

статистич. характеристиками. Для таких течений удаётся достигнуть существ. упрощения задачи и построить решения типа быстрого динамо для ср. поля и его корреляционной функции. Как было показано М. Штенбеком (М. Steenbeck), Ф. Краузе (F. Krause) и К.-Х. Рэдлером (К.-Н. Rädler), для усиления ср. поля случайные движения не должны обладать отражат. симметрией. Нарушение отражат. симметрии означает преобладание правовинтовых движений над левовинтовыми, или наоборот, т. е. наличие ср. спиральности течения. Такая турбулентность не типична для лаб. экспериментов и должна быть специально создана. Однако в космич. условиях она возникает естеств. образом благодаря вращению неоднородных небесных тел. Действие спиральной турбулентности иллюстрирует рис. 3; преобладание течений указанного на рис. (вни-

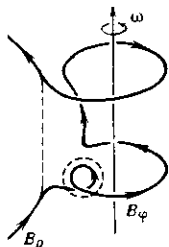


Рис. 4. Изменение магнитного поля неоднородным вращением плазмы.

зу) типа (левосторонняя спираль) приводит к появлению электр. тока j , параллельного магн. полю. Такой ток, в свою очередь, создаёт магн. поле, перпендикулярное исходному полю. Повторное применение эффекта к новому полю создаёт поле, параллельное (или антипараллельное) исходному, т. е. приводит к самовозбуждению системы. Эффект, к-рый оказывает на магн. поле неоднородное (дифференциальное) вращение, показан на рис. 4. Из-за зависимости угл. скорости от расстояния до оси вращения происходит накручивание вмороженных магн. силовых линий. В результате из исходного полюидального (меридионального) поля B_p образуется азимутальное поле B_ϕ . Штриховым кружком отмечена одна петля, созданная турбулентными движениями, указанными на рис. 3. Эти два эффекта составляют основу объяснения происхождения крупномасштабных магн. полей в ядрах планет, конвективных оболочках звёзд (в частности, при объяснении циклич. активности Солнца и звёзд), в аккреционных дисках, окружающих двойные звёзды и наблюдаемых как рентг. источники, в галактик. дисках и др. астрофиз. объектах. В дополнение к указанным двум эффектам крупномасштабное поле подвергается турбулентной диффузии (см. *Переноса процессы в плазме*), к-рая обычно гораздо эффективнее омической. Кроме того, неоднородная (в частности, у границ) турбулизованная проводящая среда с большим Re_m ведёт себя подобно диамагнетику, выталкивая крупномасштабное магн. поле из турбулентной области. К выталкиванию магн. поля приводят и ламинарные течения плазмы с замкнутыми линиями тока. При умеренных магн. числах Рейнольдса своеобразный эффект вытеснения поля возможен в ячеистой конвекции, в к-рой жидкость поднимается в топологически несвязанных центрах ячеек и опускается у границ ячеек, приводя к преимущественной концентрации поля ко дну конвективного слоя.

Для нахождения скорости роста поля при больших Re_m в быстром динамо достаточно вначале решить задачу в приближении полной вмороженности ($\sigma \rightarrow \infty$). Так доказаны существование и положительность скорости роста поля в пространственно однородных случайных потоках, обновляющихся через детерминированные или случайные промежутки времени (д и н а м о - т е о р е м а). Учёт конечной малой магн. диффузии выполняется затем по возмущенной теории. Распределение генерируемого магн. поля при этом оказывается неоднородным в пространстве и во времени, имеются острые редкие пики (п е р е м е ж а е м о с т ь). Интересный промежуточный тип динамо, по-видимому, возможен в трёхмерных стационарных течениях, отд. линии тока к-рых всюду плотно заполняют конечные пространственные области.

Здесь скорость экспоненц. роста данной моды поля положительна на конечном интервале изменения Re_m и становится отрицательной и большой по абс. величине с увеличением Re_m .

Лит.: Моффат Г. К., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Румяйкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Краузе Ф., Рэдлер К.-Х., Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо, пер. с англ., М., 1984; Zeldovich Y. V., Magnetic fields in astrophysics, L., 1984.

А. А. Румяйкин.
ГИДРОМЕХАНИКА — раздел гидроаэромеханики, в к-ром изучаются движение и равновесие несжимаемых жидкостей и их взаимодействие с твёрдыми телами. Ранее Г. часто наз. всю гидроаэромеханику, включая в неё и проблемы движения и равновесия сжимаемых сред. Во 2-й пол. 20 в. наука о движении сжимаемых жидкостей (газов) выделилась в самостоят. раздел гидроаэромеханики — газовую динамику.

Г. исторически наиб. рано возникший и сильно развитый раздел механики жидкостей и газов; она подразделяется на гидростатику и гидродинамику. Законы равновесия жидкостей, в т. ч. теория равновесия воды в океанах и воздуха в атмосфере, теория плавления и устойчивости плавающих тел, рассматриваются в гидростатике. Кинематика жидкой среды, законы движения идеальной и вязкой жидкости и её силовое взаимодействие с твёрдыми телами изучаются в гидродинамике, где разработаны эффективные теоретич. и гл. обр. матем., методы исследования. Ми. прикладные инженерные задачи Г., возникающие в технике, могут быть решены на основе приближённых, в т. ч. эмпирич. закономерностей, устанавливаемых в гидравлике.

Лит.: Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В., Теоретическая гидромеханика, ч. 1, 6 изд., ч. 2, 4 изд., М., 1963; Седов Л. И., Механика сплошной среды, 4 изд., т. 2, М., 1984.

С. Л. Визинцевский.
ГИДРОСТАТИКА — часть гидромеханики, в к-рой изучают равновесие несжимаемых (капельных) жидкостей. При равновесии скорости $v=0$, поэтому неразрывности уравнение принимает вид $\delta\rho/\delta t=0$, т. е. поле плотности ρ стационарно (не зависит от времени t), а т. к. жидкость несжимаема, то плотность не зависит и от координат. Т. о., $\rho=\text{const}$; это условие представляет собой ур-ние состояния несжимаемой жидкости. Эйлеры уравнение и Навье — Стокса уравнения приводятся в случае равновесия к одному и тому же ур-нию

$$\frac{\delta p}{\delta x} = \rho F_x, \quad \frac{\delta p}{\delta y} = \rho F_y, \quad \frac{\delta p}{\delta z} = \rho F_z$$

или $\text{grad } p = \rho F,$ (1)

связывающему давление p с вектором массовых сил F и справедливому как для идеальной, так и для вязкой жидкости, а также и для сжимаемых газов (см. *Аэро-статика*). Ур-нию равновесия однородной несжимаемой жидкости можно удовлетворить лишь в случае, когда массовые силы имеют потенциал U , т. е. $F = \text{grad } U$.

При отсутствии массовых сил $F=0$ и ур-ние (1) выражает Паскаля закон $p = \text{const}$, а если единств. массовой силой является сила тяжести, характеризующая ускорением g , то в однородной несжимаемой жидкости давление возрастает с глубиной по линейному закону

$$p = p_0 + \rho g z,$$
 (2)

где p_0 — давление на поверхности $z=0$, а z — глубина, отсчитываемая от поверхности в направлении ускорения g . На этом законе Г. основаны измерение давления с помощью жидкостных манометров, действие поршневого насоса и гидравлич. пресса.

Неравномерное распределение давления в жидкости создаёт гидростатич. подъёмную силу, действующую на тела, частично или полностью погружённые в жидкость. Давление жидкости на замкнутую поверхность погружённого тела в поле сил тяжести определяется Архимеда законом, следующим из ур-ний Г. и позво-