

Глава IV

ПРОВОДНИКИ В ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

§ 4.1. Распределение электрических зарядов на проводнике

1. В проводниках имеются электрически заряженные частицы — носители заряда, которые способны под действием внешнего электрического поля перемещаться по всему объему проводника. В этой главе мы ограничимся рассмотрением только твердых металлических проводников. Носителями заряда в них являются электроны, называемые **электронами проводимости** или свободными электронами. Они возникают при переходе металла из газообразного состояния в конденсированное (твердое или жидкое) за счет происходящего при этом обобществления валентных электронов, отделяющихся от «своих» атомов. Не останавливаясь на экспериментальном обосновании электронного характера электропроводимости металлов (см. § 8 З), рассмотрим особенности поведения электронов проводимости в электростатическом поле и связанные с этим электрические свойства проводников в условиях электростатики.

2. В первом приближении можно считать, что в отсутствие внешнего электрического поля электрические поля электронов проводимости и положительных ионов металла («атомных остатков») взаимно компенсируют друг друга. При внесении металлического проводника во внешнее электростатическое поле электроны проводимости перераспределяются в проводнике до тех пор, пока всюду внутри проводника поле электронов проводимости и положительных ионов не компенсирует внешнее поле. Итак, в любой точке проводника, находящегося в электростатическом поле, напряженность установившегося результирующего электрического поля равна нулю.

На поверхности проводника вектор напряженности \mathbf{E} должен быть направлен по нормали к этой поверхности, иначе под действием составляющей E_{τ} вектора \mathbf{E} , касательной к поверхности проводника, заряды перемещались бы по проводнику, что противоречило бы их статическому распределению. Отсюда следует, что в установившемся состоянии:

а) во всех точках внутри проводника $\mathbf{E} = 0$, а во всех точках на его поверхности $\mathbf{E} = \mathbf{E}_n$ ($E_{\tau} = 0$);

б) весь объем проводника, находящегося в электростатическом поле, эквипотенциален. Действительно, в любой точке внутри проводника

$$(d\varphi/dl) = -E \cos(\mathbf{E}, \widehat{dl}) = 0 \text{ и } \varphi = \text{const.}$$

Поверхность проводника также эквипотенциальна, так как для любой линии на поверхности

$$(d\varphi/dl) = -E_{\tau} = 0;$$

в) в заряженном проводнике uncompensated charges располагаются только на поверхности проводника. Проведем внутри проводника произвольную замкнутую поверхность S , ограничивающую некоторый внутренний объем проводника. Согласно теореме Остроградского—Гаусса, суммарный заряд q этого объема равен

$$q = \Phi_e = \oint D dS \cos(\widehat{\mathbf{D}}, \mathbf{n}) = 0, \quad (4.1)$$

так как во всех точках поверхности S , находящейся внутри проводника, поля нет.

3. Определим напряженность поля вблизи поверхности заряженного проводника. Для этого выделим на его поверхности произвольную малую площадку dS и построим на ней цилиндр высотой dl с образующей, перпендикулярной площадке dS , и основаниями dS' и dS'' , параллельными dS (рис. 4.1). Ввиду малости dS можно считать, что $dS' = dS'' = dS$. На поверхности проводника и вблизи нее векторы \mathbf{E} и $\mathbf{D} = \epsilon\epsilon_0 \mathbf{E}$ перпендикулярны этой поверхности. Поэтому поток вектора \mathbf{D} сквозь боковую поверхность построенного нами цилиндра равен нулю. Поток электрического смещения сквозь поверхность dS'' также равен нулю, так как она лежит в н у т р и проводника и во всех ее точках $\mathbf{D} = 0$. Следовательно, поток смещения $d\Phi_e$ сквозь всю замкнутую цилиндрическую поверхность равен потоку сквозь одно верхнее основание dS' :

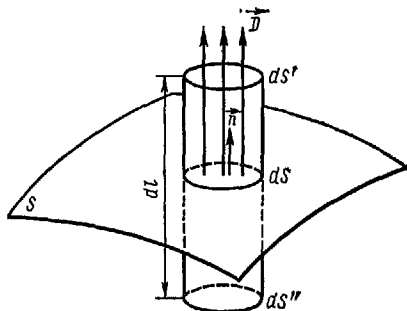


Рис. 4.1

$$d\Phi_e = D_n dS,$$

где D_n — проекция вектора электрического смещения на внешнюю нормаль \mathbf{n} к площадке dS .

С другой стороны, по теореме Остроградского—Гаусса (2.28) этот поток равен сумме зарядов dq , охватываемых поверхностью:

$$d\Phi_e = dq = \sigma dS,$$

где σ — поверхностная плотность зарядов на элементе dS поверхности проводника. Из равенства правых частей этих формул следует, что

$$D_n = \sigma, \quad E_n = \sigma/\epsilon\epsilon_0. \quad (4.2)$$

Итак, если электростатическое поле создается заряженным проводником, то напряженность этого поля вблизи поверхности проводника прямо пропорциональна поверхностной плотности зарядов, находящихся на нем.

4. Из рис. 3.5 видно, что вблизи острий и выступов на проводнике эквипотенциальные поверхности наиболее сильно искривлены и сближены друг с другом. Очевидно, что в этих областях напряженность поля, равная $E = -\text{grad } \phi$, максимальна. Следовательно, поверхностная плотность электрических зарядов на остриях и выступах больше, чем в других частях тела, и, наоборот, в области конической впадины напряженность поля E и плотность зарядов σ минимальны.

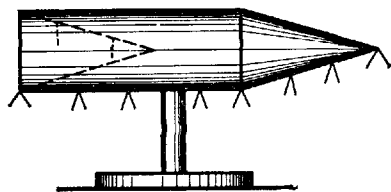


Рис. 4.2

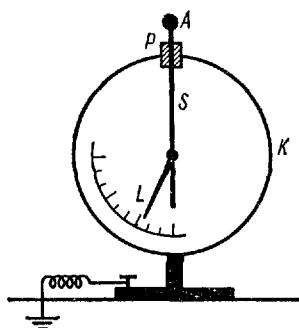


Рис. 4.3

Распределение зарядов на поверхности проводника можно оценить экспериментально. Для этого в разных точках поверхности исследуемого тела приклеиваются парные листочки из папиросной бумаги — электроскопы. В местах большей напряженности поля (т.е. большей плотности σ зарядов) листочки расходятся сильнее (рис. 4.2).

Для экспериментального определения поверхностной плотности зарядов можно использовать **электрометр**. Простейший электрометр изображен на рис. 4.3. Главной его частью является легкий металлический указатель L , прикрепленный к стерженьку S . Стерженек S изолирован от цилиндрического металлического корпуса K электрометра янтарной пробкой P и вне корпуса заканчивается металлическим шариком A . Корпус K соединен с Землей, чтобы K и окружающие его заземленные предметы, например стены комнаты, а также экспериментатор, имели одинаковый потенциал (потенциал Земли) и между ними не могли возникнуть электрические поля, действие которых на указатель L исказило бы результат опыта.

При сообщении шарик A и соединенному с ним стерженьку S некоторого заряда q указатель L отклоняется тем сильнее, чем больше возникающая разность потенциалов между L и заземленным корпусом K электрометра. Эта разность потенциалов, в свою очередь, зависит от заряда q . Поэтому электрометр можно использовать как для измерения потенциала, так и для измерения заряда. Перед измерениями электрометр необходимо проградировать.

Распределение зарядов по поверхности проводника удобно исследовать с помощью специального щупа в виде небольшого гибкого металлического листочка, укрепленного на изолирующей ручке. Листок изгибается по форме той части поверхности проводника, на которой хотят определить плотность зарядов σ , и прижимается к ней. При этом листок становится как бы частью поверхности проводника и заряжа-

ется с поверхностной плотностью σ . Общий заряд шупа будет равен $\sigma \Delta S$, где ΔS — площадь одной стороны листка. Затем шуп отделяется от проводника и его заряд переносится на чувствительный электрометр. Очевидно, что заряд, полученный электрометром, и отклонение указателя L будут тем больше, чем больше σ .

5. Исследования распределения зарядов на проводниках различной формы, находящихся в однородном диэлектрике вдали от других заряженных тел, показали:

а) распределение зарядов по внешней поверхности проводника зависит только от ее формы: где кривизна поверхности больше, там и поверхностная плотность σ зарядов больше;

б) на внутренних поверхностях замкнутых полых проводников избыточные заряды отсутствуют и $\sigma = 0$.

6. Большое значение напряженности поля вблизи острого выступа на заряженном проводнике приводит к явлению, известному под названием «электрического ветра». В достаточно сильном электрическом поле вблизи заряженного острия происходит ионизация воздуха (это так называемая ударная ионизация, о которой мы будем говорить подробнее в § 12.1). Ионы, заряженные одноименно с острием, движутся от него. Они увлекают за собой частицы воздуха и тем самым вызывают образование «электрического ветра», направленного от острия. Ионы, заряженные разноименно с острием, движутся к нему. Однако их влияние на «электрический ветер» несущественно, так как образование и разгон ионов происходят в непосредственной близости от острия.

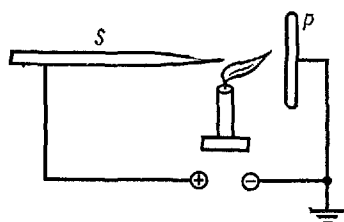


Рис. 4.4

На рис. 4.4 изображен опыт, демонстрирующий действие «электрического ветра» на пламя свечи. Помещенное перед острием S , соединенным с положительным полюсом электростатической машины, пламя сильно отклоняется от острия и даже может быть погашено.

Вследствие сильной ионизации воздуха около острия оно быстро теряет электрический заряд. Поэтому для сохранения заряда на проводниках стремятся к тому, чтобы поверхности проводников были возможно большего радиуса кривизны и не имели острых выступов.

7. Если заряженный металлический шарик привести в соприкосновение с поверхностью какого-нибудь проводника, то заряд шарика частично передается проводнику. Шарик разряжается до тех пор, пока его потенциал не станет равным потенциалу проводника. Иначе обстоит дело, если шарик привести в соприкосновение с внутренней поверхностью полого проводника. При этом также происходит выравнивание потенциалов шарика и проводника. Но так как внутри проводника не должно быть избыточных зарядов, то весь заряд шарика передается проводнику и распределяется по внешней поверхности последнего. Поэтому для измерения заряда какого-либо тела с помощью электрометра вместо шарика A (см. рис. 4.3) нужно взять

полый проводник с небольшим отверстием для помещения тела внутрь этого проводника. Обычно в качестве такого проводника применяют длинный полый металлический цилиндр, называемый цилиндром Фарадея, или полый шар.

Множественно повторяя передачу зарядов по проводнику, можно значительно повысить его потенциал до значения, ограничиваемого явлением стекания зарядов с проводника.

Этот принцип был использован Ван-де-Граафом для построения электростатического генератора, схема которого приведена на рис. 4.5. Широкая бесконечная лента L из шелка или прорезиненной ткани движется на двух шкивах A и B , расположенных на высоте до 10 м друг над другом. Верхний шкив помещен внутри полового, изолированного от земли шара C . Лента заряжается либо за счет трения, либо, как показано на рис. 4.5, в результате стекания на нее электрических зарядов с острий D , соединенных с одним из полюсов электростатической машины \mathcal{E} . Через острия K этот заряд полностью передается шару C . Заряд и потенциал шара увеличиваются до тех пор, пока утечка зарядов с наружной поверхности шара из-за возникновения электрического разряда в окружающем шар воздухе не сравняется с притоком зарядов через острия K . Построив два таких генератора с шарами диаметром в несколько метров и заряжая

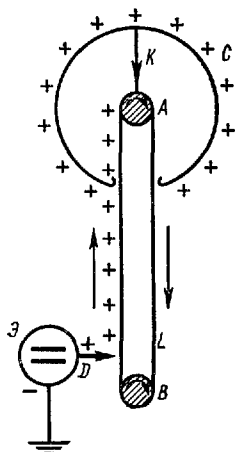


Рис. 4.5

один из шаров положительно, а другой отрицательно, удастся получить разности потенциалов между ними в несколько миллионов вольт.

8. Между одноименно заряженными участками проводника должны действовать силы взаимного отталкивания. Элемент поверхности dS заряженного проводника находится в электрическом поле напряженностью E_1 , которое создается зарядами, распределенными по всей остальной поверхности проводника. Поэтому сила dF , действующая на элемент dS , равна

$$dF = \sigma E_1 dS.$$

Обозначим через E_2 напряженность поля, создаваемого зарядами, находящимися на поверхности dS . Тогда напряженность E результирующего поля вблизи поверхности проводника равна сумме E_1 и E_2 : $E = E_1 + E_2$. Легко видеть, что вне проводника $E = E_1 + E_2$, а внутри $E' = E_1 - E_2$.

Так как внутри проводника напряженность поля равна нулю ($E' = 0$), то

$$E_1 = E_2 = E/2.$$

Заменив E_n по формуле (4.2), где $\epsilon = 1$, получим для проводника, помещенного в вакуум,

$$E_{1n} = \sigma/2\varepsilon_0.$$

Вектор $E_1 = E/2$ направлен в сторону внешней нормали к площадке dS , если $\sigma > 0$, и в противоположную сторону, если $\sigma < 0$. Поэтому сила dF , действующая на элемент dS поверхности заряженного тела, всегда направлена в сторону внешней нормали. Этот результат очевиден, так как он является следствием взаимного отталкивания одноименных зарядов. Сила dF численно равна

$$dF = (\sigma^2/2\varepsilon_0) dS. \quad (4.3)$$

Если проводник находится в газообразном или жидком диэлектрике, то вследствие явления электрострикции (см. § 1.2) диэлектрик оказывает на проводник добавочное давление и сила dF уменьшается в ε раз:

$$dF = \frac{\sigma^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} dS = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 F^2}{2} dS. \quad (4.3')$$

§ 4.2. Электростатическая индукция

1. Если незаряженный проводник поместить во внешнее электростатическое поле, то под влиянием электрических сил свободные электроны будут перемещаться в нем в направлении, противоположном вектору напряженности поля. В результате этого на двух противоположных концах проводника появятся разноименные заряды: отрицательный — на том конце, где оказались лишние электроны, положительный — на том, где электронов не хватает. Явление, состоящее в электризации незаряженного проводника во внешнем электростатическом поле путем разделения на этом проводнике уже имеющихся в нем в равных количествах положительных и отрицательных зарядов, называется **электризацией через влияние** или **электростатической индукцией**.

Индуктированные (наведенные) на проводнике заряды исчезают, когда проводник удаляют из электрического поля. Для того чтобы отделить положительные индуктированные заряды от отрицательных, необходимо разъединить разноименно заряженные части проводника до его удаления из электростатического поля.

2. На рис. 4.6, *a* изображены пунктиром силовые линии однородного электростатического поля параллельных пластин, заряженных разноименно. Эквипотенциальные поверхности показаны сплошными линиями. Поместим в это поле незаряженный изолированный металлический шар. Под влиянием поля на поверхности шара будет происходить перераспределение электронов проводимости до тех пор, пока эта поверхность не станет эквипотенциальной. В результате этого внешнее электростатическое поле искривится (рис. 4.6, *б*). Эквипотенциальные поверхности по обе стороны от шара сдвинутся, часть силовых линий будет обрываться на поверхности шара. Внутри шара поля не будет.