К осн. понятиям С. относятся понятия о моменте силы относительно центра и относительно оси и о паре сил. Сложение сил и их моментов относительно центра производится по правилу сложения векторов. Величина $\boldsymbol{R}$, равная геом. сумме всех сил $\boldsymbol{F}_k$, действующих на данное тело, наз. гл. вектором этой системы сил, а величина $\boldsymbol{M}_0$, равная геом. сумме моментов $m_0(\boldsymbol{F}_k)$ этих сил относительно центра O, наз. гл. моментом системы сил относительно указанного центра:

$$\boldsymbol{R}=\sum_k \boldsymbol{F}_k, \quad \boldsymbol{M}_0=\sum_k m_0(\boldsymbol{F}_k). \qquad (1)$$

Решение задачи приведения сил даёт следующий осн. результат: любая система сил, действующих на абсолютно твёрдое тело, эквивалентна одной силе, равной гл. вектору $\boldsymbol{R}$ системы и приложенной в произвольно выбранном центре O, и одной паре сил с моментом, равным гл. моменту $\boldsymbol{M}_0$ системы относительно этого центра. Отсюда следует, что любую систему действующих на твёрдое тело сил можно задать её гл. вектором и гл. моментом,— результат, к-рым широко пользуются на практике при задании, напр., аэродинамич. сил, действующих на самолёт или ракету, усилий в сечении балки и др.

Простейший вид, к к-рому приводится данная система сил, зависит от значений $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$. Если $\boldsymbol{R}=0$, $\boldsymbol{M}_0 \neq 0$, то данная система сил заменяется одной парой с моментом $\boldsymbol{M}_0$. Если $\boldsymbol{R} \neq 0$, а $\boldsymbol{M}_0 = 0$ или $\boldsymbol{M}_0 \neq 0$, но векторы $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$ взаимно перпендикулярны (что, напр., всегда имеет место для параллельных сил или сил, лежащих в одной плоскости), то система приводится к одной равнодействующей, равной $\boldsymbol{R}$. Наконец, когда $\boldsymbol{R} \neq 0$, $\boldsymbol{M}_0 \neq 0$ и эти векторы не взаимно перпендикулярны, система сил заменяется совокупным действием силы и пары сил (или двумя скрещивающимися силами) и равнодействующей не имеет.

Для равновесия любой системы сил, действующих на твёрдое тело, необходимо и достаточно обращение величин $\boldsymbol{R}$ и $\boldsymbol{M}_0$ в нуль. Вытекающие отсюда ур-ния, к-рым должны удовлетворять действующие на тело силы при равновесии, см. в ст. *Равновесие механической системы* [ур-ния (1)]. Равновесие системы тел изучают, составляя ур-ния равновесия для каждого тела в отдельности и учитывая закон равенства действия и противодействия. Если общее число реакций связей окажется больше числа ур-ний, содержащих эти реакции, то соответствующая система тел является статически неопределимой; для изучения её равновесия надо учесть деформации тел.

Графич. методы решения задач С. основываются на построении многоугольника сил и верёвочного многоугольника.

Лит.: Жуковский Н. Е., Теоретическая механика, 2 изд., М.— Л., 1952; Лойцянский Л. Г., Лурье А. И., Курс теоретической механики, т. 1, 8 изд., М., 1982; Тарг С. М., Краткий курс теоретической механики, 10 изд., М., 1986; см. также лит. при ст. *Механика*.

С. М. Тарг.

СТАТИСТИКА ФОТООТСЧЁТОВ — вероятностное описание потока событий (отсчётов), происходящих в счётчике фотонов (фотодетекторе) под действием падающих на него световых квантов. Метод счёта фотонов используется при регистрации слабых световых потоков, когда фотодетектор успевает завершить предыдущий отсчёт к приходу последующего фотоотсчёта. Регистрация последовательностей фотоотсчётов и их статистич. обработка предпринимаются для установления свойств света того или иного источника, а также свойств среды, воздействующей на проходящий через неё свет. В качестве счётчиков фотонов используют *фотоэлектронные умножители* и лавинные фотодиоды (чувствительные в видимом, УФ- и ближнем ИК-диапазонах спектра эл.-магн. излучения), фотоэлектронные умножители со сцинтилляторами (в УФ- и рентг. диапазонах); в более длинноволновом диапазоне могут использоваться атомные пучки. Выходные электрич. импульсы в таких фотодетекторах, являющиеся откликом на фотон, имеют конечную длительность. Однако при анализе фотоотсчёты считают точечными событиями, т. е. происходящими мгновенно, привязывая момент отсчёта, напр., к максимуму импульса. Такая идеализация позволяет рассматривать фотоотсчёты как поток точечных событий. Существенно вероятностный характер взаимодействия фотонов с атомами фоточувствит. площадки фотодетектора приводит к тому, что момент отсчёта не детерминирован, и в результате поток фотоотсчётов имеет случайный характер.

Поток фотоотсчётов характеризуется следующими параметрами: числом отсчётов в заданном интервале времени; временны́м интервалом между соседними отсчётами; временем появления первого отсчёта после заданного момента времени; частотой совпадений отсчётов разных счётчиков, находящихся в одном потоке фотонов, и т. д. Многократные измерения этих характеристик с последующей статистич. обработкой позволяют установить такие свойства регистрируемого излучения, как распределения числа фотонов и интенсивности, корреляц. свойства и степень когерентности, временно́й ход интенсивности, а также нек-рые другие.

Наиб. распространение получили измерения распределения числа отсчётов в заданном интервале времени от t до $t+T$: $P_m(t,T)$ — вероятность регистрации m отсчётов в интервале времени T. Связь распределения $P_m(t,T)$ с характеристиками света основывается на соотношениях *квантовой оптики*. Однако в классич. пределе, когда поток фотонов, выраженный их числом в объёме когерентности (см. *Когерентность света*), велик и излучение можно характеризовать классической (не операторной) величиной интенсивности $I(t,x,y)$ [Вт/см^2] (где x и y — координаты фоточувствит. площадки счётчика), связь $P_m(t,T)$ с характеристиками света устанавливается из простых соображений о независимости отсчётов друг от друга [4]. В этом случае распределение $P_m(t,T)$ определяется полной энергией излучения Q, упавшей на счётчик за время регистрации T, и квантовой эффективностью счётчика η:

$$P_m(t,T)=(m!)^{-1}(\eta Q/\hbar\omega)^m \exp(-\eta Q/\hbar\omega), \qquad (1)$$

где

$$Q=\iint\limits_S \int\limits_t^{t+T} I(t',x,y)dt'dxdy.$$

Энергия фотона $\hbar\omega$, входящая в (1), не придаёт квантового характера этому соотношению, т. к. она появилась в (1) из определения квантовой эффективности счётчика: η есть вероятность отсчёта при падении на счётчик одного фотона, $0<\eta\leqslant 1$. Если излучение освещает фоточувствит. площадку S счётчика равномерно и с пост. интенсивностью I, то распределение числа фотоотсчётов не зависит от времени t и является пуассоновским:

$$P_m(T)=(m!)^{-1}(\eta ITS/\hbar\omega)^m \exp(-\eta ITS/\hbar\omega). \qquad (2)$$

Величина $\eta ITS/\hbar\omega$ определяет ср. число фотоотсчётов $\langle m\rangle=\eta ITS/\hbar\omega$ и все высшие факториальные моменты распределения $P_m(T)$:

$$\langle m(m-1)\ldots(m-k+1)\rangle \equiv \sum_{m\geqslant k} m(m-1)\ldots(m-k+1)P_m(T)=$$
$$=\langle m\rangle^k \equiv (\eta ITS/\hbar\omega)^k.$$

В частности, дисперсия пуассоновского распределения совпадает со ср. значением:

$$\langle\Delta m^2\rangle \equiv \langle(m-\langle m\rangle)^2\rangle = \langle m\rangle,$$

а относит. среднеквадратичное отклонение числа отсчётов обратно пропорционально квадратному корню из среднего:

$$\sqrt{\langle\Delta m^2\rangle/\langle m\rangle^2}=1/\sqrt{\langle m\rangle}.$$