

Частица в F' , конечно, не остается в покое с течением времени. Она будет ускоряться полем E' , и скорость частицы v' в инерциальной системе F' будет постепенно возрастать. Однако, поскольку мы имеем дело с мгновенным ускорением, играют роль только бесконечно малые приращения скорости v' , и ограничение, наложенное на выражение (31), строго выполняется. Для E_{\perp} , поперечной компоненты в F , закон преобразования таков: $E'_{\perp} = \gamma E_{\perp}$, так что $(dp'_{\perp}/dt') = qE'_{\perp} = \gamma q E_{\perp}$. Но после обратного преобразования силы к системе отсчета F мы имеем $(dp_{\perp}/dt) = (1/\gamma) \times (dp'_{\perp}/dt')$. Так что, в конце концов, γ выпадает:

$$\frac{dp_{\perp}}{dt} = \frac{1}{\gamma} (\gamma E_{\perp} q) = q E_{\perp}. \quad (34)$$

Смысл уравнений (33) и (34) очень прост: сила, действующая на заряженную частицу во время ее движения в F , равна электрическому полю E , помноженному на q , в этой системе отсчета, совершенно независимо от скорости частицы. Рис. 5.19 напоминает нам об этом результате и о способе, которым он был получен.

Этот результат мы уже использовали раньше, когда говорили, что вклад электрического поля в силу, действующую на движущийся заряд, равен qE .

Этот результат мы уже использовали раньше, когда говорили, что вклад электрического поля в силу, действующую на движущийся заряд, равен qE . Это так знакомо и так просто, что может считаться очевидным и вам может казаться, что мы зря тратили время на доказательство. Теперь мы могли бы принять это как экспериментальный факт, доказанный в широчайших пределах, до скоростей, настолько близких к скорости света (в случае электронов), что фактор γ равен 10^4 . Последнее обстоятельство есть наиболее замечательная особенность этого закона, который является прямым следствием инвариантности заряда.

5.9. Взаимодействие между движущимся зарядом и другими движущимися зарядами

Мы знаем, что на движущийся заряд может действовать сила, зависящая от скорости. Она связана с магнитным полем, которое создается электрическими токами, т. е. другими движущимися зарядами. Опыт Эрстеда показал, что электрические токи могут действовать на магниты, однако природа магнита в то время была совершенно таинственной. Ампер и другие вскоре открыли взаимодействие

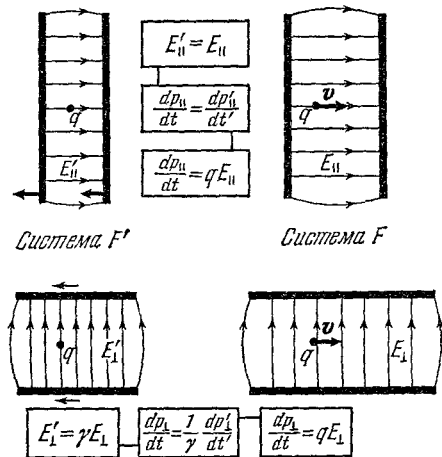


Рис. 5.19. В системе, где заряды, создающие поле E , неподвижны, сила, действующая на движущийся с любой скоростью заряд q , равна просто qE .

электрических токов друг с другом, проявляющееся, в частности, как притяжение между двумя параллельными проводниками, по которым текут одинаково направленные токи. Это привело Ампера к гипотезе, что в магнитном веществе имеются постоянно циркулирующие электрические токи. Если такая гипотеза справедлива, то результат опыта Эрстеда можно объяснить взаимодействием «гальванического» тока в проволоке с микроскопическими токами, которые сообщают стрелке компаса особые свойства. Ампер дал полную и изящную математическую формулировку взаимодействия между стационарными токами и эквивалентности между намагниченным веществом и системой постоянных токов. Гениальной догадке Ампера о природе магнетизма железа пришлось ждать своего окончательного подтверждения приблизительно столетие.

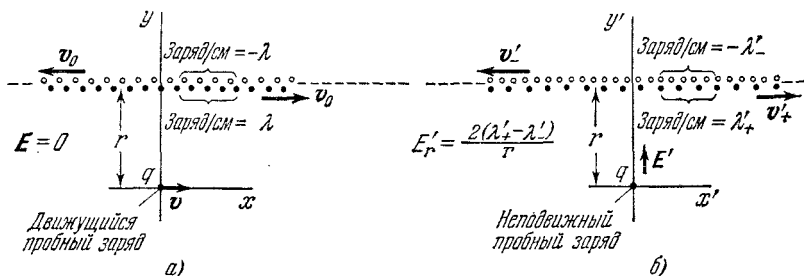


Рис. 5.20. Движущиеся вдоль линии положительные и отрицательные заряды, наблюдаемые из двух разных систем отсчета. а) Отрицательные заряды (светлые кружки) движутся влево, а положительные (черные кружки) — вправо с равными скоростями в лабораторной системе. Плотности в этой системе одинаковы, однако, как видно из (б), в системе, связанной с частицей, где пробный заряд неподвижен, линейные плотности заряда различны.

Амперу и его современникам было неясно, чем вызывается магнитное действие токов — простым переносом заряда или чем-либо более сложным. Будет ли движение электростатически заряженного тела давать эффекты, подобные тем, которые вызываются непрерывным гальваническим током? Из теоретической работы, написанной Максвеллом в конце столетия, следовало, что ответ должен быть «да». Первое прямое подтверждение было получено Генри Роуландом, к опыту которого мы вернемся в конце гл. 6.

Большое достоинство современной теории в том, что магнитное взаимодействие электрических токов является в ней неизбежным следствием закона Кулона. Если справедливы постулаты теории относительности, если электрический заряд инвариантен и если, наконец, справедлив закон Кулона, то явления, которые принято называть «магнитными», обязаны существовать. Они являются результатом электрического взаимодействия между движущимся зарядом и другими движущимися зарядами. Это можно показать с помощью очень простого мысленного опыта.

На рис. 5.20, а мы имеем в лабораторной системе бесконечно длинную процессию положительных зарядов, движущихся вправо со скоростью v_0 , и наложенную на нее процессию отрицательных зарядов, движущихся с той же скоростью влево. Предполагается,

что эти заряды так многочисленны и расположены так близко друг к другу, что на интересующих нас расстояниях их дискретностью можно пренебречь. Ради наглядности мы нарисовали обе процессии слегка разделенными. Для такой конфигурации движущихся зарядов не существует системы отсчета, в которой все заряды были бы неподвижны. Пусть линейная плотность положительного заряда, измеренная в лабораторной системе, равна λ ед. СГСЭ q/cm и плотность отрицательного заряда — такая же. Тогда полная линейная плотность заряда в лабораторной системе равна нулю. Следовательно, равно нулю электрическое поле E в этой системе. Здесь мы имеем эквивалент незаряженной проволоки, по которой протекает постоянный электрический ток. В металлической проволоке движутся только отрицательные заряды (электроны), а положительные заряды неподвижны. Мы взяли более симметричную модель, просто чтобы немного упростить рассуждения.

Если бы вы двигались с той же скоростью, что и положительные заряды, то обнаружили бы, что линейная плотность зарядов изменилась. Ситуация здесь подобна случаю с конденсатором (см. рис. 5.19). В лабораторной системе распределение положительных зарядов будет сжато в направлении x в $(1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$ раз, что делает его более плотным, чем в той системе отсчета, где положительные заряды покоятся. Так как плотность в лабораторной системе мы обозначили через λ , то плотность в системе покоя положительных зарядов должна быть меньше, а именно $\lambda(1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$. То же самое справедливо и для линейной плотности отрицательных зарядов в их системе покоя. Приведенные рассуждения вскоре окажутся полезными.

На неподвижный пробный заряд q , находящийся от «проволоки» на некотором расстоянии r , не действуют никакие силы, потому что электрическое поле равно нулю. Но теперь нас интересует сила, действующая на движущийся пробный заряд. Предположим, что в лабораторной системе заряд q движется вправо со скоростью v . Какая сила будет действовать на него в лабораторной системе? Мы уже научились отвечать на такие вопросы. Перейдем в систему координат, движущуюся вместе с пробным зарядом q . В этой системе заряд q неподвижен, и действующая на него сила определяется исключительно электрическим полем в этой системе отсчета.

Откуда берется в «системе частицы» электрическое поле, которого не было в лабораторной системе? Дело в том, что линейные плотности заряда, наблюдаемые в системе, связанной с частицей (мы будем называть их λ'_+ и λ'_-), не равны друг другу. По наблюдениям в «системе частицы» проволока заряжена! На ней имеется избыток отрицательных зарядов на единицу длины *).

*) «А как же инвариантность заряда?» — спросите вы. Мы уже подчеркивали, что полный заряд, заключенный в некоторой области, одинаков, независимо от системы отсчета, в которой он измеряется. В нашем случае не существует области, которая могла бы заключать весь заряд проволоки, так как она простирается в бесконечность; что происходит на его концах, нас не интересует.

Чтобы разобраться в этом, нам надо знать скорости положительных и отрицательных зарядов в новой системе отсчета. Очевидно, они не будут одинаковыми. В самом деле, поскольку наша «система частицы» движется вправо по отношению к лабораторной системе, она догоняет положительные заряды и уходит от отрицательных. Рис. 5.21 поможет нам определить интересующие нас скорости. Мы не хотим делать никаких приближений, поэтому для получения скоростей v'_+ и v'_- положительных и отрицательных зарядов в «системе частицы» мы должны использовать релятивистскую формулу сложения скоростей. Эти скорости равны

$$v'_+ = \frac{v_0 - v}{1 - v_0 v / c^2}, \quad (35)$$

$$v'_- = \frac{v_0 + v}{1 + v_0 v / c^2}.$$

Здесь будут удобны обозначения β и γ . Пусть $\beta_0 = v_0/c$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$; $\beta'_+ = v'_+/c$, $\gamma'_+ = (1 - \beta'^2_+)^{-1/2}$ и т. д. В этих обозначениях уравнение (35) принимает вид

$$\beta'_+ = \frac{\beta_0 - \beta}{1 - \beta_0 \beta}, \quad \beta'_- = \frac{\beta_0 + \beta}{1 + \beta_0 \beta}. \quad (36)$$

Два распределения заряда испытывают лоренцевское сокращение разной величины — такова разгадка проблемы. Линейную плотность положительных зарядов мы найдем, зная плотность в их системе покоя и коэффициент сжатия в «системе частицы». Раньше мы нашли плотность положительных зарядов в их собственной системе покоя; она равнялась $\lambda(1 - v_0^2/c^2)^{1/2}$, или в новых обозначениях λ/γ_0 . Коэффициент, на который линейно уменьшается распределение заряда в системе покоя частицы, равен $1/\gamma'_+$, поэтому обратная величина γ'_+ есть коэффициент, на который увеличивается линейная плотность заряда по сравнению с плотностью в системе покоя положительных зарядов. Таким образом, линейная плотность положительного заряда в системе частицы должна быть равна

$$\lambda'_+ = \gamma'_+ \left(\frac{\lambda}{\gamma_0} \right). \quad (37)$$

Аналогично плотность отрицательного заряда в системе покоя частицы равна

$$\lambda'_- = \gamma'_- \left(\frac{\lambda}{\gamma_0} \right). \quad (38)$$

Мы хотим найти полную плотность линейного заряда, $\lambda'_+ - \lambda'_-$; для этого мы исключим из этих уравнений γ'_+ и γ'_- , воспользовавшись

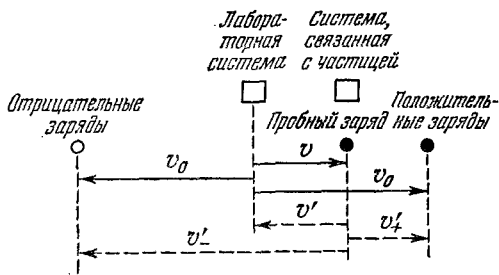


Рис. 5.21. Диаграмма в «пространстве скоростей», помогающая понять суть дела (сложение скоростей следует производить релятивистским способом). Для обозначения положительных величин абсолютных значений скорости здесь и в уравнениях (35)–(44) стоят одинаковые символы.

(36). Вычитая из (37) равенство (38), получаем

$$\lambda'_+ - \lambda'_- = \frac{\lambda}{\gamma_0} (\gamma'_+ - \gamma'_-). \quad (39)$$

Из (36) следует

$$\begin{aligned} \gamma'_+ - \gamma'_- &= \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\beta_0 - \beta}{1 - \beta_0\beta}\right)^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\beta_0 + \beta}{1 + \beta_0\beta}\right)^2}} = \\ &= \frac{1 - \beta_0\beta}{\sqrt{1 - \beta_0^2 - \beta^2 + \beta_0^2\beta^2}} - \frac{1 + \beta_0\beta}{\sqrt{1 - \beta_0^2 - \beta^2 + \beta_0^2\beta^2}} = \frac{-2\beta_0\beta}{\sqrt{(1 - \beta_0^2)(1 - \beta^2)}} = \\ &= -2\beta_0\beta\gamma_0\gamma. \end{aligned} \quad (40)$$

Следовательно, полная линейная плотность заряда равна

$$\lambda'_+ - \lambda'_- = -2\lambda\beta_0\beta\gamma = -\frac{2\lambda\gamma v v_0}{c^2}. \quad (41)$$

В системе покоя частицы этот линейный электрический заряд создает точно такое же электрическое поле, что и всякий другой линейный заряд той же плотности. Нам остается только применить теорему Гаусса к цилиндру, окружающему линию; получается знакомый результат: радиальное электрическое поле, равное

$$E'_r = \frac{2(\lambda'_+ - \lambda'_-)}{r} = -\frac{4\lambda\gamma v v_0}{rc^2}. \quad (42)$$

Следовательно, на положительный пробный заряд q действует направленная внутрь по радиусу сила (в системе частицы в положительном направлении оси y')

$$F'_y = \frac{4q\gamma\lambda v v_0}{rc^2}. \quad (43)$$

В системе покоя частицы это — поперечная сила. При измерении в лабораторной системе ее величина окажется другой. Согласно нашим правилам преобразования сил (31), $F_y = (1/\gamma)F'_y$. Таким образом, γ сокращается. Мы приходим к выводу, что на заряд q , движущийся в лабораторной системе со скоростью v параллельно «проволаке», действует сила

$$F_y = \frac{4q\lambda v v_0}{rc^2}. \quad (44)$$

Величина $2\lambda v_0$, которую в (44) при желании можно вынести за скобку, есть как раз электрический ток в нашей «проволаке» в единицах СГСЭ $q/\text{сек}$. Действительно, λv_0 есть скорость переноса положительного заряда вправо (т. е. количество положительного заряда, протекающего в секунду мимо данной точки), и такой же вклад в ток дает перенос отрицательного заряда влево. Обозначая этот ток через I , получим следующее выражение для силы, действующей на движущийся заряд:

$$F = \frac{2qvI}{rc^2}. \quad (45)$$

Замечательно, что действующая на движущийся заряд сила зависит не от скорости и плотности носителей заряда, а только от такой комбинации этих величин, которая определяет полный перенос заряда. Если мы имеем определенный ток, скажем 10^7 ед. СГСЭ $_q/сек$, или, что то же самое, $3,3$ ма, то природа этого тока не имеет значения. Он может представлять собой поток электронов высокой энергии, движущихся со скоростью, составляющей 99% от скорости света, или состоять из электронов металла, совершающих хаотическое тепловое движение со слабым наложенным на него дрейфом в одном направлении, или, наконец, он может быть создан заряженными ионами в растворе, когда положительные ионы движутся в одну сторону, а отрицательные — в другую. Кроме того, действующая на пробный заряд сила точно пропорциональна его скорости. Наш вывод ни в коей мере не ограничен малыми скоростями носителей заряда в проволоке или пробного заряда. Уравнение (45) является точным без всяких ограничений.

Посмотрим, как эта формула объясняет взаимное отталкивание проводников с токами, текущими в противоположных направлениях (см. рис. 5.1, б в начале этой главы). Предположим вначале, что в каждом проводнике имеется одинаковое число положительных и отрицательных носителей заряда, движущихся с равными скоростями в противоположных направлениях. В лабораторной системе мы имеем нечто подобное рис. 5.22, а. Переходя в систему отсчета, которая движется вместе с отрицательными зарядами в проводнике 1 и с положительными зарядами в проводнике 2, мы видим, что система выглядит, как на рис. 5.22, б. В этой системе отсчета проводник 1 имеет на единицу длины избыток положительных зарядов; следовательно, он отталкивает положительные заряды проводника 2. Аналогично отрицательные заряды проводника 1 отталкиваются избытком отрицательного заряда проводника 2. Чтобы найти силы, действующие на остальные носители заряда — положительные на проводнике 1 и отрицательные на проводнике 2, — перейдем в систему покоя этих последних (рис. 5.22, в). Здесь оказывается, что проводник 2 несет на себе избыток положительного заряда, так что положительные заряды проводника 1 должны испытывать отталкивание. То же самое происходит с отрицательными зарядами проводника 2. Таким образом, каждый носитель заряда в собственной системе покоя испытывает, в общем, отталкивание от носителей заряда в другом проводнике. Чтобы найти точную величину силы в лабораторной системе, мы должны проделать то же обратное преобразование, которое мы делали по ступеням в (43) и (44). Такое преобразование не может изменить знак силы. Следовательно, в лабораторной системе мы необходимо должны наблюдать отталкивание одного проводника от другого.

Только что описанная модель может изображать проводимость электролита или ионизованного газа, и, вообще говоря, два типа носителей могут иметь сильно различающиеся скорости. Однако в металле движутся только носители отрицательного заряда (электроны),

а соответствующие положительные заряды остаются неподвижными в кристаллической решетке. Два таких провода с противоположно направленными токами показаны на рис. 5.23, а в лабораторной системе. Провода нейтральны, и на неподвижные в лабораторной системе положительные ионы не действуют силы со стороны другого

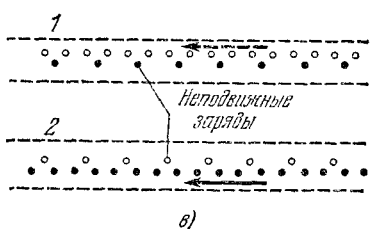
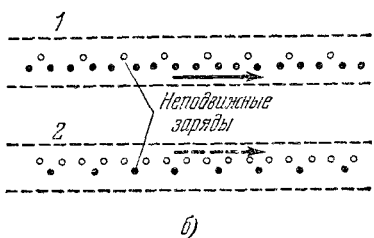
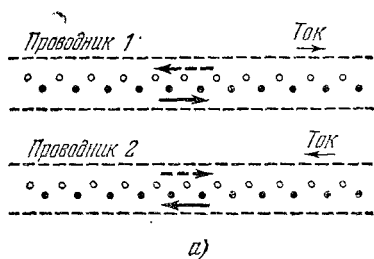


Рис. 5.22. а) Лабораторная система; два проводника с токами, текущими в противоположных направлениях. Ток вызывается как положительными, так и отрицательными зарядами, движущимися с одинаковой скоростью. б) Система покоя электронов в проводе 1. Заметьте, что в проводе 2 положительные ионы в проводнике 1 и отрицательных ионов в проводнике 2. в) Система покоя положительных ионов в проводнике 1 и отрицательных ионов в проводнике 2.

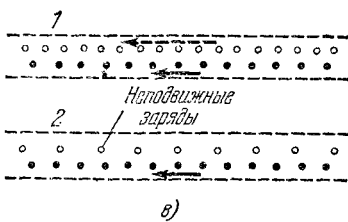
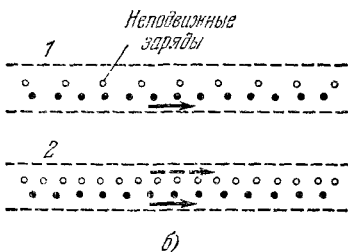
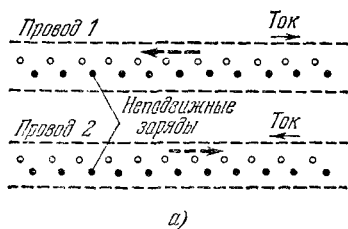


Рис. 5.23. а) Лабораторная система; два провода с токами противоположных направлений. Как и в металлической проволоке, ток обусловлен движением только отрицательных ионов (электронов). б) Система покоя электронов в проводе 1. Заметьте, что в проводе 2 положительные ионы сжаты, а распределение электронов сжато еще больше. в) Система покоя электронов в проводе 2. Так же как и в (б), другой провод выглядит по отношению к этим, неподвижным, электронам отрицательно заряженным.

провода. Переходя в систему отсчета, в которой покоится один из наборов электронов (рис. 5.23, б), мы обнаруживаем, что в другом проводе распределение электронов приобретает большее лоренцевское сокращение, чем распределение положительных ионов. Аналогичная ситуация обнаруживается на рис. 5.23, в. Таким образом, и эта модель предсказывает отталкивание параллельных токов, текущих в противоположных направлениях. Качественно она иллю-

стрирует сделанное выше утверждение, что силы между токами зависят только от величины тока, а не от того, как переносится заряд. (В задаче 5.15 дано общее доказательство этого утверждения.)

В этой главе мы видели, как из факта инвариантности заряда следует наличие сил между электрическими токами. Это, однако, не означает, что один из этих фактов является причиной другого. Просто здесь две стороны электромагнетизма, взаимосвязь которых служит прекрасной иллюстрацией к более общему закону: физика одинакова во всех инерциальных системах отсчета.

Если бы для анализа каждой системы движущихся зарядов приходилось совершать преобразования «вперед — назад» между различными системами координат, то наша задача стала бы утомительной и оупляющей. Есть лучший способ. Общее действие одного тока на другой можно описать полно и сжато, вводя понятие о новом поле — *магнитном*.

Задачи

5.1. Электрическое поле в разных системах отсчета. Конденсатор состоит из двух горизонтальных прямоугольных пластин, расстояние между которыми равно 2 см. Размеры пластин: с востока на запад 20 см, с севера на юг 10 см. Конденсатор заряжается кратковременным соединением с батареей в 300 в (1 ед. СГСЭ V). Каково число избыточных электронов на отрицательной пластине? Какова величина электрического поля между пластинами? Определите следующие величины, если они измерены в системе отсчета, движущейся на восток, со скоростью 0,6 с по отношению к лаборатории, в которой пластины неподвижны: три размера конденсатора; число избыточных электронов на отрицательной пластине; величина электрического поля между пластинами. Определите те же величины в системе отсчета, движущейся вверх со скоростью 0,6 с.

5.2. Поле движущегося заряда в ультрарелятивистском пределе. В качестве грубой оценки релятивистского «сжатия» силовых линий электрического поля, создаваемого движущимся зарядом, мы можем взять угол α между двумя коническими поверхностями, внутри которых заключена половина общего потока электрического поля. Таким образом, половина потока через сферу будет заключена в экваториальной зоне между

$$\theta' = \pi/2 + \alpha/2 \quad \text{и} \quad \theta' = \pi/2 - \alpha/2.$$

Рассмотрим ультрарелятивистский случай, когда $\gamma \gg 1$. Теперь нужно рассмотреть только такие углы θ' , что

$$\theta' = \pi/2 - \varepsilon,$$

где $|\varepsilon| \ll 1$. Сначала покажите, что в этом случае уравнение (12) приближенно переходит в следующее:

$$E' = \frac{Q}{(r')^2} \frac{\gamma}{(1 + \gamma^2 \varepsilon^2)^{3/2}}.$$

Затем проинтегрируйте по ε в пределах от $-\alpha/2$ до $+\alpha/2$, чтобы получить поток через узкий экваториальный пояс. Ответ. $\alpha = 2/\gamma \sqrt{3}$.

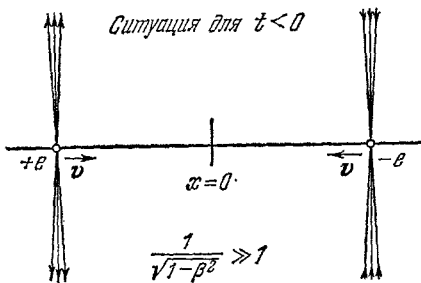
5.3. Приложение результатов задачи 5.2. Протон с энергией 30 Бэв проходит на расстоянии 10^{-7} см от атома водорода. Оцените пиковую величину электрического поля и приблизительную длительность импульса электрического поля, действующего на атом. Сделайте то же самое для электрона, проходящего на том же расстоянии. Используйте следующие приближенные значения массы покоя: для протона 1 Бэв, для электрона 0,5 Мэв. Ответ. $E_{\max} \approx 1,5 \cdot 10^9$ СГСЭ V /см для протона и $E_{\max} \approx 3 \cdot 10^9$ СГСЭ V /см для электрона.

5.4. Рассмотрим траекторию заряженной частицы, движущейся со скоростью $0,8c$ в направлении оси x , когда она входит в большую область однородного электрического поля, направленного по оси y . Покажите, что скорость частицы в направлении x будет убывать. А как обстоит дело с x -компонентой импульса?

5.5. Эквивалентность описания в лабораторной системе и системе, связанной с частицей. Отклоняющие электроды высоковольтного катодно-лучевого осциллографа представляют собой две прямоугольные пластины длиной 4 см и шириной $1,5\text{ см}$, с расстоянием между ними $0,8\text{ см}$. Между пластинами приложена разность потенциалов 6000 в . Электрон, ускоренный разностью потенциалов 250 кэв , входит слева в зазор между отклоняющими пластинами и движется вначале параллельно пластинам на половине расстояния между ними. Нужно определить положение электрона и направление его движения, когда он покидает отклоняющее поле на другом конце пластин. Будем пренебрегать краевым полем, предполагая, что электрическое поле между пластинами однородно. Массу покоя электрона можно принять равной 500 кэв . Сначала проведите анализ в лабораторной системе, ответив на следующие вопросы: $\gamma=?$; $\beta=?$; p_x , в единицах mc , $=?$; время, проведенное между пластинами $=?$ (пренебрегая изменением горизонтальной скорости, рассмотренным в задаче 5.4.); приобретенная компонента поперечного импульса в единицах $mc=?$; поперечная скорость на выходе $=?$; положение по вертикали на выходе $=?$; направление полета на выходе? Затем опишите весь процесс, как он выглядел бы в инерциальной системе отсчета, движущейся вместе с электроном, в тот момент, когда он входит в область отклонения; как выглядят пластины? Чему равно поле между ними? Что происходит с электроном в этой системе координат? В этом упражнении главное — убедиться в том, что оба способа описания полностью эквивалентны.

5.6. Вопрос для обсуждения. Рассмотрите, что описывает суперпозиция рис. 5.16 и 5.17. Будут поля в переходной области складываться или вычитаться? Сможете ли вы объяснить это с точки зрения движения зарядов?

5.7. Заряд движется к началу координат вдоль положительного луча оси x со скоростью v . Он достигает начала в момент $t=0$, затем внезапно останавливается



К задаче 5.8

и меняет направление движения (как если бы он упруго отразился) так, что он теперь движется с той же постоянной скоростью в положительном направлении оси x . Нарисуйте поле в некоторый момент после отражения частицы.

5.8. На рисунке показаны ультрарелятивистская положительная частица, приближающаяся слева к началу координат, и отрицательная частица, приближающаяся справа с той же скоростью. Они сталкиваются в начале координат при $t=0$, находят некий способ израсходовать свою кинетическую энергию и остаются там как

нейтральное целое. Как выглядит, по-вашему, электрическое поле в некоторое время $t > 0$? Нарисуйте силовые линии. Как изменяется поле с течением времени?

5.9. Взаимодействие заряженных частиц в «импульсном приближении». Частица 1 с зарядом q_1 находилась в покое. Частица 2 с зарядом q_2 прошла мимо нее на минимальном расстоянии b , двигаясь со скоростью v . Первая частица была настолько тяжелой, что приобретенная ею благодаря кулоновской силе скорость вызвала за время прохождения пренебрежимо малое смещение. Аналогично вторая частица была такой тяжелой, что изменением ее скорости или отклонением от прямолинейного пути можно пренебречь. Какой поперечный импульс приобрела каждая из частиц в результате близкого соударения? (Поперечный означает здесь перпендикулярный к направлению движения частицы 2.) Сперва ответьте на этот вопрос для частицы 2, работая в системе отсчета, где частица 1 покоится. Приме-

нение теоремы Гаусса к цилиндру делает ненужным интегрирование. Является ли ваша формула точной в релятивистском пределе? Рассмотрите теперь импульс, приобретенный частицей 1. На нее действует поле движущегося заряда (12). Поперечный импульс можно вычислить с помощью приближенного интегрирования. Однако вместо этого вы можете доказать правомерность использования теоремы Гаусса или же получить ответ прямо из первого результата. О т в е т (к обеим частицам). $2q_1q_2/vb$.

5.10. Вопрос о сохранении заряда. В разделе 5.9 подчеркивалось различие между инвариантностью заряда и сохранением заряда и отмечалось, что сохранение не обязательно включает в себя инвариантность. Однако утверждение, что теорема Гаусса верна в одной системе отсчета для любой поверхности, вместе с теорией относительности означает сохранение заряда. Покажите это, обсудив следующую гипотетическую ситуацию. Положительный заряд внезапно рождается в начале координат при $t=0$. В некоторое время $t=t_1$ наблюдатели определяют поверхностный интеграл от \mathbf{E} по поверхностям разного радиуса. Используйте их результаты.