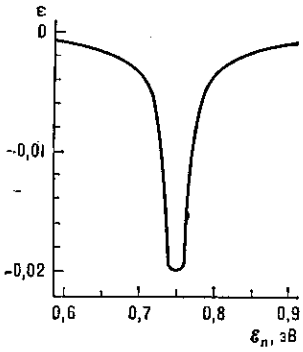
вии аналогичная асимметрия была обнаружена в опытах с др. ядрами. При захвате неполяризованных нейтронов ядрами несохранение чётности приводит к появлению циркулярной поляризации у испускаемых γ-квантов. Это явление также наблюдалось в реакции ^{113}Cd (n, γ)^{114}Cd.

Макс. Н. ч. в я. было обнаружено при исследовании поглощения ядрами ^{139}La продольно поляризов. нейтронов с энергией 0,75 эВ, отвечающей p-резонансу [5, 6, 7, 8]. Наблюдалось изменение прозрачности ядерной мишени для нейтронов при изменении знака их продольной поляризации (рис.). Возникающая за счёт Н. ч. в я. разность сечений поглощения в резонансе достигает 10%. Увеличение эффекта в 10^6 раз происходит за счёт его динамич. и кинематич. усилений. Несколько меньший эффект наблюдался и для др. ядер. Н. ч. в я. приводит также к по-



Зависимость от энергии нейтронов $\mathcal{E}_n$ отношения ε прозрачности мишени из La для нейтронов с поляризациями, направленными по импульсу и против импульса, к сумме этих прозрачностей.

явлению продольной поляризации у первоначально неполяризов. пучка нейтронов после его прохождения через ядерную мишень.

При прохождении поперечно поляризов. нейтронов через вещество несохранение чётности приводит к вращению спина нейтрона вокруг направления его движения [8].

Н. ч. в я. обнаружено также при исследовании *деления ядер* U и Pu под действием поляризов. нейтронов [9].

Лит.: 1) Копелиович В. Б., Новые результаты по нарушению P-четности в протон-протонном и нуклон-ядерном взаимодействии, «УФН», 1981, т. 134, с. 731; 2) Шапиро И. С., Ядерные силы, не сохраняющие четность, «УФН», 1968, т. 95, с. 647; 3) Блин-Стойл Р., Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, пер. с англ., М., 1976; 4) Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А., Нарушение пространственной четности в ядерных взаимодействиях, «УФН», 1976, т. 118, с. 141; 5) Алфименков В. П., Нарушение пространственной четности в упругом канале взаимодействия нейтронов с ядрами, «УФН», 1984, т. 144, с. 361; 6) Франк И. М., Модель составного ядра Н. Бора и нарушение четности, «УФН», 1986, т. 149, с. 689; 7) Карманов В. А., Лобов Г. А., В зеркальном микромире, «Наука в СССР», 1988, № 6, с. 3; 8) Сушков О. П., Фламбаум В. В., Нарушение пространственной четности при взаимодействии нейтронов с тяжелыми ядрами, «УФН», 1982, т. 136, с. 3; 9) Данилян Г. В., Несохранение пространственной четности при делении ядер, «УФН», 1980, т. 131, с. 329.

В. А. Карманов.

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДВИЖЕНИЕ жидкости или газа — движение жидкости или газа, к-рое характеризуется переменностью во времени полей скорости и давления (наз. также неустановившимся движением). Н. д. возникает при ускоренном или замедленном движении тела сквозь покоящуюся жидкость, при распространении волн, при движении поршня в трубе, заполненной газом, в области отрывных, донных и струйных течений и др.

Н. д. газа или жидкости можно разделить на движение с большими изменениями скорости и давления в зависимости от времени t и движение, когда эти изменения невелики. Течения первого типа обычно встречаются при переходных процессах, напр. при движении тела из состояния покоя до нек-рой конечной скорости, при выходе потока из сопел двигателей и аэродинамич. труб на режим с пост. скоростью течения и др. В течениях второго типа скорости и давления меняются во времени периодически или случайным образом, как, напр., при распространении акустич. волн. Наряду с пульсациями давления акустич. типа в жидкости или газе возникают пульсации давления гидродинамич. типа (псевдозвук), напр. пульсации давления в турбулентном пограничном слое, при натекании дозвукового участка турбулентной струи на плоскую преграду, пульсации давления в зонах отрыва турбулентного пограничного слоя.

Наиб. простые Н. д. жидкости или газа могут быть определены с помощью расчётно-теоретич. методов. Если ввести прямоугольную систему координат x, y, z и обозначить компоненты скорости газа $\boldsymbol{v}$ через v_x, v_y, v_z, то простейший случай одномерного Н. д. газа, возникающего при распространении в нём плоских, цилиндрич. или сферич. волн, определяется системой ур-ний:

$$\frac{\partial |v|}{\partial t} + |v|\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial r} = 0,$$
$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + |v|\frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho\left(\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{\nu - 1}{r}|v|\right) = 0, \qquad (*)$$
$$\frac{\partial p}{\partial t} + |v|\frac{\partial p}{\partial r} + \varkappa p\left(\frac{\partial |v|}{\partial r} + \frac{\nu - 1}{r}|v|\right) = 0,$$

где p, ρ — давление и плотность, r — расстояние от плоского, линейного или точечного источника волн. Для плоских волн число $\nu = 1$, $r = x$, $|v| = |v_x|$, для цилиндрических — число $\nu = 2$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$ и для сферических $\nu = 3$, $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$, $|v| = \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_z^2}$.

В случае изоэнтропич. движения с плоскими волнами в политропном газе решение имеет вид

$$v = 0{,}5(m + l), \quad c = (\varkappa - 1)(m - l)/4,$$

где c — скорость звука, $m = v + \int_0^\rho (c/\rho)d\rho$, $l = v - \int_0^\rho (c/\rho)d\rho$, $\varkappa = c_p/c_V$ — отношение теплоёмкостей при постоянных давлении и объёме.

При автомодельном Н. д. сплошной среды все безразмерные характеристики течения зависят от переменных x/t^α, y/t^α, z/t^α (α — нек-рая постоянная) и, в отличие от системы (*), могут быть найдены из решения системы обыкновенных дифференц. ур-ний.

При безвихревом (потенциальном) Н. д., безграничной или ограниченной свободной поверхностью несжимаемой идеальной жидкости, обтекающей твёрдое тело, потенциалы скорости (см. *Потенциальное течение*) удовлетворяют *Лапласа уравнению* при заданных условиях на поверхности тела и в бесконечности, определяя зависящий от времени потенциал скорости Н. д. При этом гл. вектор сил давления потока на симметричное тело не равен нулю в отличие от случая стационарного обтекания (см. *Д'Аламбера — Эйлера парадокс*).

Сила давления на крыловой профиль при плоском нестационарном потоке определяется обобщённой ф-лой Жуковского, содержащей помимо члена $\rho v\Gamma$ члены, зависящие от *присоединённых масс* и от переменности во времени *циркуляции скорости* Γ. Для профиля, имеющего форму эллипса с полуосями a и b, составляющие суммарной силы, действующей на профиль, равны

$$X = -\pi\rho b^2\frac{\partial v_x}{\partial t} + \pi\rho a^2\omega v_y - \rho\Gamma v_y,$$
$$Y = -\pi\rho a^2\frac{\partial v_y}{\partial t} - \pi\rho b^2\omega v_x + \rho\Gamma v_x,$$

где ω — угл. скорость, оси координат направлены по полуосям эллипса.

Примером Н. д. вязкой жидкости является нестационарное слоистое течение у плоской стенки, к-рая внезапно начинает двигаться с пост. скоростью u_0 (задача Стокса). Такие слоистые течения развиваются при малых *Рейнольдса числах* $Re = \rho u_0 x_0/\mu \leqslant 2300$, где x_0 — характерный размер, μ — коэф. динамич. вязкости. При возрастании числа Re в *пограничном слое* на теле происходит переход ламинарного течения в турбулентное. При этом скорость и давление в фиксир. точке по-