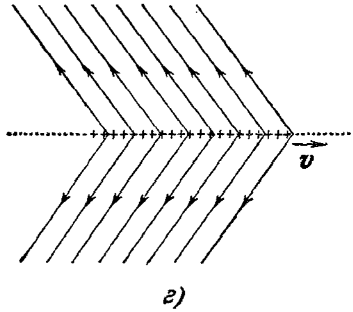
стоянным. Инвариантность же заряда подразумевает, что если мы посмотрим на выделенный кусок вещества из любой другой системы отсчета, то измеренное количество заряда в нем окажется в точности тем же самым. Энергия тоже сохраняется, но она не является релятивистски инвариантной величиной. Заряд сохраняется и он релятивистски инвариантен. На языке теории относительности, по отношению к преобразованию Лоренца энергия есть одна из компонент четырехвектора, а заряд — скаляр, т. е. инвариантное число. Это — экспериментальный факт с далеко идущими последствиями. Он полностью определяет природу поля движущихся зарядов.

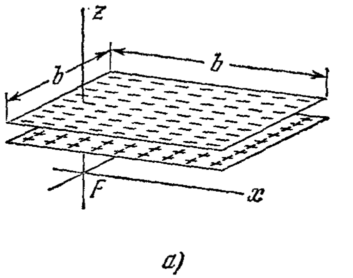
5.5. Электрическое поле, измеренное в разных системах отсчета

Если заряд инвариантен относительно преобразования Лоренца, то электрическое поле **E** должно преобразовываться определенным образом. «Преобразовать поле **E**» значит ответить на такой вопрос: если наблюдатель в некоторой инерциальной системе отсчета F в данной точке пространства и времени измеряет поле **E** и получает столько-то вольт на сантиметр, то какое поле будет измерено в той же пространственно-временной точке наблюдателем в другой инерциальной системе отсчета F'? Мы можем ответить на этот вопрос, применяя теорему Гаусса к некоторым простым системам.

Рассмотрим в системе отсчета F (рис. 5.9, *а*) два неподвижных и однородно заряженных слоя с поверхностной плотностью, равной, соответственно, $+\sigma$ и $-\sigma$. Слои представляют собой квадраты со сторонами b, параллельные плоскости xy. Предположим, что расстояние между слоями мало по сравнению с b, так что поле между ними можно считать однородным. Величина этого поля, измеренная наблюдателем в F, равна, конечно, $4\pi\sigma$. Теперь рассмотрим инерциальную систему отсчета F', движущуюся по отношению к F налево со скоростью **v**. Для наблюдателя в F' заряженные «квадраты» уже больше не квадраты. Сторона квадрата x' сокращается от величины b до $b\sqrt{1-\beta^2}$, где β, как обычно, равно v/c. Но полный заряд инвариантен, т. е. не зависит от системы отсчета. Поэтому плотность заряда, измеренная в F', будет больше σ в $1/\sqrt{1-\beta^2}$ раз. На рис. 5.9 система зарядов показана в разрезе, на *б* — как она видна в F, а на *в* — как она видна в F'. Что мы можем сказать об электрическом поле в системе F', если все, что мы знаем об электрическом поле движущихся зарядов, содержится в равенстве (4)?

Во-первых, мы можем быть уверены, что электрическое поле равно нулю снаружи «сэндвича» и однородно между слоями, по крайней мере в пределе, когда протяженность слоев стремится к бесконечности. Поле бесконечного однородного слоя не может зависеть ни от расстояния от слоя, ни от положения точки относительно слоя. (В системе нет ничего, что позволило бы установить масштаб расстояний или положение; если бы поле менялось по степенному закону, подобно полю точечного или линейного заряда, то оно на слое обращалось бы в бесконечность.) Однако мы можем предполагать *), что поле одиночного движущегося слоя положительных зарядов имеет вид, показанный на рис. 5.9, *г*. Но если это так, то поле слоя отрицательных зарядов должно выглядеть, как на рис. 5.9, *д*, с тем, чтобы суперпозиция таких полей тем не менее имела характер, показанный на рис. 5.9, *е*.





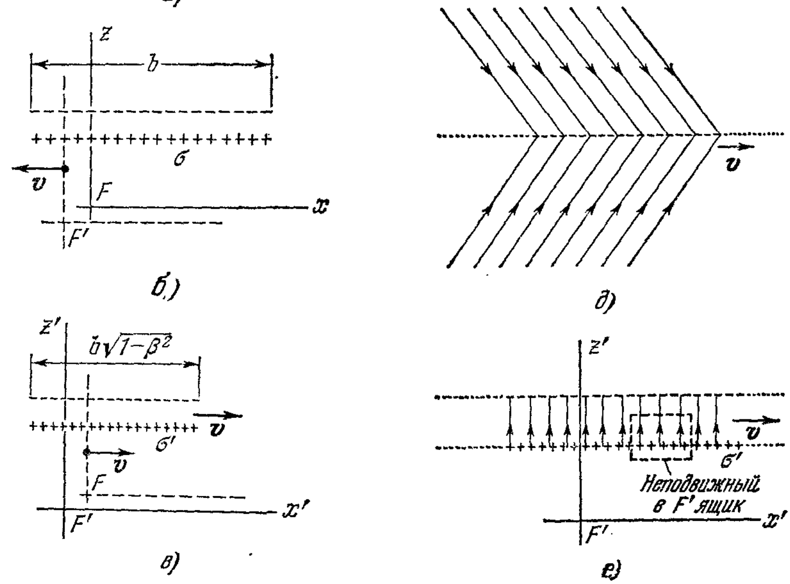


Рис. 5.9. Показано, как выглядит электрическое поле в другой системе отсчета (относительная скорость перпендикулярна к направлению поля). *а*) Два неподвижных, равномерно заряженных слоя. *б*) Поперечный разрез слоев в системе отсчета F. *в*) Поперечный разрез слоев в системе отсчета F'. *г*) Поле движущегося слоя положительных зарядов. *д*) Поле движущегося слоя отрицательных зарядов. *е*) Суперпозиция полей, показанных на (*г*) и (*д*).

К неподвижному в системе отсчета F' ящику, показанному на рис. 5.9, *е* в разрезе, можно применить теорему Гаусса. Количество заряда внутри него определяется величиной σ', а поле снаружи рав-

*) Напоминаем, что в системе F' слой заряда движется; у нас нет уверенности, что его поле должно быть подобным полю неподвижного слоя. В действительности оказывается, что электрическое поле движущегося слоя перпендикулярно к слою, а вовсе не такое, как гипотетические поля рис. 5.9, *г* и *д*.

но нулю. Теорема Гаусса говорит, что величина E'_z, единственная отличная от нуля компонента поля внутри ящика, должна быть равна $4\pi\sigma'$ или $4\pi\sigma/\sqrt{1-\beta^2}$.

$$E'_z = \frac{E_z}{\sqrt{1-\beta^2}} = \gamma E_z \tag{5}$$

(для обозначения множителя $1/\sqrt{1-\beta^2}$ мы часто будем использовать символ γ, введенный в т. I, гл. 11, формула (13), который значительно упрощает выражения. Напомним, что всегда $\gamma \geqslant 1$).

Теперь представим себе другую ситуацию, когда неподвижные в системе F слои ориентированы перпендикулярно к оси x, как на

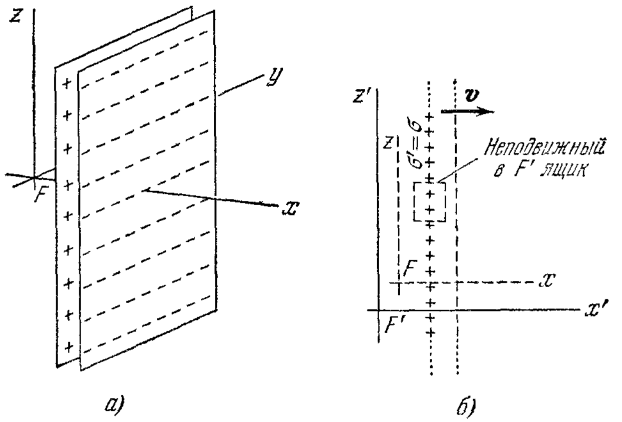


Рис. 5.10. Электрическое поле в другой системе отсчета (относительная скорость параллельна направлению поля). *а*) В системе отсчета F. *б*) Поперечный разрез в системе отсчета F'.

рис. 5.10. Наблюдатель в F теперь сообщает нам, что поле в направлении x имеет величину $E_x = 4\pi\sigma$. В этом случае поверхностная плотность заряда, наблюдаемая в системе отсчета F', такая же, как и наблюдаемая в F. Размеры слоев не сокращаются; сокращается только расстояние между ними, но оно не входит в определение поля. Применяя к неподвижному в F' ящику теорему Гаусса, мы находим в этом случае

$$E'_x = 4\pi\sigma' = 4\pi\sigma = E_x. \tag{6}$$

Все это верно для рассмотренного здесь простейшего расположения зарядов; однако имеют ли наши выводы более общее значение? Этот вопрос приводит нас к самой сути понятия *поля*. Если понятие электрического поля $\mathbf{E}$ в пространственно-временной точке должно иметь однозначный смысл, тогда значение поля $\mathbf{E}$ в этой же пространственно-временной точке, но в других системах отсчета не может зависеть от природы создающих поле $\mathbf{E}$ источников, какими бы они ни были. Другими словами, наблюдатель в F, измеривший в некоторый момент времени поле около себя, должен быть в состоянии предсказать *только на основании этих измерений*, чтó измерят в той же пространственно-временной точке наблюдатели из других систем отсчета. Если бы это было не так, поле было бы бесполезным понятием. Опытное доказательство справедливости этого утверждения и является окончательным подтверждением согласия нашей теории поля с экспериментом.

С этой точки зрения соотношения, выражаемые равенствами (5) и (6), по своей важности оставляют далеко позади частный случай зарядов на параллельных слоях. Рассмотрим произвольное распределение зарядов, все части которого неподвижны в системе отсчета F. Если наблюдатель в F измерил в направлении z поле E_z, тогда наблюдатель в F' получит, что в той же пространственно-временной точке поля $E'_z = \gamma E_z$. Это значит, что в результате измерения E'_z он получит число, на множитель γ большее, чем то число, которое получил наблюдатель, измерявший E_z в системе F. С другой стороны, если наблюдатель в F измерил поле E_x в направлении x, совпадающем с направлением скорости системы F' по отношению к F, то наблюдатель в F' сообщит, что поле E'_x равно E_x. Очевидно, что направления y и z эквивалентны, так как оба они перпендикулярны к скорости $\mathbf{v}$. Все, что мы можем сказать о E'_z, справедливо и для E'_y. Каким бы ни было направление поля $\mathbf{E}$ в системе отсчета F, мы можем рассматривать это поле как суперпозицию полей, направленных по x, y и z, и, зная преобразование каждой составляющей, вычислить вектор поля $\mathbf{E}'$ в той же пространственно-временной точке системы F'. Обобщим вышесказанное в такой форме, которая будет справедлива для относительного движения в любом направлении. Неподвижные в системе отсчета F заряды являются источником поля $\mathbf{E}$. Пусть система F' движется по отношению к F со скоростью $\mathbf{v}$. Разложим поле $\mathbf{E}$ в любой точке F на продольную компоненту $E_\parallel$, параллельную $\mathbf{v}$, и на поперечную компоненту $E_\perp$, перпендикулярную к $\mathbf{v}$. В той же пространственно-временной точке в F' поле $\mathbf{E}'$ следует разложить на $E'_\parallel$ и $E'_\perp$, причем $E'_\parallel$ параллельно $\mathbf{v}$, а $E'_\perp$ к нему перпендикулярно. Мы доказали, что

$$\boxed{E'_\parallel = E_\parallel, \quad E'_\perp = \gamma E_\perp.} \tag{7}$$

Наш вывод справедлив только для полей, образованных зарядами, покоящимися в системе F. Мы вскоре увидим, что если заряды в F движутся, то для предсказания электрического поля в F' нужно знать два поля в системе F, а именно электрическое и магнитное. Однако мы получили полезный результат, которого достаточно, если можно найти такую инерциальную систему отсчета, где все заряды неподвижны. Этот результат мы теперь используем для изучения электрического поля точечного заряда, движущегося с постоянной скоростью.