

водяного пара и в присутствии поверхностно-активных веществ. Радиус этого объема должен быть порядка одного сантиметра, что следует из необходимости создания требуемого заряда за счет ионизации газовой среды. Ввиду большей подвижности электроны уйдут из объема, а газ положительных ионов, расширяясь, создаст сферическую ударную волну, которая затем будет остановлена противодействием поляризованной атмосферы.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] С м и р н о в Б.М. // УФН. 1990. Т. 160. В. 4. С. 1-45.
- [2] O h t s u k i Y.H. (Ed.) Science of Ball Lightning: (Fire Ball) - Singapore a. o.: World Scientific. 1989. 340 p.
- [3] С т а х а н о в И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 209 с.
- [4] С т е п а н о в С.И. // ЖТФ. 1990. Т. 60. В. 2. С. 211-212.
- [5] А л е к с а н д р о в В.Я., П о д м о ш е н с к и й И.В.// Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 7. С. 639-642.

Поступило в Редакцию
20 сентября 1990 г.
В окончательной редакции
3 марта 1991 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 7

12 апреля 1991 г.

01; 03

© 1991

НОВАЯ КОНЦЕПЦИЯ РАЗВИТИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ

В.А. З е л е н е ц к и й

1. Теоретическая физика предсказывает, что профиль относительной осредненной скорости в буферном слое, в котором ни вязкое, ни турбулентное течения не реализуются в отдельности, но где ярко выражена конкуренция между ними, должен быть универсальным на любом расстоянии от стенки [1]. Аналитический вид профиля скорости оставался неизвестным.

Конструктивной расчетной схемой, отражающей качественно-логическую структуру его формирования, оставалась концепция Г. Эммонса [2], согласно которой данная скорость представляет собой аддитивную величину

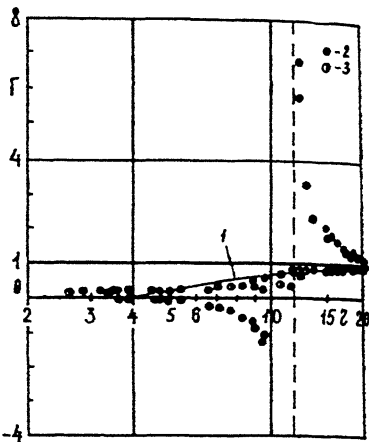
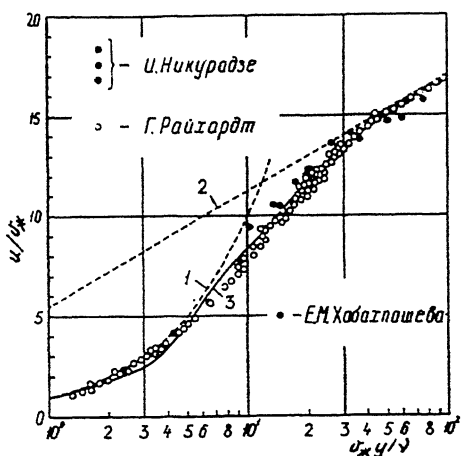


Рис. 1. Профиль скорости в буферном слое. 1 - вязкий подслой ($\varphi = \varrho$), 2 - турбулентное ядро ($\varphi = \frac{1}{\alpha} \ln \frac{\varrho}{\beta}$), 3 - буферный слой (по формуле (8)).

Рис. 2. Профиль функции Γ . 1 - по формуле (6), 2 - по концепции Эммонса на базе экспериментов Райхардта, 3 - по концепции автора на базе тех же экспериментов.

$$\varphi = (1 - \Gamma) \varphi_B + \Gamma \varphi_T, \quad (1)$$

причем слагаемые содержат классические вязкий φ_B и турбулентный φ_T профили с „весовыми“ множителями, обладающими свойствами ограниченности и предельного взаимоисключения.

Исследования показали, что данная концепция противоречива. Так, попытка построить экспериментальный профиль „веса“ множителя Γ (данный множитель иногда отождествляют с коэффициентом перемежаемости Л.А. Вулиса [3]) на базе концепции (1) с привлечением массива данных из опытов Г. Райхардта приводит к модельно-физическому противоречию, вскрытому в работе [4], суть которого проявляется в несоответствии вероятностной интерпретации физического смысла множителя Γ и его величины. Если $\Gamma(\varrho)$ - вероятность того, что на безразмерном расстоянии от стенки ϱ ($\varrho = y u_* / \nu$; y - расстояние от стенки; u_* - динамическая скорость; ν - кинематическая вязкость), профиль скорости является турбулентным, т.е. логарифмическим $\varphi_T = \alpha^{-1} \ln(\varrho/\beta)$, а $[1 - \Gamma(\varrho)]$ - вероятность того, что на этом же расстоянии он является вязким, т.е. линейным $\varphi_B(\varrho) = \varrho$, то экспериментальные значения величины Γ , будучи вычисленные по формуле

$$\Gamma_i = \frac{\varphi_i - \zeta_i}{\frac{1}{\alpha} \ln \frac{\zeta_i}{\beta} - \zeta_i}, \quad (2)$$

выходят за пределы промежутка (0...1), что противоречит их вероятностной трактовке (нарушение свойства ограниченности). Здесь i - номер экспериментальной точки; φ_i , ζ_i - координаты i -й точки (относительная скорость и безразмерное расстояние соответственно), α , β - первая и вторая гидродинамические постоянные; $\alpha = 0.4$; $\beta = 0.111$ [5]. Анализ формулы (2) с привлечением экспериментов Г. Райхардта (рис. 1) показывает, что в силу наблюдающегося отклонения экспериментальных точек от прямой $\varphi = \zeta$ в сторону уменьшения φ_i числитель (2) с ростом ζ_i должен тяготеть к отрицательной величине, причем знаменатель должен быть положительным вплоть до точки „пересечения“ линейного профиля (см. рис. 1, линия 1) с логарифмическим (линия 2). В точке „пересечения“ ($\zeta_0 = 11.63$) налицо разрыв функции Γ (рис. 2, 2).

Вывод. Концепция Г. Эммонса была бы справедлива, если бы в буферном слое наблюдалось отклонение от линейного профиля в сторону увеличения скорости, иначе, если бы экспериментальные значения φ_i мажорировались линией 2, а линия 1 была бы их минорантой (см. рис. 1), что физически не реализуется. Следовательно, „весовой“ множитель первого слагаемого в концепции (1) не должен быть простым дефицитом „весового“ множителя второго слагаемого. Физически это означает, что диссипация вязких свойств течения не является недостатком генерации турбулентных свойств, и наоборот, а расчетно-математически - существует некая третья вероятностная субстанция, заполняющая данный недостаток.

2. Предложена новая концепция:

$$\varphi = \mathcal{D}\varphi_B + \Gamma\varphi_T, \quad (3)$$

в которой „весовые“ множители, в отличие от концепции Эммонса ($\mathcal{D} + \Gamma = 1$), имеют связь

$$\ln \mathcal{D} \cdot \ln \Gamma = 1 \quad (4)$$

и подчиняются известным свойствам: ограниченности - $0 \leq \mathcal{D} \leq 1$, $0 \leq \Gamma \leq 1$; предельного взаимоисключения $\mathcal{D} - \Gamma \rightarrow 0$, $\Gamma, \mathcal{D} \rightarrow 1$, причем $\mathcal{D} + \Gamma \leq 1$ (рис. 3). Концепция непротиворечива: значения множителя Γ , вычисленные по формуле $\varphi_i = \zeta_i \exp(1/\ln \Gamma_i) + \alpha^{-1} \Gamma_i \ln(\zeta_i/\beta)$ с привлечением массива данных из опытов Райхардта не выходят за промежуток (0...1) (см. рис. 2, 3).

В физико-механической интерпретации множитель Γ представляет собой функцию генерации турбулентности (количественно описывает возникновение и развитие неупорядоченных свойств в потоке с удалением от стенки), а \mathcal{D} - функцию диссипации ламинарности (описывает распад упорядоченных, вязких свойств).

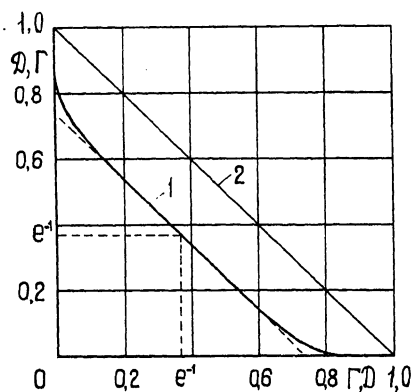


Рис. 3. Связь между функциями диссипации вязких и генерации турбулентных свойств течения. 1 - по концепции автора ($D = e^{1/\ln \Gamma}$), 2 - по концепции Эммонса ($D = 1 - \Gamma$).

В работе [4] получено дифференциальное уравнение для функции Γ

$$\frac{1}{\Gamma \ln^2 \Gamma} \cdot \frac{d\Gamma}{d\eta} = 4\beta^2 \eta^2, \quad (5)$$

интеграл которого с граничным условием $\eta = 0, \Gamma = 0$ следующий:

$$\Gamma = e^{-1/(2\beta^2 \eta^2)}. \quad (6)$$

В силу (4)

$$D = e^{1/\ln \Gamma} = e^{-2\beta^2 \eta^2}.$$

При возникновении турбулентности продольные пульсации, направленные против общего потока, тормозят его, поэтому существует вероятность мгновенного и осредненного покоя отдельных „молей“ жидкости (газа) и осредненного потока на удалении от стенки. В вязком подслое такая вероятность мала в силу незначительности величины пульсаций. Вдали от стенки вероятность пульсаций велика, однако и скорость потока большая, затормозить его трудно. Поэтому существует такое расстояние от стенки, где вероятность покоя Π (третья субстанция) достигает максимума.

Поскольку

$$D + \Gamma + \Pi = 1,$$

то

$$\Pi = 1 - e^{-2\beta^2 \eta^2} - e^{-\frac{1}{2\beta^2 \eta^2}},$$

откуда $d\Pi/d\eta = 0$ достигается при условии

$$\ln(2x) + x - \frac{1}{4x} = 0, \quad x = \beta^2 \eta^2. \quad (7)$$

Трансцендентное уравнение (7) имеет единственный корень $x = 1/2$, поэтому $\eta_m = 1/(\sqrt{2}\beta) = 6.37$, причем $\Pi_{max} = \Pi(\eta_m) = 1 - 2e^{-1} = 0.26$. Итак, на нижней границе буферного слоя, где

вероятность нахождения жидкости (газа) в состоянии покоя составляет величину, соизмеримую с единицей (26%), может возникнуть достаточно большое трение. Именно в этом районе, как показывают эксперименты, начинается заметное отличие профиля скорости от линейного.

Полный профиль скорости (универсальный по Ландау-Лифшицу) имеет следующий аналитический вид:

$$\varphi = \gamma e^{-2\beta^2 z^2} + \frac{1}{2} e^{-\frac{1}{2\beta^2 z^2}} \ln \frac{\gamma}{\beta} \quad (8)$$

(см. рис. 1, линия 3), где $\varphi = u/u_*$, u - осредненная скорость, $u_* = \sqrt{\tau_0/\rho}$, τ_0 - касательные напряжения на стенке, ρ - плотность.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
- [2] Сафаров Р.А., Тирский Г.А. Турбулентные течения. М.: Наука, 1977. С. 42.
- [3] Гинзбург И.П. Теория сопротивления и теплопередачи. Л.: ЛГУ, 1970.
- [4] Зеленецкий В.А. Деп. в Черметинформации. № 5178. Новокузнецк, 1989.
- [5] Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974.

Поступило в Редакцию
1 июля 1990 г.
В окончательной редакции
5 марта 1991 г.