УДК 532.517.4

ВЫРОЖДЕНИЕ ПУЛЬСАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В СЛЕДЕ ЗА ТЕЛОМ

Л. И. СКУРИН

(Ленинград)

Приводятся законы вырождения пульсационных полей скорости, температуры и концентрации неконсервативной примеси вдоль оси осесимметричного следа за телом, обтекаемым газом. Рассмотрение базируется на полуэмпирически замкнутых уравнениях баланса пульсационных параметров [1].

Предполагается, что след представляет собой совершенный газ с примесью малого количества электронов и ионов (одного типа), между которыми протекает реакция рекомбинации. Константа скорости рекомбинации предполагается равной $\alpha T^{-3/2}$ ($\alpha=\mathrm{const}$, T — температура). Такая постановка моделирует условия, имеющие место в дальней области следа при обтекании тела гиперзвуковым потоком инертного газа либо воздуха достаточно малой плотности.

Рассматривается вырождение пульсационных полей как при бесконечном значении числа Рейнольдса Re_∞, образованного по параметрам в набегающем потоке и диаметру тела d, так и при конечном значении Re_∞.

В работах [2, 3] найдены следующие асимптотические при стремлении продольной координаты x к бесконечности соотношения для осевых дефектов скорости u_0, температуры t_0, полурадиуса следа δ и плотности электронов n_0

$$\frac{u_0}{v_\infty}\sim\begin{cases}12\sqrt{2\ln 2}\,k[x/(d\sqrt{c_x})]^{-2/3}, & \mathrm{Re}_\infty=\infty\\ c_x\,\mathrm{Re}_\infty/(32x/d), & \mathrm{Re}_\infty<\infty\end{cases}\tag{1}$$

$$t_0/T_\infty\sim(\varkappa_\infty-1)M_\infty^2(1-c_t/c_x)\,\mathrm{Pr}\,u_0/v_\infty$$

$$c_t\equiv(16/v_\infty^2)\int_0^\infty(H_\infty-H)(r/d)\,d(r/d),\qquad \delta/d\sim\sqrt{v_\infty c_x\ln 2/(8u_0)}$$

$$\frac{m_\infty n_0}{\rho_\infty}\sim\begin{cases}0.622T_\infty^{3/2}v_\infty m_\infty^2/(\alpha\, d\rho_\infty x), & \mathrm{Re}_\infty=\infty\\ 2T_\infty^{3/2}v_\infty m_\infty^2/[\alpha\, d\rho_\infty x\ln(x/d)], & \mathrm{Re}_\infty<\infty\end{cases}$$

Здесь v — скорость, ρ — плотность, k — эмпирическая постоянная, m — молекулярный вес газа, c_x — коэффициент сопротивления тела, M — число Маха, $\varkappa$ — показатель адиабаты, Pr — турбулентное при $\mathrm{Re}_\infty=\infty$ и молекулярное при $\mathrm{Re}_\infty<\infty$ числа Прандтля, H — полное теплосодержание. Индексы ∞ относятся к условиям в набегающем потоке, 0 — к оси следа.

При этом предполагалось, что коэффициент турбулентной вязкости $\mu_t\sim k\rho_\infty u_0\delta$.

В случае $\mathrm{Re}_\infty=\infty$ согласно [1] среднеквадратичные значения пульсации температуры и относительной массовой концентрации электронов ξ и взаимный момент полей температуры и концентрации асимптотически пропорциональны соответствующим дефектам. Нетрудно показать, что при $x\to\infty$, связь между моментами, содержащими пульсации ξ и n, дается простыми соотношениями

$$\sqrt{\langle\xi'^2\rangle}/\xi\sim\sqrt{\langle n'^2\rangle}/n,\qquad \langle T'\xi'\rangle/\xi\sim\langle T'n'\rangle/n\tag{2}$$

Тогда с учетом (1) имеем

$$\frac{\sqrt{\langle T'^2\rangle}}{T_\infty}\sim\frac{0.172}{\sqrt{\gamma_{22}}}\left(\frac{\sqrt{c_x}}{k}\right)^{2/3}\left(1-\frac{c_t}{c_x}\right)\mathrm{Pr}(\varkappa_\infty-1)M_\infty^2\left(\frac{x}{d}\right)^{-2/3}$$

$$\frac{\sqrt{\langle n'^2\rangle}\,m_\infty}{\rho_\infty}\sim\frac{0.622}{\sqrt{\gamma_{11}}}\frac{T_\infty^{3/2}v_\infty m_\infty^2}{\alpha d\rho_\infty}\frac{1}{x}\qquad\frac{\langle T'n'\rangle}{\sqrt{\langle T'^2\rangle\langle n'^2\rangle}}\sim\frac{\sqrt{\gamma_{11}\gamma_{22}}}{\gamma_{12}}$$

Ориентировочно можно принять [1] $\gamma_{11}=28.4$, $\gamma_{12}=14.3$, $\gamma_{22}=6.2$.

Кинетическая энергия турбулентности E_0 в рассматриваемом случае пропорциональна квадрату дефекта скорости, так что в силу (1)

$$E_0\sim\mathrm{const}\,x^{-4/3}\tag{3}$$

Заметим, что согласно опытным данным [4] вырождение турбулентности за решеткой подчиняется степенному закону с показателем степени, заключенным между 1.2 и 1.5.

Пусть теперь $\mathrm{Re}_\infty<\infty$. Поскольку $\mu_t\to 0$ при $x\to\infty$, ясно, что в этом случае изменение как первых, так и вторых моментов будет определяться молекулярной вязкостью.

Анализ приведенных в [1] уравнений баланса показывает, что в этом случае

$$\sqrt{\langle T'^2\rangle}\sim\beta_1\sqrt{\frac{\mu_t}{\mu}}t_0,\qquad \sqrt{\langle n'^2\rangle}\sim\beta_2\sqrt{\frac{\mu_t}{\mu}}n_0,\qquad \langle n'T'\rangle\sim\beta_3\frac{\mu_t}{\mu}t_0n_0 \tag{4}$$

где μ – коэффициент динамической вязкости, β_1, β_2, β_3 – постоянные, а зависимости $t_0(x)$, $n_0(x)$, $\mu_t(x)$ даются соотношениями (1), при $\mathrm{Re}_\infty<\infty$.

Нетрудно видеть, что затухание пульсационных параметров в рассматриваемом случае оказывается более быстрым:

$$\sqrt{\langle T_0'^2\rangle}\sim\mathrm{const}\,x^{-5/4},\qquad \sqrt{\langle n_0'^2\rangle}\sim\mathrm{const}\,x^{-5/4}/\ln x.$$

В настоящее время опытные данные, относящиеся к поведению пульсационных параметров в осесимметричном следе в области преобладающего влияния молекулярной вязкости, отсутствуют. Близким по физическому смыслу к рассматриваемому процессу является заключительный период вырождения турбулентности за решеткой. Опытные данные [5] свидетельствуют о том, что в заключительный период вырождения средний квадрат пульсаций скорости пропорционален продольной координате в степени – $^5/_2$.

Для кинетической энергии турбулентности может быть получено аналогичное (4) соотношение $E_0\sim\beta_e(\mu_t/\mu)u_0^2$ или с учетом (1)

$$E_0\sim k\beta_e\sqrt{\ln 2}c_x^3(\mathrm{Re}_\infty/16)^{7/2}x^{-5/2} \tag{5}$$

Из соотношений (3), (5) видно, что законы вырождения поля скорости в осесимметричном следе как в области развитой турбулентности, так и в области существенного влияния молекулярной вязкости оказываются близкими к законам вырождения турбулентности за решеткой.

Поступила 14 VII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Скурин Л. И.* О расчете пульсационных характеристик в дальнем следе за телом. Физика горения и взрыва, 1974, т. 10, № 1.
2. *Скурин Л. И.* Асимптотика реагирующего дальнего следа. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 1, ч. 3. Минск, 1972.
3. *Скурин Л. И.* Вопросы расчета параметров потока в ближнем и дальнем следе. В сб. «Тепло- и массоперенос», т. 10, ч. 1. Минск, 1973.
4. *Uberoi M. S.* Energy transfer in isotropic turbulence. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 8.
5. *Batchelor G. K., Townsend A. A.* Decay of turbulence in the final period. Proc. Roy. Soc., London, Ser. A., 1948, vol. 194, No. 1039.

УДК 532.517:538.4

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТАБИЛИЗАЦИИ ТЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОЙ ЖИДКОСТИ В КРУГЛОЙ ТРУБЕ И ПРОДОЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В. С. НИКОЛАЕНКО, И. Г. ПАНЕВИН

(Москва)

Наложение продольного магнитного поля на поток электропроводной жидкости в трубе (турбулентный или ламинарный) приводит к перестройке течения и изменению длины стабилизации, что необходимо учитывать при интерпретации результатов эксперимента.

Так, например, в [1,2] не учитывалось влияние стабилизации при анализе опытных данных и это отразилось на выводах. Упоминание о длине стабилизации и