

Электростатическое поле, удовлетворяющее условию (2.17), называется **однородным**.

Пусть теперь  $h \gg R$ . Это значит, что линейные размеры заряженной пластины во много раз меньше расстояния до исследуемой точки поля. Из формулы бинома Ньютона, имеющей вид

$$(a + b)^m = a^m + \frac{m}{1!} \cdot a^{m-1} \cdot b + \frac{m(m-1)}{2!} \cdot a^{m-2} \cdot b^2 + \\ + \frac{m(m-1)(m-2)}{3!} \cdot a^{m-3} \cdot b^3 + \dots,$$

следует, что

$$\left(1 + \frac{R^2}{h^2}\right)^{-1/2} = 1 - \frac{1}{2} \frac{R^2}{h^2} + \frac{3}{8} \left(\frac{R^2}{h^2}\right)^2 - \dots$$

Так как третий и последующие члены этого ряда весьма малы по сравнению со вторым, то ими можно пренебречь, и тогда

$$\left(1 + \frac{R^2}{h^2}\right)^{-1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{R^2}{h^2}.$$

Подставив это выражение в (2.15), получим

$$E = \frac{\sigma R^2}{4\varepsilon_0 \varepsilon h^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 \varepsilon h^2}, \quad (2.18)$$

где  $q = \sigma R^2$  — общий заряд пластины.

Формула (2.18) совпадает с (2.2') для напряженности поля точечного заряда, если вместо  $h$  подставить  $r$ . Таким образом, вдали от заряженной пластины ее поле подобно полю точечного заряда, равного  $\sigma R^2$ .

### § 2.3. Графическое изображение электростатических полей

1. Графическое изображение электростатического поля с помощью векторов напряженности  $\mathbf{E}$  в различных точках поля очень неудобно. Векторы напряженности при этом накладываются друг на друга, и получается весьма запутанная картина. Более нагляден предложенный М. Фарадеем метод изображения электростатических полей с помощью силовых линий (линий напряженности). Силовыми линиями называются кривые, касательные к которым в каждой точке совпадают с направлением вектора напряженности поля (рис. 2.6). Силовым линиям приписывается направление такое же, как вектора напряженности. Например, на рис. 2.6 силовая линия направлена слева направо. Считается, что силовые линии начинаются на положительных зарядах и оканчиваются на отрицательных. Линии напряженности не пересекаются, так как в каждой точке поля вектор  $\mathbf{E}$  имеет лишь одно направление.

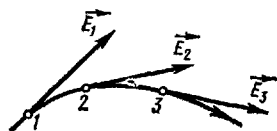


Рис. 2.6

2. На рис. 2.7—2.10 изображены известные из курса средней школы картины плоских сечений электростатических полей: положительного и отрицательного точечных зарядов, а также двух одинаковых и двух разноименных точечных зарядов. В первых двух случаях (рис. 2.7, 2.8) поля обладают центральной симметрией. В случае поля двух оди-

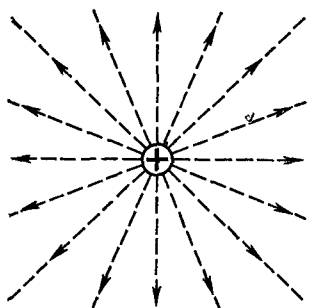


Рис. 2.7

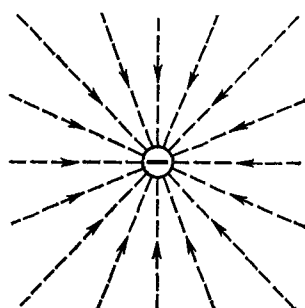


Рис. 2.8

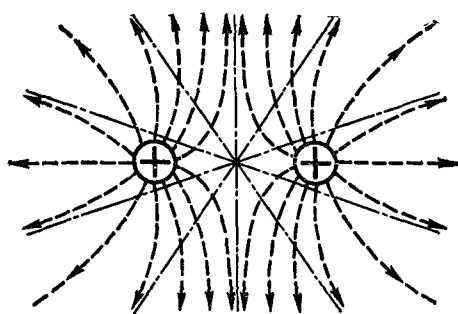


Рис. 2.9

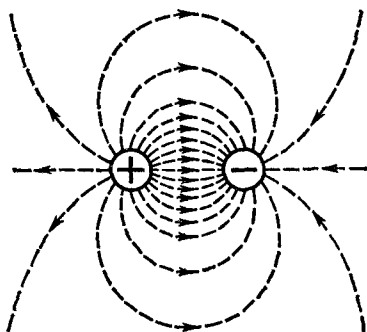


Рис. 2.10

наковых одноименных зарядов (рис. 2.9) силовые линии искривлены. Однако вдали от зарядов эти линии асимптотически приближаются к прямым, проведенным из точки, находящейся посередине между зарядами. Поэтому вдали от зарядов создаваемое ими поле подобно полю точечного заряда  $2q$ , находящегося посередине. Из приведенных рисунков видно, что силовые линии могут уходить в бесконечность.

3. Распределение силовых линий электростатического поля можно показать на опыте. Для этого силуэт заряженного тела, вырезанный из металлической фольги, наклеивают на дно стеклянного сосуда, в который наливают жидкий диэлектрик, например скипидар или касторовое масло, а затем в эту жидкость насыпают манную крупу. Крупинки образуют в электрическом поле цепочки, распределенные вдоль силовых линий<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Причины перемещения и поворота крупинки в электростатическом поле объяснены в § 6.1.

4. Силовые линии не следует отождествлять с траекториями движения в электростатическом поле очень легких заряженных частиц. Траектория частицы обладает тем свойством, что в каждой ее точке по касательной к ней направлена с к о р о с т ь частицы. По касательной же к силовой линии направлены с и л а, действующая со стороны поля на частицу, а следовательно, и у с к о р е н и е частицы.

## § 2.4. Электрическое смещение. Теорема Остроградского—Гаусса

1. Напряженность электрического поля, как видно из рассмотренных в § 2.1 и 2.2 полей точечного заряда, диполя, равномерно заряженной круглой пластинки и плоскости, зависит от свойств среды: в однородной изотропной среде напряженность поля  $E$  всегда обратно пропорциональна  $\varepsilon$ . Поэтому для характеристики электрического поля наряду с напряженностью  $E$  удобно ввести еще одну векторную величину  $D$ , называемую **электрическим смещением** или **электрической индукцией**. Для поля в электрически изотропной среде связь  $D$  и  $E$  в СИ имеет вид<sup>1</sup>

$$D = \varepsilon \varepsilon_0 E \quad (2.19)$$

В СИ электрическое смещение выражается в кулонах на квадратный метр (Кл/м<sup>2</sup>).

В системе СГСЭ

$$D = \varepsilon E. \quad (2.20)$$

Из (2.19) и (2.2) следует, что для поля точечного заряда  $q$

$$D = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^3} \mathbf{r}, \quad (2.21)$$

а проекция  $D$  на направление радиуса-вектора  $\mathbf{r}$

$$D_r = \frac{1}{4\pi} \frac{q}{r^2}. \quad (2.21')$$

2. Из приведенных в § 2.2 примеров видно, что решение основной задачи электростатики методом наложения полей сопряжено со значительными математическими трудностями. Другой метод расчета электростатических полей основан на использовании теоремы Остроградского—Гаусса. Прежде чем перейти к формулировке и доказательству этой теоремы, введем понятие о потоке вектора электрического смещения сквозь поверхность.

3. Рассмотрим сначала однородное электрическое поле, во всех точках которого вектор  $D$  одинаков. Проведем в этом поле произвольную плоскость  $MN$  (рис. 2.11), нормаль  $\mathbf{n}$  к которой

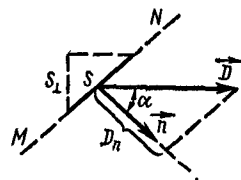


Рис. 2.11

<sup>1</sup> Общее определение вектора  $D$ , справедливое как для изотропных, так и для анизотропных сред, дано в § 6.3.