

няться законы сохранения энергии и проекции квазиимпульса на направление  $H$ :

$$p'_H = p_H + \hbar q_H, \quad (2)$$

$$\hbar \Omega (n' + 1/2) + p'_H/2m = \hbar \Omega (n + 1/2) + p_H/2m + \hbar \omega. \quad (3)$$

Подставляя  $p'_H$  из (2), преобразуя (3) и считая  $q_H$  достаточно малым (чтобы пренебречь членом  $q_H^2$ ), получаем:

$$\Omega (n' - n) + p_H q_H/m = \omega. \quad (4)$$

В достаточно сильных полях  $H$ , когда  $\Omega > p_H q_H/m = q_H v_F$  ( $v_F$  — Ферми скорость), условие (4) может выполняться только при  $n' = n$ . Это означает, что возможны энергетич. переходы электронов только с сохранением числа  $n$ . При этом условие (4) имеет вид

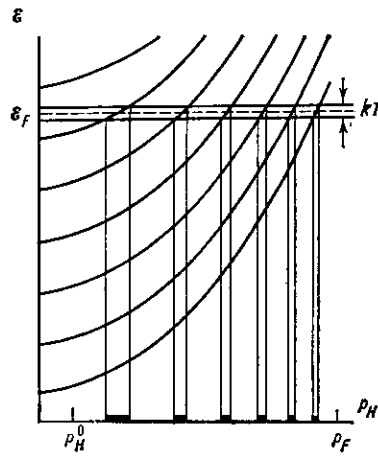
$$p_H q_H/m = \omega, \quad (5)$$

откуда следует, что в переходах могут участвовать только электроны с квазиимпульсом, удовлетворяющим соотношению

$$p_H^0 = m\omega/q_H = ms/\cos \phi, \quad (6)$$

где  $\phi$  — угол между направлением распространения звука и магн. полем  $H$ . Поскольку скорость звука  $s$  гораздо меньше скорости Ферми  $v_F$ , то  $p_H^0$  гораздо меньше квазиимпульса Ферми (если угол  $\phi$  достаточно отличается от прямого).

Если изобразить энергии  $\epsilon_n$  электронов как  $\phi$ -ци (рис.). Изменяя угол  $\phi$ , можно изменять  $p_H$



электронов, участвующих в поглощении звука. С др. стороны, если  $\hbar\omega < kT$  ( $T$  — температура), то в поглощении звука могут участвовать только электроны, находящиеся в интервале размытия распределения Ферми, т. е. в интервале энергий шириной  $kT$  вблизи ферми-энергии  $\epsilon_F$ . Поэтому кривые зависимости энергии электрона от  $p_H$  для разных  $n$  пересекаются полосой ширины  $kT$ , середина к-рой совпадает с уровнем Ферми  $\epsilon_F$ . Ширина полосы

меньше расстояния между кривыми, что соответствует условию  $\hbar\Omega > kT$ . Проецируя участки кривых, пересекаемые полосой, на ось абсцисс, видим, что в области размытия распределения Ферми существуют интервалы разрешённых и запрещённых значений  $p_H$  (первые отмечены жирными отрезками). Положения этих отрезков зависят от  $H$ , поскольку с изменением  $H$  меняются расстояния между кривыми. Когда при изменении  $H$   $p_H^0$  периодически попадает в интервал разрешённых значений  $p_H$ , имеет место сильное поглощение звука; в противном случае поглощение мало. Г. к. о. имеют место при условии [1]:

$$\epsilon_F > \hbar\Omega \gg kT.$$

При меньших полях  $H$  Г. к. о. могут иметь место также за счёт переходов с изменением квантового числа  $n$ . Г. к. о. могут иметь место и в том случае, если траектории электронов в магн. поле открытые. Однако в этом случае осцилляц. максимумы расширяются, а интервалы между ними сужаются. Уширение осцилляц. максимумов, как правило, происходит и при возрастании интенсивности звука [3—5].

Лит.: 1) Гуревич В. Л., Скобов В. Г., Фирсов Ю. А., Гигантские квантовые осцилляции поглощения

звука металлами в магнитном поле, «ЖЭТФ», 1961, т. 40, с. 786; 2) Королюк А. П., Пруцак Т. А., Новый тип квантовых осцилляций коэффициента поглощения ультразвука в цинке, там же, т. 41, с. 1689; 3) Гальперин Ю. М., Гандевич С. В., Гуревич В. Л., Гигантские осцилляции поглощения звука металлами в случае открытых траекторий, там же, 1969, т. 56, с. 1728; 4) Гальперин Ю. М., Козуб В. И., Нелинейное затухание коротковолнового звука в проводнике в магнитном поле, там же, 1972, т. 63, с. 1083; 5) Шенберг Д., Магнитные осцилляции в металлах, пер. с англ. М., 1986. В. Л. Гуревич.

**ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ** (гигантские мультипольные резонансы) — высоковозбуждённые состояния атомных ядер, к-рые интерпретируются как коллективные когерентные колебания с участием большого кол-ва нуклонов (см. *Колебательные возбуждения ядер*). Известны Г. р., соответствующие колебаниям объёма ядра, ядерной поверхности, протонов относительно нейтронов, колебания, связанные с переворотом спина нуклонов и с обменом зарядом (см. ниже). Экспериментально Г. р. проявляются как широкие максимумы в

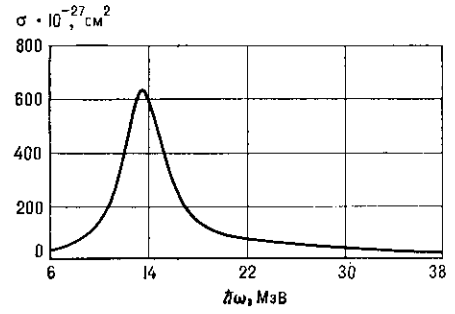


Рис. 1. Зависимость полного сечения  $\sigma$  поглощения  $\gamma$ -квантов ядром  $^{208}\text{Pb}$  от энергии  $\gamma$ -квантов.

зависимости сечения  $\sigma$  ядерных реакций от энергии налетающей частицы (рис. 1) или в спектре вылетающих частиц.

Г. р., являясь коллективными возбуждениями ядра  $A(N, Z)$  ( $N$  — число нейтронов,  $Z$  — протонов), могут принадлежать либо к состояниям того же ядра (нейтральная по заряду ветвь возбуждения), либо к состояниям соседних ядер — изобар  $A(N \mp 1, Z \pm 1)$  [заряж. ветви возбуждений ядра  $A(N, Z)$ , наз. зарядово-обменными или изобарич. состояниями (заряд ядра изменяется на  $\Delta Q = \pm 1$ ). В первом случае Г. р. могут быть возбуждены в реакциях без передачи заряда, напр. ( $e, e'$ ), ( $p, p'$ ), во втором — в реакциях перезарядки типа ( $p, n$ ) для  $\Delta Q = +1$  и ( $n, p$ ) для  $\Delta Q = -1$ .

**Классификация и основные особенности.** Классификация Г. р. как состояний колебат. типа производится по квантовым числам вибрат. возбуждений — по полному угл. моменту  $I$  и чётности  $\pi$  (обозначается  $I^\pi$ ). Полный момент  $I$  складывается из орбитального  $L$  и спинового  $S$  угл. моментов возбуждённого ядра, причём  $\pi = (-1)^L$ ,  $S = 0, 1$  (см. ниже). Для нейтральной ветви возбуждений Г. р. можно классифицировать характеристиками  $\gamma$ -кванта, испускаемого при снятии возбуждения данного типа. Поэтому Г. р. с  $S = 0, 1$ ;  $I = L$ ;  $\pi = (-1)^L$  наз. электрическими  $2^L$ -польными (обозначается  $EL$ ), а с  $S = 1, I = L \pm 1, \pi = (-1)^{L \pm 1}$  наз. магнитными  $2^L$ -польными ( $ML$ ). Т. о., Г. р.  $E0$  соответствует возбуждённому состоянию  $I^\pi = 0^+$  (электрич. монополюсный Г. р.),  $E1$  — состоянию  $1^-$  (электрич. дипольный Г. р.),  $E2$  — состоянию  $2^+$  (электрич. квадрупольный Г. р.),  $M1$  — состоянию  $1^+$  (магн. дипольный Г. р.),  $M2$  — состоянию  $2^-$  (магн. квадрупольный Г. р.) и т. д. (см. *Мультипольное излучение, Гамма-излучение*).

Для заряж. ветвей возбуждения установившейся терминологии нет, указывают  $I^\pi$ , отмечая случай  $S = 1$  дополнит. словом «спин» (напр., спин-дипольный Г. р.) и указывая ветвь возбуждения ( $\Delta Q = \pm 1$ ). Существуют спец. названия лишь для простейших Г. р. этого типа с  $\Delta Q = +1$ : для  $0^+$  — аналоговый резонанс (или изоба-