

М. М. ГУРФИНК

**ДИФФУЗИОННЫЙ ЭФФЕКТ В МГД-ТУРБУЛЕНТНОСТИ**

(Представлено академиком Г. И. Петровым 2 I 1974)

Причиной влияния магнитного поля на турбулентное движение электропроводной жидкости является силовое взаимодействие поля с индуцированными токами. Однако возможен механизм возбуждения электрических токов, непосредственно не зависящий от магнитного поля. В данной статье в качестве такого механизма рассматривается диффузионный. Неоднородные распределения концентрации заряженных частиц и температуры в жидкости при определенных условиях могут привести к возникновению диффузионных электрических токов.

При турбулентном течении в таких условиях пульсации скорости приведут к пульсациям концентрации и температуры во времени и в пространстве, а значит, и к возникновению «турбулентных термопар», токи которых, взаимодействуя с магнитным полем, дадут соответствующее силовое взаимодействие.

Рассмотрим турбулентное МГД-течение несжимаемой жидкости. Уравнения движения и неразрывности

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_k^2} + \frac{1}{\rho c} (j_i H_m - j_m H_i), \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0 \quad (2)$$

( $i, k, l, m=1, 2, 3$ ; по повторяющемуся индексу предполагается суммирование).

Выражение для закона Ома запишем в виде <sup>(1)</sup>

$$\mathbf{j} = \sigma \left[ \mathbf{E} + \frac{1}{en_e} \nabla p_e + \frac{1}{c} \mathbf{u} \times \mathbf{H} \right]. \quad (3)$$

Из уравнений (1), (2) можно получить уравнение для кинетической энергии  $i$ -й компоненты пульсационной скорости турбулентного движения <sup>(2)</sup>

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left\langle \frac{u_i'^2}{2} \right\rangle = & -\langle u_i' \cdot u_k' \rangle \frac{\partial u_i}{\partial x_k} - \left\langle \frac{\partial p'}{\partial x_i} u_i' \right\rangle \frac{1}{\rho} - \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} u_i' \right\rangle u_k - \\ & - \left\langle u_i' u_k' \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial^2 u_i'}{\partial x_k^2} u_i' \right\rangle \nu + \frac{H_i}{\rho c} \langle u_i' j_i' \rangle; \end{aligned} \quad (4)$$

здесь использовано предположение о малости магнитного числа Рейнольдса  $Re_m \ll 1$ , а также принято, что магнитное поле направлено вдоль координатной оси 1.

Из уравнения (4) видно, что влияние магнитного поля на энергию турбулентности определяется величиной пульсационного тока, а также его корреляцией с соответствующей компонентой пульсационной скорости.

Обратимся к уравнению (3). Предположим, что движение удовлетворяет условиям безындукционного приближения, когда  $\partial \mathbf{H} / \partial t$  мало

и  $\text{rot } E \approx 0$ . В этом случае можно показать, что диффузионный эффект будет иметь место в том случае, если  $p_e$  не является функцией только  $n_e$ . Действительно, если  $p_e = p_e(n_e)$ , то второй член в правой части уравнения (3) представляет собой градиент некоторой функции; применяя операцию  $\text{rot}$  к обеим частям равенства (3), убеждаемся, что он не дает вклада в плотность тока, поскольку компенсируется электрическим полем. Это означает, в частности, что диффузионный эффект не возникает в газе с постоянным молекулярным составом при постоянном давлении. Наиболее резко этот эффект будет выражен при смешении различных газов.

Выражение для пульсационного электрического тока получим из закона Ома (3). Представляя все величины в виде суммы средних и пульсационных, используя соотношение  $p_e = n_e kT$  и пренебрегая малыми членами, в том числе тройными произведениями пульсационных величин, получаем

$$j_i' = \sigma \left[ E_i' - \frac{k}{en_e} \left( \frac{n_e'}{n_e} T' \frac{\partial n_e}{\partial x_i} + \frac{n_e'}{n_e} n_e' \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \frac{H_i}{c} u_i' \right]. \quad (5)$$

Сопоставление (5) и (4) дает

$$\frac{H_i}{\rho c} \langle u_i' j_i' \rangle = \frac{\sigma}{\rho c} \left[ \langle E_i' u_i' \rangle H_i - \frac{kH_i}{en_e^2} \left( \langle u_i' n_e' T' \rangle \frac{\partial n_e}{\partial x_i} + \langle u_i' n_e'^2 \rangle \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + \langle u_i'^2 \rangle \frac{H_i^2}{c} \right]. \quad (6)$$

Таким образом, как видно из (6), диффузионный эффект определяется третьими моментами  $\langle u_i' n_e' T' \rangle$  и  $\langle u_i' n_e'^2 \rangle$ . Как и следовало ожидать из физических соображений, эффект отсутствует, если одна из величин — температура или концентрация электронов — постоянна.

Особенностью диффузионного эффекта по сравнению с джоулевой диссипацией является зависимость знака энергетического воздействия от направления магнитного поля. Действительно, из (6) видно, что соответствующие члены зависят от первой степени напряженности магнитного поля. Связано это с тем, что направление диффузионных электрических токов определяется не полем, а пространственными распределениями концентрации заряженных частиц и температуры. Таким образом, в зависимости от направления магнитного поля диффузионный эффект может дать как диссипацию, так и производство кинетической энергии перпендикулярных магнитному полю компонент турбулентной пульсационной скорости, т. е. в принципе возможно производство в гидродинамически однородной турбулентности.

Структура турбулентного движения в присутствии диффузионного эффекта может иметь существенные особенности. В частности, известна тенденция «вытягивания» турбулентных вихрей вдоль магнитного поля и связанное с ней снижение джоулевой диссипации (3, 4). В подобной конфигурации течения диффузионный эффект, очевидно, не ослабляется, и если исходить из стремления турбулентного движения иметь структуру с минимальным энергетическим эффектом при МГД-взаимодействии (5), то диффузионный МГД-эффект в своем влиянии на структуру турбулентности должен, по-видимому, конкурировать с «обычным» МГД-эффектом.

Количественное выражение диффузионного эффекта существенно зависит от распределений концентрации электронов и температуры в жидкости, но качественно ясно, что он пропорционален квадратному корню из энергии турбулентности и первой степени магнитного поля, поэтому при определенных условиях он может преобладать над джоулевым и, как показали приближенные оценки, значительно превышать вязкую диссипацию и производство турбулентности в потоке с градиентом средней скорости.

Зависимость знака эффекта от направления магнитного поля указывает на возможность существования специфического механизма неустойчивости в неоднородной жидкости.

Автор благодарен В. М. Иевлеву за ценные обсуждения.

Поступило  
21 XII 1973

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> А. Г. Куликовский, Г. А. Любимов, Магнитная гидродинамика, 1962. <sup>2</sup> А. С. Монин, А. М. Яглом, Статистическая гидромеханика, 1, М., 1965. <sup>3</sup> Дж. Шерклиф, Курс магнитной гидродинамики, М., 1967. <sup>4</sup> А. Б. Цинобер, Современное состояние проблемы МГД-турбулентности при малых магнитных числах Рейнольдса, VII совещ. по магнитной гидродинамике, т. 1, Рига, 1972. <sup>5</sup> Ю. Б. Колесников, А. Б. Цинобер, Магнитная гидродинамика, № 3, 23 (1972).