

концентрация будет определяться конкуренцией между собств. энергией границ и энергией их взаимодействия. Если это взаимодействие носит характер отталкивания для всех расстояний между границами, то при переходе в область, где энергия границ отрицательна, их концентрация изменится непрерывно, возрастая от нулевого значения. Если же имеет место притяжение между границами, то концентрация границ скачкообразно увеличивается до конечной величины.

Частным случаем Н. с. является решётка вихрей в сверхпроводнике второго рода. Пространственно неоднородные структуры, характер к-рых определяется граничными условиями (напр., доменная структура в пластине сегнетоэлектрика или ферромагнетика), обычно не относят к Н. с., подчёркивая тем самым, что период и др. характеристики последних определяются параметрами вещества, а не его геометрией.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Электродинамика сплошных сред, 2 изд., М., 1982, § 52; Струков В. А., Леванюк А. П., Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах, М., 1983; Брус А., Каули Р., Структурные фазовые переходы, пер. с англ., М., 1984; Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н., Фазовые переходы и симметрия кристаллов, М., 1984; Incommensurate phases in dielectrics, v. 1 — Fundamentals, v. 2 — Materials, Amst., 1986.

А. П. Леванюк.

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЁТНОСТИ В ЯДРАХ — отсутствие определённой чётности ядерных волновых функций по отношению к пространств. отражению (*P*-инверсии), т. е. по отношению к одноврем. изменению направлений всех координатных осей на противоположные (см. *Чётность*). Причиной Н. ч. в я. является *слабое взаимодействие* между составляющими ядро нуклонами (нейтронами и протонами). Ядерные силы с учётом слабого взаимодействия представляются в виде суммы доминирующего *P*-чётного вклада *сильного взаимодействия* и малой *P*-нечётной добавки слабого взаимодействия. Относит. величина (*F*) слабых межнуклонных сил в ядре определяется константой слабого взаимодействия $G = 10^{-5}/m^2$ (*m* — масса нуклона) и безразмерной массой *пиона* μ , характеризующей межнуклонные расстояния $1/\mu$ в ядре:

$$F = 10^{-5}(\mu/m)^2 \approx 2 \cdot 10^{-7}.$$

В результате модули волновой функции ядра до и после *P*-инверсии отличаются друг от друга, вообще говоря, на отн. величину $\sim 10^{-7}$. Малость эффекта затрудняет его эксперим. исследование.

Несохранение чётности на уровне порядка 10^{-7} было зарегистрировано непосредственно в нуклон-нуклонном взаимодействии (1980) при рассеянии поляризов. протонов на поляризов. протонной мишени [1]. Однако открытие Н. ч. в я. было сделано раньше (1964). Оно стало возможным благодаря тому, что в ряде случаев есть усиление эффектов Н. ч. в я., предсказанное теоретически [2,3]. Известны три источника такого усиления — динамич., кинематич. и структурное.

Динамическое усиление. Если пренебречь слабым взаимодействием, то ядерному состоянию *a* с определённой чётностью отвечает волновая функция ψ_a . При его учёте волновая функция имеет вид суперпозиции, содержащей помимо ψ_a небольшую примесь состояний с чётностью, противоположной чётности ψ_a , причём наиб. вклад в примесь даёт волновая функция ψ_b ближайшего по энергии состояния *b* ядра:

$$\psi = \psi_a + \alpha\psi_b. \quad (1)$$

Здесь $\alpha = \langle b | H_W | a \rangle / (E_a - E_b)$, $\langle b | H_W | a \rangle$ — матричный элемент гамильтониана слабого взаимодействия между нуклонами, E_a, E_b — энергии состояний *a* и *b*. При отсутствии усиления $\alpha = F \sim 10^{-7}$. Если энергии E_a и E_b близки, то $E_a - E_b$ мало, что может усиливать примесь состояний с противоположной чётностью в $10^2 - 10^3$ раз, т. е. до величины $\sim 10^{-4}$. Благоприятные условия для динамич. усиления возникают в тяжёлых ядрах, где плотность энергетич. уровней велика, а расстояния между уровнями малы.

Кинематическое усиление. Амплитуда *M* ядерной реакции (см. *Амплитуда процесса*) или γ -перехода между ядерными состояниями с образованием или распадом состояния с неопределённой чётностью может быть представлена в виде суммы:

$$M = M_a + \alpha M_b, \quad (2)$$

здесь M_a и M_b — амплитуды процесса (в пренебрежении слабым взаимодействием), соответствующие образованию или распаду состояний *a* и *b*, обладающих противоположными чётностями. Относит. величина не сохраняющего чётности вклада αM_b усилена, если «основная» амплитуда M_a подавлена по к.-л. кинематич. причине. Пусть M_a и M_b — амплитуды поглощения ядер медленных продольно поляризованных нейтронов с орбитальными моментами $L = 1$ или 0. При поглощении могут образовываться резонансные состояния ядра (*p*- и *s*-резонансы) с одним и тем же моментом, но с противоположными чётностями [чётность $\pi = (-1)^L$]. Эти состояния смешиваются слабым взаимодействием, в результате амплитуда приобретает вид (2), т. е. возникает интерференция амплитуд противоположной чётности. Т. к. проекция спина нейтрона при *P*-инверсии не меняет знака, а импульс меняет, то проекция спина на импульс меняет знак при *P*-инверсии. Поэтому при сохранении чётности сечение поглощения не может зависеть от знака продольной поляризации нейтрона и должно оставаться неизменным при изменении поляризации на противоположную. Несохранение чётности проявляется в неодинаковости отвечающих амплитуде (2) сечений поглощения нейтронов, поляризованных по импульсу и против импульса. В *p*-резонансе отношение M_a/M_b пропорц. $\sqrt{\Gamma_p/\Gamma_s} \sim kR$, где Γ_p и Γ_s — ширины *p*- и *s*-резонансов, *k* — импульс нейтрона, *R* — радиус ядра. Для нейтронов с энергией порядка 1эВ фактор кинематич. усиления $1/kR$ достигает 10^3 .

Если ядерные состояния не обладают определённой *P*-чётностью, то становится возможным испускание в одном и том же переходе магн. и электр. γ -квантов одинаковой мультипольности, т. е. с одинаковыми полными моментами, но противоположными чётностями. При равной мультипольности магн. переходы происходят с меньшей вероятностью, чем электрические. Если «основной» переход (с сохранением *P*-чётности) — магнитный, то «примесный» электр. переход будет происходить с большей вероятностью (см. *Гамма-излучение*). Пусть M_a и M_b — амплитуды испускания магн. и электр. квантов, тогда M_a подавлена по сравнению с M_b в *v/c* раз (*v* — ср. скорость нуклона в ядре), а эффект усилен в $c/v \approx 10$ раз.

Структурное усиление имеет место в случае, когда в ф.-ле (2) «основная» амплитуда M_a подавлена по сравнению с M_b вследствие структурных особенностей состояний ядра, участвующих в переходе. Напр., «основной» $M1$ переход $(5/2)^+ \rightarrow (7/2)^+$ с испусканием γ -кванта с энергией 482 кэВ в ядре ^{181}Ta подавлен, т. к. сопряжён с изменением орбитального момента нуклона на 2, а примесный $E1$ переход $(5/2)^+ \rightarrow (7/2)^+$ не подавлен. Структурное усиление может достигать величины $\sim 10^2 - 10^3$.

Впервые Н. ч. в я. наблюдалось в угл. распределении γ -квантов, испускаемых при захвате поляризов. тепловых нейтронов ядром ^{113}Cd : $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ [4]. При сохранении чётности угл. распределение γ -квантов $W(\theta)$ (θ — угол между импульсом γ -кванта и направлением поляризации нейтронов) не должно зависеть от знака проекции спина нейтрона на импульс γ -кванта и, следовательно, должно быть симметричным относительно направления поляризации нейтронов. На опыте была обнаружена асимметрия, описываемая ф.-лой:

$$W(\theta) = 1 + \alpha \cos \theta;$$

причём $\alpha = -(3,7 \pm 0,9) \cdot 10^{-4}$ (в отсутствие усиления можно было бы ожидать значение $\alpha \sim 10^{-7}$). Впоследствии