

Взаимодействие движущихся зарядов с поперечными магнитными и электрическими полями

Ф. Ф. Менде

Аннотация

Использование скалярно-векторного потенциала, из которого следует зависимость скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, позволило объяснить физическую природу силы Лоренца, которая до этого вводилась как постулат, объяснить силовое взаимодействие токонесущих систем, фазовую аберрацию, поперечный эффект Доплера и возникновение электрического импульса космического термоядерного взрыва. В статье обсуждается интересное явление, которое указывает на то, что при увеличении скорости зарядов их отклонение в поперечных магнитных полях не соответствует законам классической электродинамики и оно меньше, чем следует из этих законов. Впервые об этом сообщили Томпсон и Кауфман, которые исследовали движение в поперечных магнитных полях электронов, образовавшихся при радиоактивном распаде радия. Скорость таких электронов близка к скорости света и их отклонение оказалось примерно в три раза меньше, чем это следует из классической электродинамики. Такое их поведение они объяснили зависимостью массы электронов от скорости, которая растёт при её увеличении. Однако оказывается, что имеется и другая причина, которая может повлечь за собой такое поведение электронов. Этой причиной может быть зависимость скалярного потенциала зарядов от их относительной скорости. Этот случай и рассмотрен в статье.

Ключевые слова: скалярный потенциал, скалярно-векторный потенциал, магнитное поле, электрическое поле, скорость зарядов.

1. Введение.

Вопрос о зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости, которая следует из уравнений индукции в рамках преобразований

Галилея, обсуждался в ряде работ [1-10], в том числе и на страницах журнала Инженерная физика [11,12]. Использование скалярно-векторного потенциала заряда, из которого следует указанная зависимость, позволило объяснить физическую природу силы Лоренца, которая до этого вводилась как постулат, объяснить силовое взаимодействие токонесущих систем, фазовую абберацию, поперечный эффект Доплера и возникновение электрического импульса космического термоядерного взрыва. Однако из поля зрения этих работ выпало одно интересное явление, которое указывает на то, что при увеличении скорости зарядов их отклонение в поперечных магнитных полях не соответствует законам классической электродинамики и оно меньше, чем следует из этих законов. Впервые об этом сообщили Томпсон и Кауфман, которые исследовали движение в поперечных магнитных полях электронов, образовавшихся при радиоактивном распаде радия. Скорость таких электронов близка к скорости света и их отклонение оказалось примерно в три раза меньше, чем это следует из классической электродинамики. Такое их поведение они объяснили зависимостью массы электронов от скорости, которая растёт при её увеличении. Однако оказывается, что имеется и другая причина, которая может повлечь за собой такое поведение электронов. Этой причиной может быть зависимость скалярного потенциала зарядов от их относительной скорости.

2. Взаимодействие электронного потока с поперечным магнитным полем.

Если речь идёт о силах, действующих на одиночные заряды или потоки таких зарядов, движущиеся в магнитных полях, то такие вопросы в настоящее время решаются при помощи магнитной части силы Лоренца

$$\vec{F}_L = e \left[\vec{v} \times \mu_0 \vec{H} \right]. \quad (2.1)$$

Причём эта сила вводится в виде отдельного экспериментального постулата и каких-либо физических оснований для её введения в классической электродинамике нет.

Однако у такой аксиоматики есть существенный недостаток. Если на движущийся заряд действует сила, то в соответствии с третьим законом Ньютона должна иметь место сила реакции, уравнивающая силу, действующую на заряд, и должно быть известно место приложения этой силы. В данном случае магнитное поле является некоторой самостоятельной субстанцией, выступая в роли посредника между движущимися зарядами, и если необходимо найти силу их взаимодействия, то следует прибегать к услугам этого посредника. Другими словами, нет закона прямого действия, который бы давал сразу ответ на поставленный вопрос, минуя рассмотренную процедуру, т.е. нельзя ответить на вопрос, где находятся силы, уравнивающие действие магнитного поля на заряд.

Соотношение (2.1) с физической точки зрения вызывает недоумение. Силы, действующие на тело в отсутствии потерь, должны быть связаны или с его ускорением, если оно осуществляет поступательное движение, или с центробежными силами, если тело осуществляет вращательное движение. Наконец, статические силы возникают в том случае, когда имеется градиент скалярного потенциала потенциального поля, в котором находится тело. Но в соотношении (2.1) ничего этого нет. Обычное прямолинейное движение вызывает силу, которая нормальна к направлению движения. Что это, какой-то новый закон природы? На этот вопрос ответа тоже нет. Используем концепцию скалярно-векторного потенциала [1-12], для ответа на поставленные вопросы. Указанная концепция предполагает, что скалярный потенциал заряда зависит от его относительной скорости

$$\varphi(v) = \varphi(0)ch \frac{v_{\perp}}{c} \approx \varphi(0) \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{c^2} \right), \quad (2.2)$$

где $v_{\perp}$ - скорость заряда, нормальная к вектору, соединяющему заряд с точкой наблюдения, а $\varphi_0 = \frac{e}{4\pi\epsilon r}$ - скалярный потенциал неподвижного заряда.

В существующей концепции силового взаимодействия токонесущих систем, основанной на понятиях магнитного поля и силы Лоренца, положительно заряженная решетка, которая является остовом проводника и к которой и приложены силы, не участвует в формировании сил взаимодействия. Будем считать, что электрические поля, создаваемые

движущимся зарядом, действуют на все окружающие заряды, в том числе и на заряды положительно заряженной решетки.

Разберем с этих позиций силовое взаимодействие между двумя параллельными проводниками (рис. 1), по которым текут токи. Будем считать, что g_1^+ , g_2^+ и g_1^- , g_2^- представляют соответственно неподвижные и движущиеся заряды, приходящиеся на единицу длины проводника.

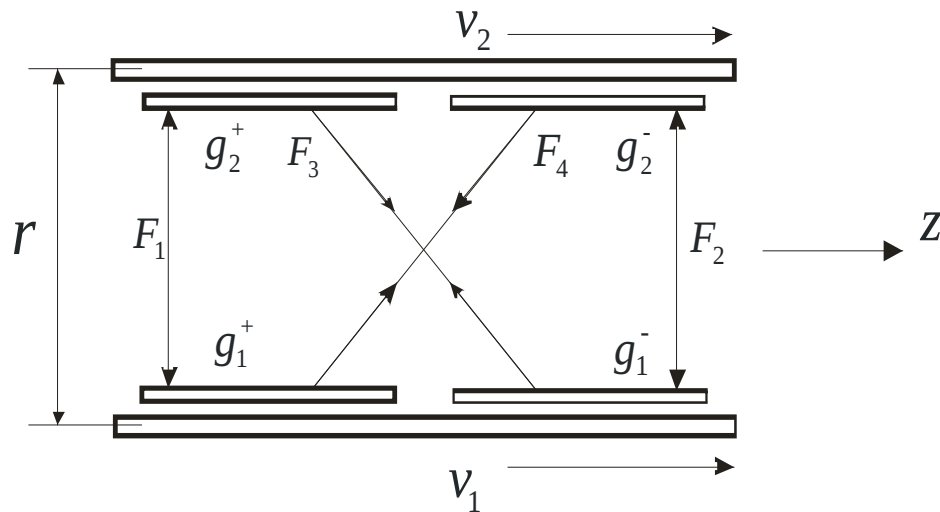


Рис. 1. Схема силового взаимодействия проводов двухпроводной линии с учетом положительно заряженной решетки.

Заряды g_1^+ , g_2^+ представляют положительно заряженную решетку в нижнем и верхнем проводниках. Будем также считать, что оба проводника до начала движения зарядов являются электронейтральными, т.е. в проводниках имеется две системы взаимно вложенных разноименных зарядов с удельными плотностями g_1^+ , g_1^- и g_2^+ , g_2^- , которые электрически нейтрализуют друг друга. На рис. 1 эти системы для большего удобства рассмотрения сил взаимодействия раздвинуты по оси z . Подсистемы с отрицательным зарядом (электроны) могут двигаться со скоростями v_1 и v_2 . Силу взаимодействия между нижним и верхним проводниками будем искать как сумму четырех сил, обозначение которых понятно из рисунка. Силы отталкивания F_1 и F_2 будем брать со знаком минус, а силы притяжения F_3 и F_4 будем брать со знаком плюс.

Для единичного участка двухпроводной линии силы, действующие между отдельными подсистемами, запишутся

$$\begin{aligned}
 F_1 &= -\frac{g_1^+ g_2^+}{2\pi\epsilon r}, \\
 F_2 &= -\frac{g_1^- g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1 - v_2}{c}, \\
 F_3 &= +\frac{g_1^- g_2^+}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_1}{c}, \\
 F_4 &= +\frac{g_1^+ g_2^-}{2\pi\epsilon r} ch \frac{v_2}{c}.
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

Складывая все силы, получим величину суммарной силы, приходящейся на единицу длины проводника,

$$F_{\Sigma} = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_1}{c} + ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} - 1 \right). \tag{2.4}$$

В данном выражении в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины зарядов, а знаки сил учтены в выражении в скобках. Для случая $v \ll c$, возьмем только два первых члена разложения в ряд $ch \frac{v}{c}$, т.е. будем считать, что $ch \frac{v}{c} \cong 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2}$. Из соотношения (2.4) получаем

$$F_{\Sigma 1} = \frac{g_1 v_1 g_2 v_2}{2\pi\epsilon c^2 r} = \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 r}, \tag{2.5}$$

где в качестве g_1 и g_2 взяты абсолютные величины удельных зарядов, а v_1 и v_2 берут со своими знаками.

Поскольку магнитное поле прямого провода, по которому течёт ток I , определяем соотношением

$$H = \frac{I}{2\pi r},$$

то из соотношения (2.5) получаем:

$$F_{\Sigma 1} = \frac{I_1 I_2}{2\pi \epsilon c^2 r} = \frac{H_1 I_2}{\epsilon c^2} = I_2 \mu H_1,$$

где H_1 - магнитное поле, создаваемое нижним проводником, по которому течёт ток I_1 , в месте расположения верхнего проводника.

Аналогично

$$F_{\Sigma 1} = I_1 \mu H_2,$$

где H_2 - магнитное поле, создаваемое верхним проводником в районе расположения нижнего проводника.

Эти соотношения совпадают с результатами, полученными на основании концепции магнитного поля.

Соотношение (2.5) представляет известное правило силового взаимодействия токонесущих систем, основанное на использовании силы Лоренца, но получено оно не феноменологическим путем на основании введения феноменологического магнитного поля, а на основе вполне понятных физических процедур, в предположении того, что скалярный потенциал заряда зависит от его относительной скорости. В формировании сил взаимодействия в данном случае непосредственное участие принимает и решетка, чего нет в модели магнитного поля. В рассмотренной модели хорошо видны места приложения сил. В данном случае взяты только два первых члена разложения в ряд $ch \frac{v}{c}$. Для скоростей $v \sim c$ следует брать все члены разложения. Этим предлагаемый метод отличается от метода расчёта силовых взаимодействий на основе концепции магнитного поля. Если учесть это обстоятельство, то связь между силами взаимодействия и скоростями зарядов оказывается нелинейной. Это приводит к тому, что закон силового взаимодействия токонесущих систем оказывается асимметричным. При одинаковых значениях токов, но при разных их направлениях, силы притяжения и отталкивания становятся неодинаковыми. Силы отталкивания

становятся большими, чем силы притяжения. Эта разница невелика и определяется выражением

$$\Delta F = \frac{v^2}{2c^2} \frac{I_1 I_2}{2\pi\epsilon c^2 \epsilon},$$

но при скоростях носителей зарядов близких к скорости света она может оказаться вполне ощутимой.

Уберем решетку верхнего проводника, оставив только свободный электронный поток. При этом исчезнут силы F_1 и F_3 , и это будет означать взаимодействие нижнего проводника с потоком свободных электронов, движущихся со скоростью v_2 на месте расположения верхнего проводника. При этом значение силы взаимодействия определяется как:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(ch \frac{v_2}{c} - ch \frac{v_1 - v_2}{c} \right). \quad (2.6)$$

Сила Лоренца предполагает линейную зависимость между силой, действующей на заряд, движущийся в магнитном поле, и его скоростью. Однако в полученном соотношении зависимость величины силы от скорости электронного потока будет нелинейной. Из соотношения (2.6) нетрудно видеть, что с ростом v_2 отклонение от линейного закона увеличивается, и в случае, когда $v_2 \gg v_1$, сила взаимодействия стремятся к нулю. Это очень важный результат. Именно этот феномен и наблюдали в своих известных экспериментах Томпсон и Кауфман, когда заметили, что с ростом скорости электронного пучка он хуже отклоняется магнитным полем. Результаты своих наблюдений они связали с ростом массы электрона. Как видим причина здесь другая.

Отметим ещё один интересный результат. Из соотношения (2.5), с точностью до квадратичных членов, сила взаимодействия электронного потока с прямолинейным проводником, по которому протекает ток, можно определить по следующей зависимости:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \left(\frac{v_1 v_2}{c^2} - \frac{1}{2} \frac{v_1^2}{c^2} \right). \quad (2.7)$$

Из выражения (2.7) следует, что при однонаправленном движении электронов в проводнике и в электронном потоке сила взаимодействия при выполнении условия $v_1 = \frac{1}{2}v_2$ отсутствует.

Поскольку скорость электронного потока обычно гораздо выше скорости носителей тока в проводнике, то вторым членом в скобках в соотношении (2.7) можно пренебречь. Тогда, поскольку

$$H_1 = \frac{g_1 v_1}{2\pi\epsilon c^2 r}$$

магнитное поле, создаваемое нижним проводником в месте движения электронного потока, получим:

$$F_\Sigma = \frac{g_1 g_2}{2\pi\epsilon r} \frac{v_1 v_2}{c^2} = g_2 \mu v_2 H.$$

В данном случае, полученное значение силы в точности совпадает со значением силы Лоренца.

Учитывая, что

$$F_\Sigma = g_2 E = g_2 \mu v_2 H,$$

можно считать, что на заряд, движущийся в магнитном поле, действует электрическое поле E , направленное нормально к направлению движения заряда. Данный результат также с точностью до квадратичных членов $\frac{v^2}{c^2}$ полностью совпадает с результатами концепции магнитного поля и определяет силу Лоренца, действующую со стороны магнитного поля на поток движущихся электронов.

Одним из важных противоречий концепции магнитного поля является то, что два параллельных пучка одноименных зарядов,двигающихся с одинаковой скоростью в одном направлении, должны притягиваться. В данной модели этого противоречия уже нет. Если считать, что скорости зарядов в верхнем и нижнем проводе будут равны, а решетка отсутствует, т.е. оставить только электронные потоки, то останется только сила отталкивания F_2 независимо от того движутся заряды или нет.

Таким образом, движущийся электронный поток взаимодействует одновременно и с движущимися электронами в нижней проволоке, и с её решеткой, а сумма этих сил взаимодействия и является силой Лоренца. Эта сила и действует на движущийся поток электронов.

Закономерно возникает вопрос, а создаёт ли магнитное поле сам движущийся поток электронов в отсутствии компенсирующих зарядов решетки или положительных ионов в плазме? Рассмотренная схема показывает, что эффект силового взаимодействия между токонесущими системами требует в обязательном порядке учёта положительно заряженной решетки. Поэтому сам движущийся электронный поток не может создавать того эффекта, который создаётся при его движении в положительно заряженной решетке. В то же время, если рассмотреть два параллельно движущихся потока электронов, то возникает дополнительная сила взаимодействия, зависящая от относительной скорости этих потоков.

Продemonстрируем ещё один подход к проблеме силового взаимодействия токонесущих систем. Наличие сил между токонесущими системами указывает на то, что существует какое-то поле скалярного потенциала, градиент которого и даёт указанную силу. Но что это за потенциал? Соотношение (2.5) даёт только значение силы, но не говорит о том, градиент какого скалярного потенциала эти силы обеспечивает. Будем поддерживать постоянными токи I_1 и I_2 , и начнём сближать или удалять проводники. Работа, которая при этом будет затрачена, и есть тот потенциал, градиент которого даёт силу. Проинтегрировав соотношение (2.5) по r , получаем величину энергии:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}.$$

Эта энергия, в зависимости от того удаляются проводники друг от друга, или сближаются, может быть положительной или отрицательной. Когда проводники удаляются - энергия положительна, а это означает, что, поддерживая ток в проводниках постоянным, генератор отдаёт энергию. Это явление и лежит в основе работы всех электродвигателей. Если проводники сближаются, то работу совершают внешние силы, над источником, поддерживающим в них постоянство токов. Это явление лежит в основе работы механических генераторов эдс.

Соотношение для энергии можно переписать и так:

$$W = \frac{I_1 I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2} = I_2 A_{z1} = I_1 A_{z2},$$

где

$$A_{z1} = \frac{I_1 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая нижним проводником в месте расположения верхнего проводника, а

$$A_{z2} = \frac{I_2 \ln r}{2\pi\epsilon c^2}$$

есть z - компонента векторного потенциала, создаваемая верхним проводником в месте расположения нижнего проводника.

Рассмотренный подход демонстрирует ту большую роль, которую играет векторный потенциал в вопросах силового взаимодействия токонесущих систем, а также преобразования электрической энергии в механическую и наоборот. Такой подход также ясно указывает на то, что сила Лоренца есть следствие взаимодействия токонесущих систем с полем векторного потенциала, создаваемого другими токонесущими системами. И важным обстоятельством является то, что формирование векторного потенциала обязано зависимости скалярного потенциала от скорости. С физической точки зрения это ясно. Движущиеся заряды, в связи с наличием зависимости их скалярного потенциала от скорости, создают скалярное поле, градиент которого и даёт силу. Но создание любого силового поля требует затрат энергии. Эти затраты и совершает генератор, создавая токи в проводниках. При этом в окружающем пространстве создаётся особое поле, которое взаимодействует с другими движущимися зарядами по особым векторным правилам, при которых только скалярное произведение вектора скорости заряда и векторного потенциала даёт потенциал, градиент которого и даёт силу, действующую на движущийся заряд. Это и есть сила Лоренца.

Несмотря на простоту и очевидность такого подхода, этот простой механизм до настоящего времени не был окончательно осознан. По этой причине сила Лоренца до сих пор вводилась в классической электродинамике в виде постулата.

3. Взаимодействие движущегося электрона с поперечным электрическим полем

Рассмотрим задачу, когда электрон с заданной скоростью V влетает между пластин плоского конденсатора (рис.2), длина которых l , а напряженность электрического поля между ними равна E_0 . Время пролёта электрона через пластины составит $t = \frac{l}{v}$. Вычислим, на какое расстояние dy от осевой линии отклонится электрон после пролёта через конденсатор.

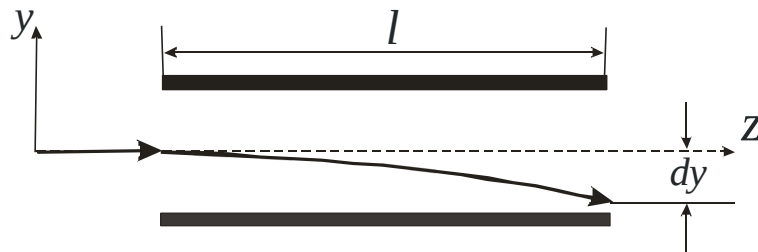


Рис. 2. Взаимодействие движущегося электрона с поперечным электрическим полем.

Ускорение, которое получит электрон вдоль оси y определяется соотношением $a = \frac{e}{m} E_0$, следовательно искомое отклонение определится как

$$dy = \frac{at^2}{2} = \frac{el^2}{2mv^2} E_0. \quad (3.1)$$

Скорость электрона связана с ускоряющим напряжением соотношением, которое сообщило ему указанную скорость соотношением $v^2 = \frac{2eU}{m}$.

Подставляя это выражение в (3.1), получаем:

$$dy = \frac{l^2}{4U} E_0. \quad (3.2)$$

Теперь рассмотрим случай, когда скалярный потенциал заряда зависит от скорости (2.2).

Если заряд движется в электрическом поле E_0 , как показано на рисунке, то в системе отсчёта заряда это поле увеличится в $ch \frac{v}{c}$ раз

$$E(v) = ch \frac{v}{c} E_0 \approx \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right) E_0.$$

Следовательно, сила действующая на заряд увеличится в такое же число раз.

В этом случае величина смещения определится формулой

$$dy' = \frac{l^2}{4U} \left(1 + \frac{eU}{mc^2} \right) \approx \frac{E_0 l^2}{4} \left(\frac{1}{U} + \frac{e}{mc^2} \right). \quad (3.3)$$

Мы наблюдаем интересный феномен. В то время, когда ускоряющее напряжение растёт, и первый член в скобках начинает уменьшаться, второй член остаётся постоянным. И если первый член становится значительно меньше второго, то смещение перестает зависеть от ускоряющего напряжения. Это может быть интерпретировано, как увеличение массы электрона.

Хотя мы и взяли только два первых члена разложения гиперболического косинуса, но этот пример показывает, что эффективная масса должна значительно расти при увеличении скорости заряда.

Экспериментально известно, что скорость заряда не может достичь скорости света, а при больших значениях напряжения, ускоряющего заряд, лишь приближается к ней. В этом случае расчёт должен производиться по другой схеме из предположения того, что скорость зарядов является постоянной величиной и приблизительно равна скорости света

В этом случае уравнения выглядят следующим образом:

$$dy = \frac{at^2}{2},$$

где

$$a = \frac{e}{m_*} E_0 ch \frac{v}{c}, \quad (3.4)$$

$$\text{а } t \simeq \frac{l}{c}.$$

В соотношении (3.4) следует брать эффективную массу m^* , которая имеет следующую зависимость от скорости

$$m^* = m_0 ch \frac{v}{c},$$

где m_0 - масса покоя электрона.

Следовательно, смещение уже не будет зависеть от ускоряющего напряжения и составит

$$dy = \frac{l^2 e E_0}{m_0 c^2}.$$

Если положить $l = 1m$, а $E_0 = 10^4 V$, то для смещения получим 12 мм.

Полученный результат является следствием зависимости скалярного потенциала заряда от его относительной скорости. Полученный результат пока не имеет экспериментального подтверждения, но провести его экспериментальную проверку не представляет большого труда.

Литература

1. Менде Ф. Ф. К вопросу об уточнении уравнений электромагнитной индукции. - Харьков, депонирована в ВИНТИ, №774-B88 Деп., 1988.-32с.
2. Менде Ф. Ф. К вопросу о возникновении вторичных электрических полей при протекании через сверхпроводники постоянных токов. - Харьков, 1992.- 28 с. Рукопись депонирована в ВИНТИ 05.11.92, № 3182-B92. Деп.
3. Mende F. F. Experimental corroboration and theoretical interpretation of dependence of charge value on DC flow velocity through superconductors. Proceedings International Conference "Physics in Ukraine", Kiev, 1993.
4. Менде Ф. Ф. Существуют ли ошибки в современной физике. Харьков, Константа, 2003.- 72 с. ISBN – 966-7983-55-2.

5. Mende F. F. On refinement of certain laws of classical electrodynamics, arXiv, physics/0402084.
6. Mende F. F. Conception of the scalar-vector potential in contemporary electrodynamics, arXiv.org/abs/physics/0506083.
7. Менде Ф. Ф. Великие заблуждения и ошибки физиков XIX-XX столетий. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2010, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
8. Менде Ф. Ф. Новая электродинамика. Революция в современной физике. Харьков, НТМТ, 2012, – 176 с. ISBN 978-617-578-010-7.
9. Менде Ф. Ф. Проблемы современной физики и пути их решения. Palmarium academic publishing, 2013, 272.
10. Mende F.F. New ideas in classical electrodynamics and physics of the plasma. LAMBERT academic publishing, 2013, 76.
11. Менде Ф. Ф. Новые подходы в современной классической электродинамике. Часть II, Инженерная физика, №2, 2013.
12. Менде Ф. Ф. Электрический импульс космического термоядерного взрыва. Инженерная физика, №5, 2013.