

сигнала переходит в автоколебат. режим. Подача входного сигнала соответствующей частоты приводит к захвату и синхронизации автоколебаний. Если необразованный сигнал не проходит или условия самовозбуждения генератора не выполняются, то в Д. ч. без входного сигнала колебания отсутствуют.

Лит.: Ризкин И. Х., Умножители и делители частоты, 2 изд., М., 1976; Демьяненко А. Г., Синхронизация генераторов гармонических колебаний, М., 1976.

А. М. Георгиевский.

ДЕЛЬБРЮКОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — процесс когерентного (без изменения частоты) рассеяния фотонов на кулоновском поле атомного ядра (на виртуальных фотонах). Теоретически предсказано М. Дельбрюком (M. Delbrück) в 1933. Впервые Д. р. наблюдалось в 1953 Р. Р. Вильсоном (R. R. Wilson). Сечение Д. р. сосредоточено в осн. в области малых углов рассеяния.

Д. р. является нелинейным эффектом *квантовой электродинамики*. Его механизм состоит в том, что фотон, налетающий на ядро, образует в его кулоновском поле электрон-позитронную пару, к-рая аннигилирует, испуская фотон первонач. энергии. Простейшая *Фейнмана диаграмма*, отвечающая Д. р., изображена на рис. Здесь волнистые линии — фотоны, волнистые линии с крестиком (означающим кулоновское поле) — виртуальные фотоны, петля соответствует рождению и аннигиляции e^+e^- -пары.

Д. р. можно рассматривать как особый случай рассеяния света на свете (или фотона на фотоне). Однако сечение Д. р. в $\alpha^2 Z^4$ раз больше, чем сечение рассеяния фотонов фотонами, что облегчает эксперим. наблюдение эффекта (здесь $\alpha \approx 1/137$, Z — заряд ядра в единицах заряда протона e).

В области энергий фотонов $\mathcal{E}_\gamma = \hbar\omega \ll mc^2$, где m — масса электрона, для $d\sigma_{++}$ ($d\sigma_{--}$) — сечения рассеяния право- или левополяризов. фотонов без изменения спинового состояния и для $d\sigma_{+-}$ ($d\sigma_{-+}$) — сечения рассеяния фотонов, в результате к-рого право- или левополяризов. фотон превращается в лево- или правополяризов. фотон, справедливы выражения

$$d\sigma_{++} = d\sigma_{--} = 1,004 \cdot 10^{-3} (Z\alpha)^4 r_0^2 \cos^4(\vartheta/2) d\omega, \quad (1)$$

$$d\sigma_{+-} = d\sigma_{-+} = 3,81 \cdot 10^{-4} (Z\alpha)^4 r_0^2 \sin^4(\vartheta/2) d\omega, \quad (2)$$

где ϑ — угол рассеяния фотона, $d\omega$ — элемент телесного угла, r_0 — классич. радиус электрона.

При высоких энергиях сечение Д. р. вперед равно:

$$d\sigma \Big|_{\vartheta=0} = -\frac{49}{81\pi^2} (Z\alpha)^4 r_0^2 \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^2 \left[\ln^2 \frac{0,15\hbar\omega}{mc^2} + \frac{\pi^2}{4} \right] d\omega. \quad (3)$$

Первый член определяется мнимой, а второй — действит. частью амплитуды рассеяния. Действит. часть амплитуды соответствует виртуальным e^+e^- -парам, мнимая — образованию реальных пар. Действит. часть амплитуды определяет сечение до энергий $\mathcal{E}_\gamma \sim 10$ МэВ, при $\mathcal{E}_\gamma > 10$ МэВ доминирует мнимая часть амплитуды. Ф-ла (3) справедлива для сечения в области малых углов рассеяния $\vartheta \ll (mc^2/\hbar\omega)^2$.

Полное сечение Д. р. для фотонов большой энергии стремится к пост. пределу: $\sigma = (98/81\pi) Z^4 \alpha^6 \hbar^2 / m^2 c^2$. Оно становится сопоставимым с сечением *Комптона эффекта* при энергиях ~ 10 ГэВ. Из-за характерной для Д. р. направленности вперед дифференц. сечение в области $\vartheta \approx 0,01^\circ$ уже при $\mathcal{E}_\gamma = 300$ МэВ превосходит соответствующее сечение комптоновского рассеяния на три порядка.

Лит.: Ахнезер А. И., Берестецкий В. Б., Квантовая электродинамика, 4 изд., М., 1981; Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Пятаевский Л. П., Квантовая электродинамика, 2 изд., М., 1980; Jauch J. M., Rohrlich F., The theory of photons and electrons, 2 ed., N. Y.—[a. o.], 1980. Л. Н. Лавирус.

ДЕЛЬТА-ФУНКЦИЯ [δ -функция, $\delta(x)$] — наиболее употребительная из *обобщенных функций*, определяемая формальным соотношением

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \delta(x-a) f(x) dx = f(a)$$

для любой непрерывной ф-ции $f(x)$. Введена П. Дираком (P. Dirac) в 1926. Строгое определение Д.-ф. и обоснование правил действий с ней дается теорией обобщенных ф-ций. В этой теории Д.-ф. определяется как непрерывный линейный функционал в пространстве непрерывных ф-ций. Равенство результатов интегрирования правой и левой частей с непрерывными ф-циями означает справедливость соотношений:

$$\delta(-x) = \delta(x); \quad \delta(cx) = |c|^{-1} \delta(x) \quad (c = \text{const});$$

$$\delta(\varphi(x)) = \sum_k \delta(x-x_k) |\varphi'(x_k)|^{-1}$$

[x_k — корни ур-ния $\varphi(x)=0$] и т. д. В этом же смысле определяют Д.-ф. многомерного аргумента $x=x_1, \dots, x_n$: $\delta(x) = \delta(x_1) \dots \delta(x_n)$. Используют также интегр. представление

$$\int \exp\{i(k \cdot x)\} dx = (2\pi)^n \delta(k).$$

Д.-ф. незаменима при матем. описании идеализиров. ситуаций, когда физ. величина (масса, заряд, интенсивность источников тепла и т. п.) сосредоточена в точке: Д.-ф. задает распределение плотности такой величины. Напр., плотность $\rho(x) = e\delta(x)$ отвечает заряду e в точке x .

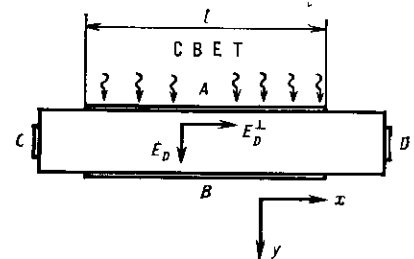
Д.-ф. используют в совр. матем. физике при построении обобщенных и фундам. решений дифференц. ур-ний, *Грина функций* краевых задач, при нормировке собств. ф-ций непрерывного спектра и т. д.

Лит.: Дирак П. А. М., Принципы квантовой механики, пер. с англ., 2 изд., М., 1979; В л а д и м и р о в В. С., Уравнения математической физики, 4 изд., М., 1981.

В. П. Павлов.

ДЕЛЯЩИЕСЯ ИЗОМЕРЫ — изомерные состояния ядер (см. *Изотопия ядерная*) с высокой вероятностью спонтанного деления. Известно ок. 30 ядер (изотопы U, Pu, Am, Cm, Bk), для к-рых вероятность спонтанного деления в изомерном состоянии больше, чем в основном, примерно в 10^{26} раз (см. *Деление ядер*).

ДЕМБЕРА ЭФФЕКТ — возникновение электрнч. поля в однородном полупроводнике при его неравномерном освещении. Установил Х. Дембер (H. Dember) в 1931, теория дана Я. И. Френкелем в 1933. Относится к числу *фотогальванических эффектов*. Напр., поле Дембера



E_D возникает при освещении образца, сильно поглощающего свет, через полупрозрачный электрод А (рис.). Избыточные электроны и дырки, создаваемые светом у освещаемой поверхности, диффундируют в глубь образца в направлении Oy (см. *Диффузия носителей заряда в полупроводниках*). Т. к. коэф. диффузии у электронов D_n и дырок D_p различен, то в полупроводнике возникает электрнч. поле, к-рое (при малой концентрации избыточных носителей) связано с градиентом концентрации фотоносителей:

$$E_D = \frac{\hbar T}{l} \cdot \frac{D_p - D_n}{n_0 D_n + p_0 D_p} \cdot \frac{dn}{dy}. \quad (*)$$