

$$= \sum [\rho_i \times \mathcal{F}_i] - \sum m_i [\rho_i \times \ddot{\mathbf{i}}] = \mathbf{G}_A - M [\overline{AS} \times \ddot{\mathbf{i}}].$$

Должно быть

$$[\overline{AS} \times \ddot{\mathbf{i}}] \equiv \mathbf{0},$$

что и реализуется в перечисленных трех случаях.

Последний случай не столь важен, как первые два, но и он иногда реализуется, например, когда точки с массами m_1, m_2 притягивают друг друга: $\mathbf{F}_1 = -\mathbf{F}_2 \parallel (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$. Тогда и силы направлены по прямой, соединяющей точки, и центр масс S на ней лежит. Поэтому в качестве A можно взять любую из точек.

Мы очень кстати вспомнили о силах, направленных от одной точки к другой. Воспользуемся (9) и заметим, что

$$\sum_i [\rho_i \times \mathcal{F}_i] = \sum_i [\rho_i \times \Phi_i] + \sum_{i < j} [\rho_i - \rho_j] \times \mathbf{f}_{ij}.$$

Следовательно, если внутренние силы удовлетворяют условию

$$\mathbf{f}_{ij} \parallel (\rho_i - \rho_j), \quad (7.14)$$

как это обычно сразу принимается при формулировании третьего закона Ньютона, то получится, что при вычислении момента сил можно брать только внешние силы.

ТЕОРЕМА ОБ ИЗМЕНЕНИИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ

В тех же подвижных осях, что и в теореме об изменении кинетического момента, введем относительную кинетическую энергию:

$$T_A = \frac{1}{2} \sum_i m_i \dot{\rho}_i^2$$

и продифференцируем ее:

$$\begin{aligned} \frac{dT_A}{dt} &= \sum_i m_i (\dot{\rho}_i, \ddot{\rho}_i) = \sum (\dot{\rho}_i, \mathcal{F}_i - m_i \ddot{\mathbf{i}}) = \\ &= \sum (\mathcal{F}_i, \dot{\rho}_i) - M (\overline{AS}, \ddot{\mathbf{i}}). \end{aligned}$$

Вывод: полная производная кинетической энергии

$$\frac{dT_A}{dt} = \sum_i (\mathcal{F}_i, \dot{\rho}_i), \quad (7.15)$$

если, как и в предыдущей теореме,

1) $\ddot{\mathbf{i}} \equiv \mathbf{0}$ (инерциальная система отсчета) или

2) $A \equiv S$ (оси Кенига; величина T_S называется собственной кинетической энергией системы).

Другие возможности нам не потребуются.