

дом реализуется, напр., при кулоновском возбуждении носителей ядер на вращат. уровень энергии в процессе рассеяния заряж. частиц ядрами.

Собственно квадруполь-квадрупольное взаимодействие с энергией $U_{QQ_0} \sim \text{const}/R^5$ наиб. важно для незаряж. систем с нулевыми дипольными моментами. Такая ситуация имеет место, в частности, при взаимодействии между состоящими из одинаковых атомов двухатомными молекулами в основном состоянии или между атомами с ненулевыми орбитальным ($L \neq 0$) и полным ($I \neq 0, \frac{1}{2}$) угл. моментами. Однако при усреднении по всевозможным ориентациям моментов молекул или атомов, напр. в газе, соответствующая сила притяжения (либо отталкивания) $\langle -\partial U_{QQ_0}/\partial R \rangle$ обращается в нуль. Последнее справедливо также по отношению к любым силам, обусловленным собственными дипольными или высшими мультипольными моментами частиц. Поэтому, согласно квантовомеханич. расчётам, усреднённые силы между молекулами (или атомами) в газе на больших расстояниях обычно определяются не эл.-статич., а высокочастотной эл.-магн. энергией наведённого диполь-дипольного взаимодействия $U \sim -1/R^6$, возникающего вследствие деформации одной молекулой электронного облака другой (см. *Межмолекулярное взаимодействие*).

Лит.: Гречишкин В. С., Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М., 1973; Бор О., Моттelson Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 2, М., 1977; Гроот С. Р. де, Сатторп Л. Г., Электродинамика, пер. с англ., М., 1982; Каплан И. Г., Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий, М., 1982.

В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский.

КВАДРУПОЛЬНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, обусловленное изменением во времени *квадрупольного момента* (электрич., магн., акустич., гравитационного) системы. Для эл.-магн. излучения различают электрич. и магн. К. и. в зависимости от того, вызывается ли оно изменением компонент тензора электрического Q_{ik}^e или магнитного Q_{ik}^m квадрупольных моментов (ср. в ст. *Дипольное излучение*). Выделение К. и. наиб. важно для источников, занимающих область малого размера l по сравнению с излучаемыми длинами волн λ : $l \ll \lambda$. Это условие ограничивает скорости и движения зарядов в источнике К. и. нерелятивистскими значениями: $u \sim cl/\lambda$, характерная частота К. и. $\omega \sim u/l$.

Согласно классич. электродинамике, интенсивность $I(t)$ излучения системы зарядов в вакууме в единицу времени с точностью до членов $\sim (l/\lambda)^5$ равна:

$$I(t) = \frac{2}{3c^3} (\ddot{\mathbf{p}}^e)^2 - \frac{4}{3c^3} \ddot{\mathbf{p}}^e \ddot{\mathbf{T}} + \frac{2}{3c^3} (\ddot{\mathbf{p}}^m)^2 + \frac{1}{5c^3} (\ddot{Q}_{ik}^e)^2,$$

где \mathbf{p}^e , \mathbf{p}^m и \mathbf{T} — электрич., магн. и тороидальный дипольные моменты соответственно. Вклад электрич. К. и. определяется последним слагаемым ($i, k=1, 2, 3$), интенсивность электрич. К. и. имеет тот же порядок $(l/\lambda)^2$, что и магн. дипольное излучение [магн. К. и. и тороидное дипольное излучение появляются только в след. порядке $(l/\lambda)^4$].

К. и. особенно важно для источников, не обладающих дипольными моментами ($\mathbf{p}^e=0, \mathbf{p}^m=0$), напр. для замкнутых систем, состоящих из частиц, у к-рых отношение зарядов к массе одинаково. Электрич. и магн. поле К. и. убывает при удалении от источника обратно пропорционально расстоянию, как и поле дипольного излучения.

При гармонич. законе изменения квадрупольного момента, $Q_{ik}^e = Q_{0ik}^e \cos \omega t$, с частотой ω средняя по времени интенсивность излучения равна

$$I_Q = \frac{\omega^6}{10c^3} (Q_{0ik}^e)^2.$$

Её угл. распределение (диаграмма направленности) в случае источника с осью симметрии z ($i=3$) выше вто-

рого порядка, когда отличны от нуля только диагональные составляющие $Q_{33}^e = -2Q_{22}^e = -2Q_{11}^e$, имеет вид

$$I_\theta = \frac{15}{8\pi} I_Q \sin^2 \theta \cos^2 \theta.$$

Здесь I_θ — интенсивность, отнесенная к единице телесного угла в направлении наблюдения \mathbf{n} , θ — полярный угол между \mathbf{n} и осью z . В отсутствие указанной симметрии источника интенсивность К. и. I_θ имеет более сложную диаграмму направленности, зависящую также от азимутального угла φ (как квадрат нек-рой линейной суперпозиции ф-ций const , $\cos \varphi$, $\sin \varphi$, $\cos 2\varphi$ и $\sin 2\varphi$), а само К. и. связано с потерей момента импульса излучающей системой зарядов.

При квантовом описании К. и. последнее обстоятельство приводит к ограничениям (*отбора правил*) на те энергетич. состояния излучающей системы, между к-рыми возможны квадрупольные квантовые переходы. Электрич. К. и. и квадрупольное рассеяние γ -лучей, света и микроволн малыми частицами (атомными ядрами, молекулами, пылинками) применяется при спектральном исследовании внутр. структуры и динамич. свойств этих частиц. К. и., наряду с магн. дипольным, определяет время жизни и вероятность перехода из *метастабильных состояний*, используемых в нек-рых оптич. квантовых генераторах и усилителях.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 7 изд., М., 1988; и х же, Квантовая механика, 3 изд., М., 1974; Блатт Дж., Вайскопф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Баранова Н. Б., Зельдович Б. Я., Два подхода к учету пространственной дисперсии в молекулярном рассеянии света, «УФН», 1979, т. 127, с. 421; Дубовик В. М., Гусунян Л. А., Тороидные моменты в физике электромагнитных и слабых взаимодействий, «ЭЧАЯ», 1983, т. 14, с. 1193; Бертч Дж. Ф., Колебания атомных ядер, пер. с англ., «В мире науки», 1983, № 7, с. 16.

В. В. Кочаровский, В. В. Кочаровский.

КВАДРУПОЛЬНЫЕ ЛИНЗЫ — см. в ст. *Электронные линзы*.

КВАДРУПОЛЬНЫЙ МОМЕНТ — мультипольный момент 2-го порядка (ранга), характеризующий источник к-л. поля. Напр., К. м. системы электрич. зарядов, распределённых в объёме V с плотностью $\rho(\mathbf{r})$, наз.

симметричный тензор $Q_{ik}^e = (1/2) \int_V (x_i x_k - r^2 \delta_{ik}/3) \rho dV$,

где x_i, x_k — компоненты вектора \mathbf{r} , δ_{ik} — символ Кронекера. (Используются и др. нормировки К. м., отличающиеся от приведённой коэф. 3 или 6.) Поскольку

след $\sum_{i=1}^3 Q_{ii}^e = 0$, то в общем случае имеется всего 5 незави-

симых составляющих электрич. К. м.; из них собственно К. м. иногда наз. только диагональную составляющую Q_{33}^e . Если электрич. дипольный момент \mathbf{p}^e и суммарный заряд q системы равны нулю, то тензор электрич. К. м. не зависит от выбора начала отсчёта (точки $\mathbf{r}=0$). Потенциал эл.-статич. поля стационарной системы зарядов на расстояниях R , больших по сравнению с её размерами $l, R \gg l$, с учётом первых трёх мультиполей имеет вид $\varphi = q/R + \mathbf{p}^e \mathbf{n}/R^2 + 3Q_{ik}^e n_i n_k / R^3$ (здесь и далее по повторяющимся индексам i и k производится суммирование). В этой ф-ле использована *Гаусса система единиц*, вектор $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ задаёт направление от системы ($\mathbf{r}=0$) в точку наблюдения \mathbf{R} . Квадрупольную составляющую потенциала можно представить как поле сосредоточенного (точечного, $l \rightarrow 0$) электрического К. м., отвечающего распределению зарядов $\rho = Q_{ik}^e \nabla_i \nabla_k \delta(\mathbf{r}) + (D/6) \Delta \delta(\mathbf{r})$, где $D = \int_V r^2 \rho(\mathbf{r}) dV$ —

среднеквадратичный радиус исходного распределения плотности заряда $\rho(\mathbf{r})$, $\delta(\mathbf{r})$ — дельта-функция Дирака.