнольдса. Ламинарный режим имеет максимальное число Рейнольдса, равное критическому. Турбулентный режим пределов не имеет. При скорости, приближающейся к скорости света определение числа Рейнольдса меняется, и оно описывается четырехмерной скоростью.

Комплексное решение имеет вид

$$R_a = R_{cr} + i\sqrt{T/8 - R_{cr}^2}\,\beta$$
$$R_a = R_{cr} + \sqrt{T/8 - R_{cr}^2}\,\beta$$

При этом коэффициент сопротивления в турбулентном режиме по условию непрерывности в критической точке перехода из ламинарного в турбулентный режим течения имеет вид

$$\lambda = \frac{64\sqrt{T\gamma}}{R_{cr}R_a} = \frac{64}{R_a}\sqrt{1+(R_a-R_{cr})^2/\beta^2R_{cr}^2};\gamma = 1/8$$

$$\alpha = \exp[-4|\sqrt{R}-\sqrt{R_{cr}}|\sqrt{k/(lR_{cr})}]$$

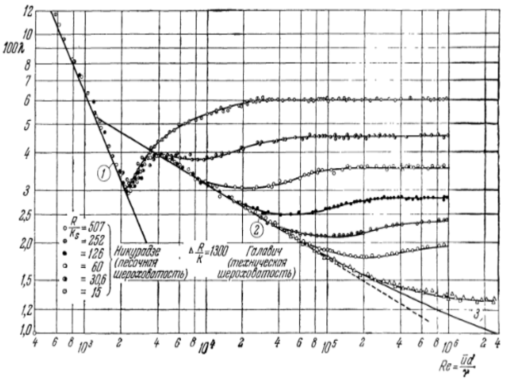
$$\gamma = (1+\frac{l}{R_{cr}k})\alpha - \alpha^2\frac{l}{R_{cr}k} \quad .$$

$$x^{3/4} - (\frac{1}{R_{cr}})^{3/8}x^{3/8}\gamma\sqrt{8} - (1-\gamma)8(\frac{l}{R_{cr}k})^{3/4} = 0$$

Из этого квадратного уравнения определим x

$$\beta = x^{3/8} = (\frac{1}{R_{cr}})^{3/8}\gamma\sqrt{2} + \sqrt{(\frac{1}{R_{cr}})^{3/4}\gamma^2 2 + (1-\gamma)8(\frac{l}{R_{cr}k})^{3/4}}$$

Приведем экспериментальные и теоретические графики, рассчитанные по этой формуле



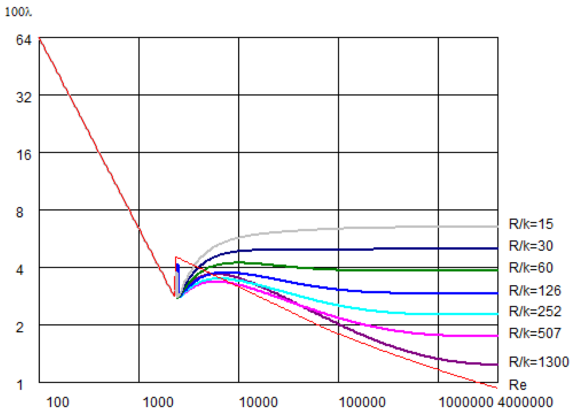


Рис.1

Выводы

Доказано, что вакуум обладает мнимой кинематической вязкостью. Каковы следствия из этого доказательства? Значит, вакуум образует жидкую среду. Так как плотность его мала, он образует разреженный газ. Свойства этого газа изучены в [1],[2]. В [1] описаны последние достижения, полученные с помощью частиц вакуума, в том числе в квантовой механике и исправлены недочеты статьи [2]. В [2] описаны общие свойства частиц вакуума, образовывать гравитационное, электромагнитное поле и уравнения квантовой механики. Приведен алгоритм по вычислению скорости среды, описываемой уравнением Навье-Стокса и решения уравнения Шредингера, которые тоже описывают свойства скорости среды – частиц вакуума.

Литература

1. *Якубовский Е.Г.* Обобщение уравнений квантовой механики на величины 20 порядков меньшие. «Энциклопедический фонд России», 2018, 169стр. http://russika.ru/userfiles/390_1516615357.pdf
2. *Якубовский Е.Г.* ЧАСТИЦЫ ВАКУУМА, ОПИСЫВАЮЩИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ПОЛЯ Реферативный журнал «Научное обозрение» 2016,т.2, стр.58-80, http://science-review.ru/abstract/pdf/2016/2/662.pdf
3. *Якубовский Е.Г.* Частицы вакуума с использованием мировых констант Планка в семимерном пространстве теории струн. «Энциклопедический фонд России», 2018, 24 стр. http://russika.ru/userfiles/390_1536787374.pdf
4. Якубовский Е.Г. Вычисление масс элементарных частиц и тел большой массы с помощью когерентной и хаотической компоненты постоянной решетки. «Энциклопедический фонд России», 2018, 18стр. http://www.russika.ru/userfiles/390_1545309957.pdf