

чальным и противоположные им по знаку. Под действием  $\pi/2$ -импульса ( $\theta = \pi/2$ ) в первоначально равновесной двухуровневой системе населённости уровней выравниваются ( $w = 0$ ), а абс. величина «активной» компоненты  $v$  достигает максимума. Если площадь импульса равна  $2\pi n$  ( $2\pi n$ -импульс,  $n = 0, 1, 2, \dots$ ), то по его окончании состояние системы совпадает с начальным.

Представление о площади импульсов играет важную роль в теории резонансного взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом, в радиоспектроскопии, лазерной спектроскопии, нелинейной оптике резонансных сред. (См. также *Затухание свободной поляризации, Оптическая нутация, Самоиндуцированная прозрачность, Спиновые эхо, Фотонное эхо.*) Имеются также обобщения этого понятия на случай многофотонных процессов.

Лит.: Аллен Л., Эберли Д.ж., Оптический резонанс в двухуровневых атомах, пер. с англ., М., 1978; Маккомбер Д., Динамика спектроскопических переходов, пер. с англ., М., 1979. К. Н. Дравович.

**ПИКНОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ** (от греч. πυκνός — плотный) — ядерные реакции, протекающие в достаточно плотном и холодном (вплоть до  $T = 0$ ) кристаллич. веществе за счёт нулевых колебаний реагирующих ядер в узлах кристаллич. решётки. Скорость П. р. не зависит от тем-ры, но зависит от плотности. Для осуществления ядерной реакции прежде всего необходимо, чтобы реагирующие ядра квантовомеханич. образом преодолели кулоновский барьер, обусловленный эл.-статич. отталкиванием ядер. Осн. отличие П. р. от термоядерных состоит в том, что в П. р. прохождение сквозь кулоновский барьер осуществляется за счёт нулевых колебаний ядер, а в термоядерных — благодаря тепловому движению ядер. При высоких тем-рах реакции идут как термоядерные, а при низких — как пикноядерные. Приближённо можно считать, что переход от одного режима к другому происходит при Дебая температуре кристаллич. решётки  $\theta_D \approx \hbar\omega/k$ , где  $\omega$  — характерная частота колебаний ядер в решётке. При  $T \ll \theta_D$  амплитуда колебаний ядер вблизи узла решётки  $r \approx [\hbar/M\omega]^{1/2}$ , где  $M$  — масса ядра. Скорость П. р.  $Q$  (кол-во реакций в единице объёма вещества в единицу времени) можно оценить по ф-ле

$$Q \sim n v r^{-3} \sigma P, \quad P \sim \exp(-\gamma), \quad \gamma \sim R^2/r^2. \quad (*)$$

Здесь  $n$  — концентрация ядер,  $R \sim n^{-1/3}$  — расстояние между соседними ядрами в узлах решётки,  $P$  — коэф. прохождения сквозь кулоновский барьер,  $\sigma = S(\mathcal{E})/\mathcal{E}$  — сечение ядерной реакции, делённое на коэф. прохождения сквозь барьер при относит. энергии ядер  $\mathcal{E}$ ,  $S(\mathcal{E})$  — астрофиз. фактор, плавно зависящий от  $\mathcal{E}$ ,  $v \approx \hbar\omega$ . В земных условиях  $\hbar\omega$  порядка нескольких сотых эВ,  $r \lesssim 10^{-9}$  см,  $R \sim 10^{-8}$  см. Поэтому коэф. прохождения сквозь барьер чрезвычайно мал, П. р. идут очень медленно и обычно не играют никакой роли.

П. р. могут быть важны в астрофиз. условиях — в вырожденных ядрах белых карликов и оболочках нейтронных звёзд, где плотность вещества  $\rho$  может достигать  $10^8$ – $10^{10}$  г/см<sup>3</sup> при  $T < \theta_D$ . В этих условиях  $\omega$  близка к плазменной частоте колебаний ядер решётки,  $\omega \approx (4\pi Z^2 e^2 n / M)^{1/2}$ , где  $Ze$  — заряд ядра. Поэтому  $(R/r)^2$  пропорц.  $\rho^{-1/2}$ , т. е. с ростом плотности вещества вероятность прохождения сквозь барьер растёт и П. р. идут всё более интенсивно. При этом растёт и тем-ра Дебая  $\theta_D \approx 7,8 \cdot 10^3 \sqrt{\rho(Z/A)K}$  ( $A$  — массовое число ядра,  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>), благодаря чему расширяется диапазон тем-р, где реакции являются пикноядерными.

Впервые на возможность осуществления П. р. в достаточно холодном и плотном звёздном веществе указал, по-видимому, У. Уайлджер в 1940 [1]. Простой и наглядный модельный расчёт скорости П. р. выполнен Я. Б. Зельдовичем (1957) [2]. Наиб. детальный расчёт проделали Э. Солпитер и Х. ван Хорн (1969) [3]. Строгий расчёт  $Q$  очень сложен из-за того, что преодолеваем

ый кулоновский барьер определяется не только реагирующими ядрами, но и соседними ядрами кристаллич. решётки. Для показателя экспоненты в ф-ле (\*), определяющего самую существ. величину — коэф. прохождения сквозь барьер, расчёты дают  $\gamma = \alpha Z A^{2/3} \rho^{-1/6}$ , где  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>,  $\alpha$  — коэф., к-рый при расчётах в разл. приближениях оказывается равным 180–200. Следует добавить, что скорости П. р. могут значительно возрастать при наличии большого числа дефектов кристаллич. решётки.

Лит.: 1) Wildbark W. A., The proton-deuteron transformation as a source of energy in dense stars, «Phys. Rev.», 1940, v. 57, p. 81; 2) Зельдович Я. Б., О ядерных реакциях в сверхплотном холодном водороде, «ЖЭТФ», 1957, т. 33, с. 991; 3) Salpeter E. E., Van Horn H. M., Nuclear reaction rates at high densities, «Astrophys. J.», 1969, v. 155, p. 183.

Д. Г. Яковлев.

**ПИКО...** (от исп. pico — малая величина) — первая составная часть наименования единицы измерения для образования названия *дольной единицы*, составляющей  $10^{-12}$  от исходной. Обозначения: п, р. Пример: 1 пф (пикофарада) =  $10^{-12}$ Ф.

**ПИКОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ СПЕКТРОСКОПИЯ** — совокупность методов оптич. спектроскопии, в к-рых используются световые импульсы пикосекундной ( $\sim 10^{-12}$  с) длительности. С получением ещё более коротких импульсов (фемтосекундных,  $\sim 10^{-15}$ ) П. и. с. развивалась в *фемтосекундную спектроскопию*.

**ПИ-МЕЗОНЫ** ( $\pi$ -мезоны, пионы) — группа сильно взаимодействующих элементарных частиц (адронов), в к-рую входят две противоположно заряженные ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) и одна нейтральная ( $\pi^0$ ) частицы. Пионы обладают массой, промежуточной между массой протона и электрона, в связи с чем и были названы мезонами (от греч. mesos — средний, промежуточный). Пионы являются связанными состояниями пар кварков и антикварков:  $\pi^+$  образован парой ( $u, \bar{d}$ )-кварков,  $\pi^-$  — парой ( $\bar{u}, d$ ), в  $\pi^0$  в равных пропорциях входят ( $\bar{u}, u$ )- и ( $\bar{d}, d$ )-пары кварков.

**Основные характеристики и квантовые числа пионов.** Массы, времена жизни и осн. способы распада пионов приведены в таблице.

Частицы	Масса $m$ , МэВ	Время жизни, $\tau$ , с	Способы распада	Вероятность распада, %
$\pi^\pm$	139,5685(10)	$2,6030(23) \cdot 10^{-8}$	$\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu)$ $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$ $\mu^\pm + \nu_\mu(\bar{\nu}_\mu) + \gamma$ $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \gamma$ $e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \pi^0$	99,98 $1,23 \cdot 10^{-2}$ $\sim 10^{-2}$ $\sim 10^{-5}$ $1,0 \cdot 10^{-6}$
$\pi^0$	134,9642(38)	$0,87(4) \cdot 10^{-16}$	$\gamma + \gamma$ $\gamma + e^+ + e^-$ $e^+ + e^- + e^+ + e^-$	98,80 1,20 $3,24 \cdot 10^{-9}$

Т. к. время жизни пионов велико по сравнению с ядерными временем ( $\sim 10^{-23}$  с), в табл. элементарных частиц их условно относят к «стабильным» частицам. Электрич. заряд  $\pi$ -мезона  $Q = -1$  (т. е. совпадает с зарядом электрона), для  $\pi^+$ -мезона  $Q = +1$ , для  $\pi^0$ -мезона  $Q = 0$ . Спин пионов  $J = 0$ , т. е. они относятся к классу бозонов. Их внутренняя чётность отрицательна,  $P = -1$ . Частицы с такими характеристиками спина и чётности ( $J = 0, P = -1$ ) наз. псевдоскалярными: барионное число, лептонное число, странность, очарование, красота пионов равны нулю. Из кваркового состава пионов видно также, что  $\pi^+$  и  $\pi^-$  являются частицей и античастицей по отношению друг к другу, а  $\pi^0$  тождествен своей античастице (т. е. является истинно нейтральной частицей);  $\pi^0$ -мезон имеет положит. зарядовую чётность:  $C = +1$ . Изотопический спин пионов  $I = 1$ , т. е. они образуют изотонич. триплет: трём возможным «проециям» изотонич. спина  $I_3 = +1, 0, -1$  соответствуют состояния  $\pi^+$ ,  $\pi^0$ ,  $\pi^-$ ,  $G$ -чётность пионов отрицательна,  $G = -1$ .