

с ядрами ( $\Xi^- + {}^{12}\text{C} \rightarrow \Lambda\Lambda^0 \text{He} + {}^7\text{Li}$ ), при столкновениях частиц высокой энергии (протонов, тяжёлых ионов) с ядрами [ $p + AZ \rightarrow K^+ + p + \Lambda(Z-1)$ ], в т. н. процессах фоторождения [ $\gamma + AZ \rightarrow K^+ + \Lambda(Z-1)$ ], в антипротон-ядерных взаимодействиях [ $\bar{p} + AZ \rightarrow K^+ + \pi^- + \Lambda^{-1}(Z-1)$ ] и др.

Большинство свойств Г. экспериментально установлено при изучении взаимодействия  $K^-$ -мезонов с ядрами. Энергии связи и характер распада основных состояний лёгких А-Г. определены по индивидуальным событиям, зарегистрированным в ядерных фотографических эмульсиях [1]. Из гамма-спектроскопич. экспериментов известны энергии некоторых низковозбуждённых состояний А-Г. [3]. Осн. источником информации о возбуждённых состояниях Г. является изучение реакции ( $K^-, \pi^-$ ) на пучках медленных  $K^-$ -мезонов [2, 3, 4, 5].

Особенностью реакции ( $K^-, \pi^-$ ) является возможность т. н. когерентного рождения Г., происходящего с большой вероятностью в условиях безотдачной кинематики, когда импульс  $q$ , передаваемый от  $K^-$ -мезона к  $\pi^-$ -мезону, мал по сравнению с характерным импульсом нуклонов в ядре (фермиевским импульсом  $q_F \approx 250 \text{ МэВ/с}$ ). В этом случае реакция обмена странностью происходит на одном нуклоне ядра ( $K^- + p \rightarrow \pi^- + \Lambda$ ) и сопровождается мин. возмущением движения остальных нуклонов. В результате образуются преим. гиперядерные состояния, отличающиеся от ядра-мишени заменой нейтрона из нек-рой оболочки на  $\Lambda$ -гиперон в том же пространстве, и спиновом состоянии. Поскольку все нейтроны данной оболочки дают когерентный вклад в образование подобных состояний, последние наз. когерентными или странными аналоговыми состояниями, а переходы в них — когерентными или квазиупругими (рис. 6, [2, 3, 5, 6]). С увеличением передаваемого импульса  $q$ , а также с ростом массы ядра-мишени возрастает относит. вероятность переходов в гиперядерные состояния, структура к-рых не аналогична структуре ядра-мишени (квазисвободные переходы [3, 5, 6]).

Теория гиперядер широко использует модели и методы, развитые для обычных ядер (см. *Оболочечная модель ядра*). Структура Г. рассматривается в рамках модели оболочек, взаимодействие гиперона с нуклонами ядра описывается с помощью эффективного гиперон-ядерного потенциала и остаточного гиперон-нуклонного взаимодействия. Экспериментально установлено, что силы притяжения в системе гиперон — ядро лишь немного уступают по интенсивности силам, действующим в обычных ядрах, но в отличие от последних слабо зависят от спинового состояния  $\Lambda$ -гиперона [3, 5]. Свойства мин. состояний А-Г. (энергии связи, квантовые числа, сечения возбуждения) согласуются с моделью слабой связи, основанной на предположении, что  $\Lambda$ -гиперон мало влияет на структуру нуклонного остова Г.  $\Lambda$  Z. В нулевом приближении последняя совпадает со структурой одного из состояний обычного ядра  $A-1Z$ . Точные энергии и волновые функции состояний Г. получаются диагонализацией остаточного взаимодействия.

Исследование Г. важно для установления связей между фундам. барион-барионными взаимодействиями и ядерной структурой и является одним из интенсивно развивающихся направлений ядерной физики.

Лит.: 1) Пневский Е., Зиминская Д., Современное состояние экспериментального исследования гиперядер, в кн.: Каон-ядерное взаимодействие и гиперядро, М., 1979; 2) D alitz R. H.,  $\Lambda$ - and  $\Sigma$ -hypernuclear physics, в кн.: Proceedings of the International Conference on nuclear physics, Berkeley, 1980, ed. by R. M. Diamond, J. O. Rasmussen, Amst. — [a. o.], 1981; 3) Povh B., Nuclear physics with hyperons, в кн.: Progress in particle and nuclear physics, ed. by D. Wilkinson, Oxf. — [a. o.], 1981; 4) Gal A., Strong interactions in A-hypernuclei, в кн.: Advances in nuclear physics, v. 8, N. Y., 1975; 5) Богданова Л. Н., Маркушин В. Е., Возбуждённые состояния гиперядер, «ЭЧАЯ», 1984, т. 15, с. 808; 6) D o-

u v e r s. B., Walker G. E., The interaction of kaons with nucleons and nuclei, «Phys. Repts, sec. C», 1982, v. 89, p. 1.

Л. Н. Богданова, В. Е. Маркушин.

**ГИРОМАГНИТНАЯ ЧАСТОТА** (циклотронная частота) — частота вращения свободной заряж. частицы (электрона, позитрона, иона, ...) в пост. однородном магн. поле  $B$ . Заряж. частица в магн. поле движется по винтовой линии, равномерно смещаясь со скоростью  $v_{||} = (v B)/B$  вдоль магн. поля и вращаясь по окружности радиуса  $r = v_{\perp} c m/q B$  со скоростью  $v_{\perp} = |v B|/B$  в плоскости, ортогог. магн. полю. Здесь  $m = m_0(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$  — масса движущейся частицы,  $q$  и  $m_0$  — заряд и масса покоя частицы,  $v$  — её мгновенная скорость,  $c$  — скорость света в вакууме. Указанное вращение происходит под действием Лоренца силы  $F = [v B] q/c$ . Частота вращения, т. е. Г. ч., равна  $\nu = \nu_B(1 - v^2/c^2)^{1/2}$ . Величина  $\nu_B = qB/2\pi m_0 c$ , являющаяся предельным перелативистским ( $v \ll c$ ) значением Г. ч., не зависит от скорости и определяется массой покоя частицы, её зарядом и магн. полем. В зависимости от величины магн. поля Г. ч.  $\nu_B$ , напр. электрона, меняется в широких пределах: от неск. Гц в межзвёздной среде ( $B \sim 10^{-6}$  Гс) и 1 МГц в земном магн. поле до  $10^4$  МГц в поле солнечного пятна и  $10^{13}$  МГц в магнитосфере нейтронной звезды ( $B \sim 5 \cdot 10^{12}$  Гс).

При релятивистском движении Г. ч. определяется полной массой частицы  $m$  и, следовательно, зависит от скорости (см. *Относительности теория*). Это обстоятельство наряду с релятивистским Доплера эффектом обуславливает смещение спектра излучения релятивистских частиц в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*) и принципиальную возможность группировки излучающих частиц (электронов) в мазерах на циклотронном резонансе. Излучение эл.-магн. волн частицей, движущейся в магн. поле, происходит на Г. ч. и кратных ей частотах. В результате излучения энергия и скорость частицы уменьшаются (*реакция излучения*), а реальная траектория представляет собой скручивающуюся спираль (винтовую линию с перем. радиусом и шагом). При распространении в ионизов. газе (плазме) или проводящем твёрдом теле эл.-магн. волн с частотой, близкой к Г. ч. и кратным ей частотам, наблюдается *циклотронный резонанс*.

Последоват. квантово-электродинамич. описание взаимодействия эл.-магн. поля с заряж. частицей, вращающейся в однородном магн. поле, показывает, что последнюю следует рассматривать как квантовую систему с дискретным энергетич. спектром  $E_k$  (Ландау уровни),  $k=0, 1, 2, \dots$  (квантуется только энергия  $E_k$  движения поперёк магн. поля). Для частицы со спином  $1/2$  имеем  $E_k = kh\nu_B$ . Дискретными величинами являются также масса  $m_k$  (или полная энергия  $m_k c^2$ ) и соответствующая классич. Г. ч.  $\nu_{k\text{кл}}/m_k$ . Спектр значений полной энергии не является эквидистантным. Этот эффект зависит от величины  $b = h\nu_B/m_0 c^2 = B/B_{\text{кр}}$ , где  $B_{\text{кр}} = 2\pi m_0^2 c^3/hq$ , и особенно существен для релятивистских электронов в сильных магн. полях, сравнимых с критич. значением  $B_{\text{кр}}^0 \approx 4,4 \cdot 10^{13}$  Гс (напр., в магнитосферах нейтронных звёзд). На низких уровнях Ландау (при малых номерах  $k$ ) понятия траектории частицы и классич. Г. ч. теряют смысл (см. *Квазиклассическое приближение квантовой механики*). Поэтому Г. ч. часто наз. квантовую циклотронную частоту  $\nu_B = qB/2\pi m_0 c$ , т. е. частоту кванта излучения (поглощения) при переходе между двумя соседними уровнями Ландау (см. также *Циклотронное излучение*).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; и х же. Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980. В. В. Кочаровский, Вл. В. Кочаровский.

**ГИРОМАГНИТНОЕ ОТНОШЕНИЕ** — отношение магн. момента элементарных частиц и систем, состоящих из них, к их механич. моменту; то же, что *магнитомеханическое отношение*.