ленным от $-q_m$ к $+q_m$ ($\boldsymbol{p}_m = q_m \boldsymbol{l}$). В предельном случае $q_m \to \infty$, $l \to 0$, $p_m = \text{const}$ принято говорить о точечном или элементарном Д. м. Понятие Д. м. возникло в кон. 18 — нач. 19 вв., когда для объяснения природы магнетизма предполагалось существование магн. материи. Впоследствии оно сохранило своё значение как удобная модель, позволяющая правильно вычислять поля соленоидальных электрич. токов. Если объёмная плотность тока $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ чисто соленоидальна ($\operatorname{div} \boldsymbol{j} = 0$), её можно выразить через вектор намагниченности $\boldsymbol{M}$, $[\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r}) = c \operatorname{rot} \boldsymbol{M}]$, представляющий собой плотность магнитного момента $d\boldsymbol{m}/dV = \boldsymbol{M}$, так что магн. момент всей системы токов $\boldsymbol{j}(\boldsymbol{r})$ равен:

$$\boldsymbol{p}_m = \boldsymbol{m} = \int \boldsymbol{M}\, dV = (2c)^{-1} \int [\boldsymbol{r}\boldsymbol{j}]\, dV. \qquad (*)$$

Здесь использована *Гаусса система единиц*, интегрирование производится по всему объёму V, занятому токами. В частности, ток I, текущий по тонкому замкнутому контуру, лежащему в плоскости $\boldsymbol{n} = \text{const}$ ($\boldsymbol{n}$ — нормаль к поверхности S, натянутой на контур), имеет, согласно (*), магн. момент $\boldsymbol{m} = IS\boldsymbol{n}c^{-1}$. Предельный случай элементарного диполя соответствует значению $\boldsymbol{j} = -c\,[\boldsymbol{m}\nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})]$, где $\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})$ — дельта-функция, $\boldsymbol{r}_{\text{д}}$ — радиус-вектор точки расположения диполя. На ток во внеш. постоянном магн. поле с вектором индукции $\boldsymbol{B}(\boldsymbol{r})$ действуют сила и вращающий момент. Если магн. поле мало меняется на расстояниях порядка размеров токового распределения, сила равна $\boldsymbol{F} = \operatorname{rot}[\boldsymbol{B}\boldsymbol{m}] = \operatorname{grad}(\boldsymbol{m}\boldsymbol{B})$. Вращающий момент $\boldsymbol{N}$ равен $\boldsymbol{N} = [\boldsymbol{m}\boldsymbol{B}]$.

Т. о., в макроскопич. электродинамике фигурируют Д. м. двух видов: «зарядовый» Д. м., образуемый фиктивными магн. зарядами, распределёнными (в случае точечного источника) с плотностью $\rho_m = (\boldsymbol{m}_\rho \nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})$, и «токовый» Д. м., образуемый соленоидальными электрич. токами, распределёнными (тоже в случае точечного источника) с плотностью $\boldsymbol{j} = -c[\boldsymbol{m}_j \nabla\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})]$. Поля, создаваемые равными Д. м. ($\boldsymbol{m}_\rho = \boldsymbol{m}_j$) вне области источников в вакууме (или в любой иной среде, магн. проницаемость к-рой $\mu = 1$), одинаковы, однако в средах с $\mu \neq 1$ совпадение достигается, если только принять, что $\boldsymbol{m}_\rho = \mu \boldsymbol{m}_j$, т. е. считать, что дипольный момент зарядового Д. м. зависит от проницаемости. В неоднородных и (или) анизотропных средах различие в структурах полей, вообще говоря, не устраняется.

Фактически все известные ныне Д. м. являются токовыми. Существование зарядовых Д. м., образованных *магнитными монополями*, остаётся проблематичным. Однако зарядовые Д. м. сохраняют определённое методич. значение, ибо их поля находятся в строгом соответствии с полями зарядовых электрич. диполей и получаются из них с помощью *двойственности перестановочной принципа*, т. е. замены $\boldsymbol{p}_e \to \boldsymbol{p}_m$, $\varepsilon \rightleftarrows \mu$, $\boldsymbol{E} \to \boldsymbol{H}$, $\boldsymbol{H} \to -\boldsymbol{E}$. Это позволяет во мн. случаях (но не всегда!) установить свойства и поведение реальных токовых Д. м. без дополнит. вычислений (излучение Д. м. с изменяющимся во времени $\boldsymbol{p}_m$, движение в заданных полях, взаимодействие неск. Д. м. и т. п.).

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория поля, 6 изд., М., 1973; Джексон Дж., Классическая электродинамика, пер. с англ., М., 1965; Сивухин Д. В., Общий курс физики, 2 изд., т. 3, М., 1983. *М. А. Миллер.*

ДИПО́ЛЬ ТОРО́ИДНЫЙ — то же, что *анаполь*.

ДИПО́ЛЬ ЭЛЕКТРИ́ЧЕСКИЙ — система, состоящая из двух одинаковых по величине, но разноимённых точечных зарядов ($\pm q$), расположенных на конечном расстоянии l друг от друга. Характеризуется дипольным моментом (ДМ), равным по величине $p = ql$ и направленным от $-q$ к $+q$ ($\boldsymbol{p} = q\boldsymbol{l}$). Элементарным или точечным Д. э. наз. предельная система с $l \to 0$, $|q| \to \infty$ при конечном p. Плотность электрич. заряда $\rho(\boldsymbol{r})$ в этом случае допускает представление $\rho = -(\boldsymbol{p}\nabla)\,\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})$, где $\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_{\text{д}})$ — дельта-функция, $\boldsymbol{r}_{\text{д}}$ — радиус-вектор точки расположения Д. э. Поле элементарного Д. э. полностью определяется его ДМ, тогда как в поле реального Д. э. заметный вклад дают ещё и мультипольные моменты. В статич. случае ($\partial\rho/\partial t = 0$) поля *мультиполей* убывают с расстоянием тем быстрее, чем выше их порядок, поэтому на больших расстояниях ($r \gg l$) поле реального Д. э. не отличается от поля элементарного Д. э.

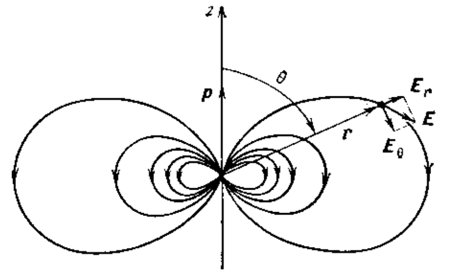
Статический Д. э. создаёт чисто потенц. (безвихревое) поле. В однородной изотропной среде с диэлектрич. проницаемостью ε напряжённость электрич. поля $\boldsymbol{E}$ точечного Д. э. выражается ф-лами (*Гаусса система единиц*)

$$\boldsymbol{E} = -\nabla\Phi, \quad \Phi = (\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})/\varepsilon r^3, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{r}$ — радиус-вектор из точки Д. э. в точку наблюдения (точку поля). В сферич. координатах (r, θ, φ; угол θ отсчитывается от направления $\boldsymbol{p}$):

$$E_r = 2p\cos\theta/\varepsilon r^3; \quad E_\theta = p\sin\theta/\varepsilon r^3. \qquad (2)$$

Т. о., поле Д. э. убывает быстрее ($\sim r^{-3}$), чем поле точечного заряда ($\sim r^{-2}$). На рис. приведена картина силовых линий $\boldsymbol{E}$, даваемых соотношениями (1) и (2)



в сечении $\varphi = \text{const}$; линии неограниченно сгущаются в центре, ибо поле Д. э. сингулярно вблизи источника ($\sim r^{-3}$).

Энергия взаимодействия Д. э. с внеш. полем $\boldsymbol{E}_{\text{вн}}$ пропорциональна ДМ и в случае точечного Д. э. равна $W = -(\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{\text{вн}})$. При конечных l это соотношение справедливо в приближении $l \ll L_E$, где L_E — характерный масштаб изменения $\boldsymbol{E}_{\text{вн}}$. На Д. э. в таком поле действуют сила $\boldsymbol{F} = -\nabla W = (\boldsymbol{p}\nabla)\,\boldsymbol{E}_{\text{вн}}$ и вращающий момент $\boldsymbol{N} = [\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{\text{вн}}]$. Под их воздействием Д. э. стремится ориентироваться вдоль поля и перемещается в область более сильного поля.

Распределение заряда в огранич. области V описывается его плотностью $\rho(\boldsymbol{r}')$. Потенциал электростатич. поля, создаваемого такой системой неподвижных зарядов, на расстояниях $\boldsymbol{r}$, превышающих её характерные размеры, равен $\Phi = q/r + (\boldsymbol{p}\boldsymbol{r})/r^3 + \ldots$, где $q = \int \rho(\boldsymbol{r}')\,dV$ — полный заряд, $\boldsymbol{p} = \int \boldsymbol{r}'\rho(\boldsymbol{r}')\,dV$ — ДМ системы. Если такая система находится во внеш. поле с потенциалом $\Phi_{\text{вн}}(r)$, то при малом изменении $\Phi_{\text{вн}}$ на расстояниях порядка размеров системы её энергия равна $W \approx q\Phi_{\text{вн}}(0) - (\boldsymbol{p}\boldsymbol{E}_{\text{вн}}(0)) + \ldots$ при соответствующем выборе начала отсчёта.

Отсюда и из ф-лы (1) можно найти энергию взаимодействия W_{12} двух диполей с ДМ $\boldsymbol{p}_1$ и $\boldsymbol{p}_2$, расположенных в точках $\boldsymbol{r}_1$ и $\boldsymbol{r}_2$:

$$W_{12} = [(\boldsymbol{p}_1\boldsymbol{p}_2) - 3\,(\boldsymbol{n}\boldsymbol{p}_1)\,(\boldsymbol{n}\boldsymbol{p}_2)]\,r_{12}^{-3}; \quad \text{где } \boldsymbol{r}_{12} = \boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_2,$$
$$\boldsymbol{n} = \boldsymbol{r}_{12}/r_{12}.$$

Д. э. с переменным ДМ эквивалентен отрезку длины l с изменяющимся во времени током поляризации I: $I\boldsymbol{l} = d\boldsymbol{p}/dt$, поэтому он создаёт и электрич. и магн. поля (см. *Антенна*, *Дипольное излучение*). Поля излучения перем. мультиполей, хотя и имеют разную пространств. структуру, но убывают с расстоянием одинаково, поэтому излучение реального диполя, строго говоря, всегда отличается от идеального дипольного излучения.