ЭЛЕКТРОДИНАМИКА

УДК 530.1; 530.11; 537
ISBN 5-02-014422-3; 5-8166-0060-5

Яковкин В. Н.

НЕЛИНЕЙНЫЕ СВОЙСТВА ЭФИРА ДЖ. МАКСВЕЛЛА

МЦ Институт прикладной оптики НАНУ, Кудрявская 10г, Киев 04053.
e-mail: yakovkin@bigmir. net

Со времен Дж. Максвелла в классической электродинамике молчаливо придерживаются постулата, что для электромагнитных волн в пустоте безоговорочно и строго выполняется принцип суперпозиции, а для возникновения нелинейных взаимодействий необходима материальная среда. Возможно, это связано с тем, что, создавая свою теорию, Дж. Максвелл ограничился линейной зависимостью скорости смещения эфирной среды от давления. Позже физики отказались от идеи использования эфира, потеряв возможность создания простых и наглядных моделей взаимодействия полей. В настоящей работе, чтобы понять механизм нелинейных процессов в пустоте, проанализированы свойства эфира Дж. Максвелла. Естественно ожидать, что диэлектрическая эфирная среда, втягиваясь в область повышенной напряженности, увеличивает собственную плотность, тем самым — диэлектрическую проницаемость ε. Поскольку среды с большим ε сильнее взаимодействуют с внешним полем, процесс перемещения эфира описывается нелинейными уравнениями.

Ключевые слова: диэлектрическая проницаемость, уравнения Максвелла, электростатическое поле заряда.

1.Введение

Дж. Максвелл, создавая теорию электромагнитного поля, исходил из совпадения уравнений движения жидкой субстанции под действием гидродинамического давления и уравнений, связывающих поведение токов или зарядов в поле магнитных и электрических сил. При этом он полагал, что скорости течения эфира строго пропорциональны давлению, т. е., использовал линейные соотношения [1, 2–4]. Имея в виду задачу экстраполяции использованной Максвеллом аналогии, отметим, что в ни одной материальной среде не существует участка строгой пропорциональности между давлением и смещением. Более того, как показал Риман (в 1860 г.), скорость фронта упругой волны в любой момент зависит от мгновенного давления, но нелинейность становится ощутимой лишь на расстояниях, определяемых соотношением параметра нелинейности и амплитуды волны. Поэтому несколько неожиданной оказывается идеальная линейность электромагнитных волн в пустоте (независимость скорости от напряженности), якобы следующая из фундаментальных уравнений поля.

В данной работе предполагается, — изучив особенности эфирной среды Максвелла, установить возможную причину появления зависимости диэлектрической проницаемости эфира от напряженности поля и предложить механизм нелинейного взаимодействия полей в пустоте. Исследуется поведение эфира Максвелла в идеализированной физической ситуации — в электростатическом поле точечного заряда в пустоте.

2. Об эфире Дж. К. Максвелла

К настоящему времени большинство физиков отрицательно относятся к идее существования эфира, что связано с противоречиями, возникающими при рассмотрении взаимодействия эфира с весомой материей в теории относительности. Но полный отказ от идеи эфира перечеркивает положительный опыт многих выдающихся ученых, использовавших многочисленные модели эфира для успешного анализа различных проявлений электромагнитного поля (ЭМП) [1].

Преклоняясь перед гением Максвелла, позволю себе усомниться в том, что исчерпаны возможности разработанного им подхода [2–4]. Анализ успехов в области нелинейной динамики в течение последних нескольких десятилетий наводит на мысль, что должен существовать какой-то простой механизм, обеспечивающий протекание нелинейных взаимодействий ЭМП в пустоте. С позиций квантовой теории, появление нелинейного взаимодействия полей обусловлено свойствами вакуума. В терминах классической теории это с некоторой натяжкой можно рассматривать, как существование у вакуума $\varepsilon \neq 1$. Поскольку эфир явился прообразом вакуума, естественно ожидать, что эфир наделен тем же свойством. Чтобы провести обоснование зависимости диэлектрической проницаемости эфира от напряженности поля, подобнее исследуем его свойства, выделяя и нумеруя их цифрами в фигурных скобках.

Обратимся к работе [3, §15]. «Имеется эфирная среда, проникающая во все тела {1} и изменяемая только в некоторой степени их присутствием; части этой среды обладают способностью быть приведенными в движение {2} электрическими токами и магнитами; это движение сообщается от одной части к другой при помощи сил, возникающих от связей этих частей {3}; под действием этих сил возникает определенное смещение, зависящее от упругости этих связей {4}; …вследствие этого энергия в среде может существовать в двух различных формах» — «актуальной» (кинетической) и потенциальной {5}, обусловленной упругостью связей между частями эфира. Позднее [4, §62] Максвелл констатирует применимость его рассмотрения к пустоте: «Энергия электризации сосредоточена в диэлектрической среде, независимо от того, является ли эта среда твердой, жидкой или газообразной, плотной или разреженной или даже является так называемым вакуумом {6}, лишь бы она была способна передавать электрическое воздействие. В каждом участке среды энергия запасена в форме напряженного состояния, называемого поляризацией {7}, величина которой зависит от» напряженности поля $\boldsymbol{E}$. Последнее положение можно выразить так: эфир подвергается индукционной поляризации. Но, как следует из математического анализа, выполненного Максвеллом [4, §110], всякий «диэлектрик, находящийся под индукционным воздействием заряженных тел, сам по себе придет в состояние напряжения», соответствующего минимуму энергии {8}. Кроме того, следуя взглядам В. Томсона, Максвелл [3,§5] принимает положение, что эфирная «среда должна обладать плотностью {9}, сравнимой с плотностью обычной материи».

Анализ обозначенных свойств «эфирной среды» Максвелла позволяет установить дополнительные закономерности, которым этот эфир должен подчиняться. В пустоте плотность энергии электростатического поля однозначно связана с массой единицы объема («плотностью полевой материи») $\boldsymbol{DE}/4\pi c^2$. Придерживаясь идеологии Максвелла, полагаем, что в пустоте вся энергия поля сосредоточена в эфире. Это означает, что в местах, где отсутствует поле, масса единицы объема равна нулю. Поскольку, согласно гипотезе {9} Томсона- Максвелла, эфирная среда обладает плотностью, а масса существует только там, где имеется энергия, с неизбежностью следует, что эфир локализован только в местах, где есть поле ($\boldsymbol{D} \neq 0$), а плотность эфира τ равна

$$\tau = \boldsymbol{DE}/4\pi c^2. \tag{1}$$

Для наглядности можно считать, что при генерации поля каким-либо источником сначала происходит экструзия эфира, который в тот же момент поляризуется. Это исключительно важное заключение о локализации эфира позволяет по-новому подойти к проблеме совместимости существования эфира с принципами теории относительности.

Максвелл [4, §60], устанавливая закон непрерывности полного тока, отмечает, что ток смещения переносит такое же количество электричества, как механический перенос истинного заряда. Поскольку ток смещения непрерывен, обусловлен поляризацией эфира и пропорционален напряженности поля (при прочих неизменных условиях), то из свойства {9}, принятого Максвеллом, и предложенного мною соотношения для плотности эфира (1) неизбежно следует уравнение непрерывности для плотности эфира τ

$$\partial\tau/\partial t = -\mathrm{div}(\boldsymbol{u}\tau), \tag{2}$$

где $\boldsymbol{u}$ — вектор скорости смещения элементарного объема эфира. Приведенное уравнение имеет смысл в области действия поля.

Рассмотрим поле изолированного точечного заряда q в пустоте. Разобьем пространство, в пределах которого действие поля существенно, на отдельные части или фрагменты. При исследовании взаимодействия частей эфира Максвелл [4, §59] приходит «к выводу, что эфирная среда должна находиться в состоянии механического напряжения», приводящего к «движению заряженных тел». Напомним, что фрагменты эфира, согласно п. {7}, способны поляризоваться и приобретать зависящий от $\boldsymbol{E}$ дипольный момент. Два соседние фрагмента, расположенные вдоль какой-либо силовой линии, оказываются одинаково поляризованными, поэтому — они притягиваются. Притяжение смежных фрагментов ведет к возникновению давления одного фрагмента на другой. Следовательно, на каждый фрагмент эфира в поле точечного заряда действуют сжимающие силы, обусловленные его поляризацией. Приняв во внимание геометрию поля точечного заряда, должны будем сделать вывод, что существует градиент давления. Далее, в соответствии со свойством {4} среды Максвелла, под действием поля заряда фрагменты смещаются к центру, создавая градиент плотности эфира, направленный к заряду. Описанный механизм сжатия аналогичен известным процессам в материальных средах, ведущим к уплотнению жидкого вещественного диэлектрика, вследствие электрострикции и втягивания его в места с большей напряженностью электростатического поля.

Подчеркнем, что, согласно современным воззрениям, для пустоты наше рассмотрение приемлемо, поскольку тензор натяжений Максвелла $\boldsymbol{T}$ для пондеромоторных сил в электромагнитном поле, существует не только в диэлектрической среде, но и в пустоте. Например, авторы [5] утверждают: «эти натяжения представляют собой абстрактные понятия и не связаны с тем, присутствует вещество или нет».

Затем замечаем, что смещение отдельного фрагмента эфира к центру и его боковое сжатие сопровождается для него ростом напряженности «противополя», так как это ведет к увеличению плотности силовых линий. Поэтому для эфира уплотнение (так же, как и для вещественной среды) ведет к увеличению его поляризации, следовательно, — к ослаблению действия внешнего поля. Обычно подобную реакцию среды трактуют, как увеличение ее диэлектрической проницаемости ε. Процесс в диэлектрике, при котором в электростатическом поле в результате уплотнения среды и усиления ее поляризации, происходит увеличение диэлектрической проницаемости ε, будем называть эффектом «редукции» поля.

Эффект редукции, характерный для диэлектриков, отличается от эффекта экранировки, возникающего при наличии свободных подвижных зарядов и наблюдаемого в проводящих средах. Явление редукции поля заряда известно и в квантовой теории поля. Оно встречается, например, при анализе взаимодействия заряда (электрона) с внешним электростатическим полем в «физическом вакууме». Вслед за виртуальным рождением *e–p* пары из фотона (ответственного за действие ЭМП), происходит поляризация этой пары электроном: реальный электрон притягивает виртуальные позитроны «вакуума» и отталкивает виртуальные электроны. Электрон оказывается окруженным слоем позитронов из виртуальных пар, смещение элементов которых трактуют как поляризацию «физического вакуума». Протяженность зоны поляризации порядка комптоновской длины волны ($\lambda_e = 2{,}43\cdot10^{-10}$см). Но в этом случае говорят не о редукции поля, что было бы корректнее, а об экранировке электрона и уменьшении его эффективного заряда. Не важно, как мы называем субстанцию, ответственную за взаимодействие полей — эфир или «вакуум», существенно, что ее поляризация неизбежно ведет к ослаблению поля. Мы обращаемся к эфиру Максвелла в связи с наглядностью моделей, соответствующих классической теории. Завершая описание основных свойств эфирной среды Максвелла и последствий, из них вытекающих, отметим, что для математического анализа, кроме описанных здесь свойств, далее (соотношение 24) использована гипотеза о пропорциональности (в первом приближении) диэлектрической проницаемости эфира его плотности.

Таким образом, задача сводится к анализу сил электростатического поля, действующих на фрагменты эфира Максвелла, обладающего свойствами диэлектрической среды, способной к поляризации, упругой деформации и перемещению под действием сил.

3. Диэлектрическая проницаемость эфира

Объемную силу $\boldsymbol{f}dv$, действующую на элемент объема dv диэлектрической субстанции со стороны внешнего электростатического поля, можно вывести из выражения для работы, затраченной на изменение общей энергии поля (в единицах CGSE)

$$U = 1/8\pi \int \boldsymbol{E}\cdot\boldsymbol{D}\,dv\,. \qquad (3)$$

В электростатике для расчета сил [5–7] предполагают наличие медленных, виртуальных течений диэлектрика, считая, что для каждого фрагмента скалярное произведение объемной силы ***f*** на вектор скорости ***u*** его течения дает совершаемую внешними силами работу. Пусть в результате прямолинейного малого и медленного смещения заряда происходит медленное течение эфира, причем система координат остается жестко связанной с зарядом. Предполагаем, что в поле скоростей ***u*** течения эфира все скорости настолько малы, что электрическое поле можно считать статическим, а действием возникающего при этом магнитного поля — пренебречь. Скорость изменения свободной энергии поля при виртуальном течении эфира можно записать как

$$dU/dt = -\int(\boldsymbol{u}\cdot f)dv\,. \tag{4}$$

Используя методику расчета [6, 7], типичную для задач электростатики, преобразуем (3) таким образом, чтобы под интегралом оказалось скалярное произведение вектора скорости на неизвестный пока вектор, который и даст величину объемной силы. Для этой цели необходимо выявить связь вектора ***u*** со скоростью изменения энергии. Изменение энергии возможно лишь в том случае, если для каждой точки течению эфира сопутствует процесс изменения его диэлектрической проницаемости ε, которую будем понимать как отношение модулей индукции и напряженности поля $\varepsilon = |\boldsymbol{D}|/|\boldsymbol{E}|$ [4]. Если же при сжатии эфира его диэлектрическая проницаемость остается равной единице, то энергия сохранит прежнее значение. Предполагаем, что в некоторой фиксированной точке в результате течения мимо нее эфира плотность энергии $(\boldsymbol{E}_2\boldsymbol{D}_2)/8\pi$ в момент времени t_2 отличается от ее значения $(\boldsymbol{E}_1\boldsymbol{D}_1)/8\pi$ в предыдущий момент t_1.

Общее изменение энергии определим интегрированием по всему объему в системе координат, связанной с зарядом

$$\delta U = 1/8\pi\int(\boldsymbol{E}_2\boldsymbol{D}_2 - \boldsymbol{E}_1\boldsymbol{D}_1)dv\,. \tag{5}$$

Принимая во внимание симметрию поля, и используя для нормальной компоненты вектора индукции очевидное соотношение $D_1 = D_2$ (поскольку расстояние центра тяжести элемента dv от заряда не меняется), запишем

$$\delta U = 1/8\pi\int(\boldsymbol{E}_2\boldsymbol{D}_1 - \boldsymbol{E}_1\boldsymbol{D}_2)dv = -1/8\pi\int(\varepsilon_2-\varepsilon_1)\boldsymbol{E}_2\boldsymbol{E}_1 dv\,. \tag{6}$$

Учитывая медленность течения эфира ($|\boldsymbol{E}_2 - \boldsymbol{E}_1| \ll |\boldsymbol{E}_1|, |\boldsymbol{E}_2|$; $|\varepsilon_2-\varepsilon_1| \ll \varepsilon_1, \varepsilon_2$), скорость изменения общей энергии представим в виде:

$$dU/dt = -1/8\pi\int \boldsymbol{E}^2(\partial\varepsilon/\partial t)dv\,. \tag{7}$$

Кроме того, используем обычные соотношения векторного анализа для связи вектора **u** со скоростью изменения диэлектрической проницаемости и плотности эфира:

$$d\varepsilon/dt = \partial\varepsilon/\partial t + (\boldsymbol{u}\,\mathbf{grad}\varepsilon)\,, \tag{8}$$

$$d\tau/dt = \partial\tau/\partial t + (\boldsymbol{u}\cdot\mathbf{grad}\tau)\,. \tag{9}$$

А также предполагаем, что функциональная связь ε и τ является однозначной

$$d\varepsilon/dt = (d\varepsilon/d\tau)(d\tau/dt)\,. \tag{10}$$

Используя уравнение непрерывности (2) для плотности эфира τ, из (9) получим

$$d\tau/dt = -\mathrm{div}(\boldsymbol{u}\tau) + (\boldsymbol{u}\cdot\mathbf{grad}\tau)\,. \tag{11}$$

Известное тождество векторного анализа позволяет упростить (11):

$$d\tau/dt = -\tau\,\mathrm{div}(\boldsymbol{u})\,. \tag{12}$$

Далее удобнее перейти от плотности эфира к давлению p, учитывая то обстоятельство, что обе эти величины определяются через $\boldsymbol{E}^2$. Для плотности используем соотношение (1), а давление выразим через компоненту тензора Максвелла [7] вдоль поля

$$|T| = p = \boldsymbol{E}^2(2\varepsilon-1)/8\pi. \tag{13}$$

Поделим (13) на(1)

$$p/\tau = (2\varepsilon-1)c^2/2\varepsilon = c^2(1-1/2\varepsilon). \tag{14}$$

Чтобы произвести замену τ на p в выражении (12), необходимо знать вид зависимости $\varepsilon(p)$. Если в первом приближении принять линейную связь $\varepsilon(p)$, то окажется, что производная $d\tau/dp$ кроме члена $1/c^2(1-1/2\varepsilon)$, содержит некоторую добавку, которой можно пренебречь при больших значениях ε. Возможность такого приближения обусловлена особенностью структуры правой части выражения (14). Действительно, если полагать диэлектрическую постоянную пустоты $\varepsilon_o = 1$, то справа получаем $c^2/2$. В случае же увеличения давления на несколько порядков, приводящему к соответствующему росту ε, предел выражения правой части (14) оказывается только вдвое больше $c^2/2$ (при ε>>1). Поэтому пренебрежем слабой нелинейностью, заключенной в соотношении (14), и примем, что τ линейно зависит от p. Используя это линейное приближение, на основе выражений (14) и (12), получим

$$d\tau/dt = -\tau\mathrm{div}(\boldsymbol{u}) = (d\tau/dp)(dp/dt) \approx (dp/dt)/\, c^2(1-1/2\varepsilon),$$

откуда

$$dp/dt = -p\cdot\mathrm{div}\boldsymbol{u}, \tag{15}$$

В выражении (10) заменим промежуточную переменную:

$$d\varepsilon/dt = (d\varepsilon/dp)(dp/dt), \tag{16}$$

после чего (8) примет вид

$$\partial\varepsilon/\partial t = -(\boldsymbol{u}\ \mathbf{grad}\varepsilon) + d\varepsilon/dt = -(\boldsymbol{u}\ \mathbf{grad}\varepsilon) + (d\varepsilon/dp)(dp/dt) =$$
$$= -(\boldsymbol{u}\ \mathbf{grad}\varepsilon) - p\cdot(d\varepsilon/dp)\mathrm{div}\boldsymbol{u}. \tag{17}$$

Полученное выражение для частной производной следует подставить в выражение (7), а затем преобразовать подынтегральное выражение таким образом, чтобы вектор $\boldsymbol{u}$ оказался за скобками. Для этого преобразуем второй член в (17), учитывая наличие сомножителя $\boldsymbol{E}^2$

$$\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)\mathrm{div}\boldsymbol{u} = \mathrm{div}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)\boldsymbol{u}) - \boldsymbol{u}\cdot\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)). \tag{18}$$

Применяя к объемному интегралу от (18) теорему Гаусса, а затем, устремляя поверхность интегрирования к бесконечности, установим, что первое слагаемое дает нулевой вклад, а остается только второй член. Окончательно (7) примет следующий вид:

$$dU/dt = -(1/8\pi)\int \boldsymbol{u}\{\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)) - \boldsymbol{E}^2\mathbf{grad}\varepsilon\}dv\,. \tag{19}$$

Сравнивая последнее выражение с (4), приходим к заключению, что на единицу объема эфира действует сила

$$\boldsymbol{f} = (1/8\pi)\{\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)) - \boldsymbol{E}^2\mathbf{grad}\varepsilon\}. \tag{20}$$

Действующая на эфир объемная сила содержит две составляющие. Член $(1/8\pi)\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp))$ ответственен за возникновение силы, направленной к центру и возрастающей по мере увеличения неоднородности поля, а также давления. Кроме того, в него включен электрострикционный эффект в эфире, выражаемый компонентом $d\varepsilon/dp$. Естественно считать $d\varepsilon/dp>0$, т. е., что по мере приближения к заряду возрастающее сжатие эфира силами давления ведет к увеличению его диэлектрической проницаемости. Но рост ε ведет к уменьшению энергии отдельного фрагмента эфира ($U \sim 1/\varepsilon$). Таким образом, отдельному фрагменту оказывается энергетически выгоднее быть втянутым в область поля большей напряженности, что согласуется со стремлением деформируемого эфира к состоянию с минимумом энергии, — с обозначенным ранее свойством {8} эфира Максвелла.

Второй член — $(1/8\pi)\boldsymbol{E}^2\mathbf{grad}\varepsilon$ обеспечивает выталкивание эфира наружу, причем эта сила увеличивается по мере роста поля и неоднородности диэлектрической проницаемости эфира. Равновесие этих сил определяет давление в каждой точке пространства. Поэтому, так же как и в жидком диэлектрике, правомерно записать уравнение равновесия сил:

$$\mathbf{grad}p = (1/8\pi)\{\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2p(d\varepsilon/dp)) — \boldsymbol{E}^2\mathbf{grad}\varepsilon\}. \tag{21}$$

Оказывается, удается упростить (21), выделяя из состава первого члена выражение, равное второму члену с обратным знаком. После упрощений получаем

$$(1/p)\mathbf{grad}p = (1/8\pi)\mathbf{grad}(\boldsymbol{E}^2(d\varepsilon/dp))\,. \tag{22}$$

Учитывая сферическую симметрию поля точечного заряда, запишем градиент в виде частной производной по расстоянию r от центра:

$$(1/p)\ \partial p/\partial r = (1/8\pi)\partial\ (\boldsymbol{E}^2(d\varepsilon/dp))/\partial r. \tag{23}$$

Если задаться видом зависимости диэлектрической проницаемости от давления, уравнение (23) можно проинтегрировать. Предположим, что диэлектрическая проницаемость эфир является линейной функцией давления, аналогично тому, что наблюдается в газах:

$$\varepsilon = 1 + p/Y, \tag{24}$$

где Y — универсальная постоянная, характеризующая степень ослабления («редукции») поля в результате сжатия эфира. Постоянной Y присвоим название баро-редукционный модуль эфира. Заменяя ε в (23) с помощью (24), получим:

$$\partial(\ln p)/\partial r = (1/8\pi)\partial\ (\boldsymbol{E}^2/Y)/\partial r. \tag{25}$$

Подставим в (25) известное выражение для поля точечного заряда

$$\boldsymbol{E} = q/\varepsilon r^2 \qquad (26)$$

После интегрирования имеем:

$$\ln(p/p_{\text{start}}) = (1/8\pi)(q^2/Y\varepsilon^2 r^4)$$

или

$$\ln(\varepsilon-1) - \ln(\varepsilon_{\text{start}}-1) = (1/8\pi)(q^2/\,Y\varepsilon^2 r^4). \qquad (27)$$

В качестве постоянной интегрирования записаны $\ln p_{\text{start}}$ или $\ln(\varepsilon_{\text{start}}-1)$, которые можно рассматривать как конкретные значения соответствующих величин, отнесенных к некой достаточно удаленной точке пространства. Если ограничиться анализом только внутренних областей поля, где, как будет показано далее, давление и диэлектрическая проницаемость достигают больших значений, то постоянными интегрирования можно пренебречь. Это равноценно предложению рассматривать область поля, в которой $\varepsilon>2$. Указанное приближение дает расчетную формулу для получения зависимости диэлектрической проницаемости эфира от радиуса:

$$\ln(\varepsilon-1) = (1/8\pi)(q^2/Y\varepsilon^2 r^4). \qquad (28)$$

К сожалению, формулу (28) не удается записать в виде явной зависимости $\varepsilon(r)$, но, задавая различные значения ε (начиная с 2), получаем однозначно соответствующие величины r.

4. Оценка баро-редукционного модуля Y

Для расчета по формуле (28) нужно знать модуль Y и задаться величиной заряда q. Экспериментальных данных по нелинейному взаимодействию электростатических полей в пустоте не существует и, по-видимому, они не могут быть получены в принципе. Предположим, однако, что Y является универсальной характеристикой эфира, независящей от условий эксперимента. Тогда оценить модуль Y можно путем экстраполяции известной зависимости какого-либо параметра нелинейного взаимодействия высокочастотных полей.

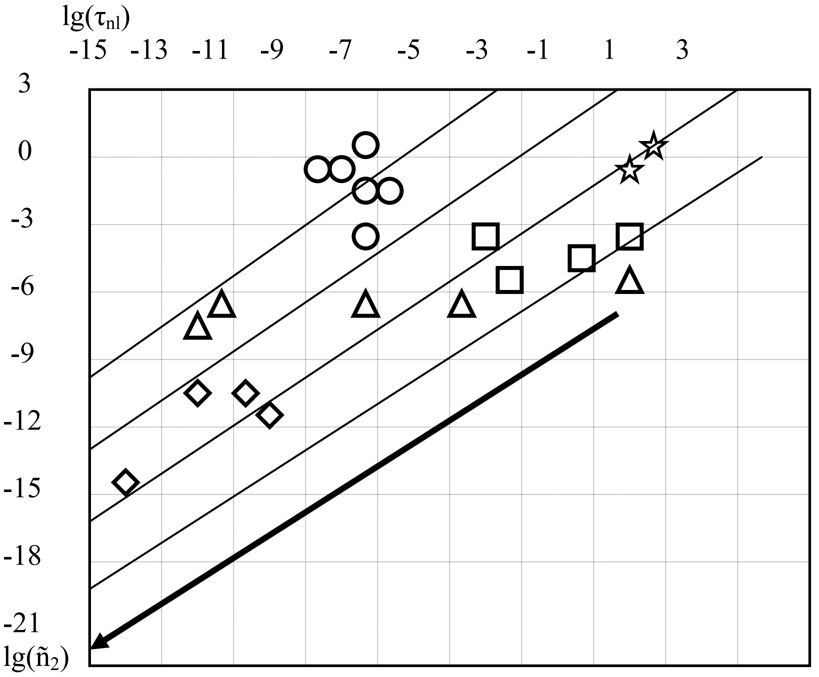

Рис.1. Экстраполяция нелинейной добавки ñ₂ к показателю преломления [8, 9] для оценки модуля Y.

☆ -жидкие кристаллы; □- тепловая нелинейность;
○ электронная нелинейность в полупроводниках;
△ стекла, легированные полупроводниками; ◇ - диэлектрики.

Воспользуемся, например, суммированными экспериментальными данными [8, 9] по дисперсионной нелинейности для ряда изотропных и кристаллических оптических сред, приведенными на рис. 1, где $\tilde{n}_2$ — нелинейный по полю коэффициент добавки к действительной части показателя преломления, $\tau_{\text{нл}}$ — время установления нелинейного отклика. Известную в нелинейной оптике зависимость показателя преломления n от модуля амплитуды $\tilde{A}$ напряженности поля, заимствуя соотношения, приведенные в [8], запишем в виде:

$$\varepsilon = n^2 \approx n_o^2 + \tilde{n}_2|\tilde{A}|^2(3/4\pi), \qquad (29)$$

где n_o — показатель преломления при малой интенсивности света. Множитель $(3/4\pi)$ учитывает, что $\tilde{n}_2$ выражено на рисунке в см^2/кВт, а $\tilde{A}$ — в единицах CGSE. В случае взаимодействия полей в пустоте ($n_o= 1$) можно записать:

$$\varepsilon-1 = \tilde{n}_2|\tilde{A}|^2(3/4\pi). \qquad (30)$$

Для статического поля следует принять $\boldsymbol{E}^2 = |\tilde{A}|^2$. На основании (13) и (24), исключая давление, запишем аналогичную зависимость, содержащую баро-редукционный модуль эфира

$$\varepsilon - 1 = |\tilde{A}|^2(2\varepsilon - 1)/Y\,8\pi. \qquad (31)$$

После деления (31) на (30) получим соотношение

$$1/Y = [6\,/(2\varepsilon - 1)]\,\tilde{n}_2. \qquad (32)$$

На рис.1 данные нелинейного коэффициента $\tilde{n}_2$ ряда оптически активных материалов разбиты на группы с помощью семейства прямых одинакового наклона, параметром которых служит оптическая плотность. Коэффициент $\tilde{n}_2$ нелинейного взаимодействия света со светом в пустоте, к сожалению, не известен, но мы попытаемся его оценить. Для этого проведем экстраполяцию обобщающих зависимостей [8, 9] нелинейного коэффициента $\tilde{n}_2$ ко времени установления нелинейного отклика 10^{-15}с, поскольку в пустоте это время минимально и соответствует периоду оптических колебаний.

Кроме того, необходимо учесть, что при «нулевой» напряженности поля оптическая плотность эфира минимальна, или, по крайней мере, меньше, чем у вещественных оптических материалов. Потому на графике, ниже на один период повторения семейства разграничительных прямых нанесена дополнительная прямая с тем же углом наклона. (Здесь допущен некоторый произвол, но можно надеяться, что оценка не далека от истинного значения). На основании этих данных примем, что для эфира нелинейный коэффициент $\tilde{n}_2$ порядка 10^{-21} см^2/кВт. Учитывая наличие в (32) коэффициента 3 при $\varepsilon \to 1$, (что соответствует условиям оптических экспериментов), окончательно примем в качестве округленной оценки баро-редукционного модуля эфира значение

$$Y = 10^{20}\ \text{дин/см}^2. \qquad (33)$$

5. Анализ

Чтобы рассчитать по формуле (28) радиус r для заданного значения ε, нужно задаться величиной заряда q. Ее выберем равной заряду электрона: $q = 4{,}8\cdot 10^{-10}$ заряда CGSE. Сгруппируем все постоянные в отдельный сомножитель

$$R^4 = q^2/Y8\pi \approx 10^{-40}\ \text{см}^4. \qquad (34)$$

Теперь расчетное соотношение принимает вид

$$r^{-2} = R^{-2}\varepsilon\sqrt{\ln(\varepsilon - 1)}\,. \qquad (35)$$

Зависимость (35) содержит произведение двух функций, темп изменения которых неодинаков. Соответственно, график $\varepsilon(r)$ (на рис. 2 расстояние выражено в сантиметрах) содержит два участка: при r бóльших 10^{-10} см определяющую роль играет логарифмический компонент в (35), а ближе к центру — поведение ε мало отличается от $1/r^2$. По мере сжатия эфира происходит увеличение его диэлектрической проницаемости, которая на расстоянии ~ 10^{-13}см достигает значения $\varepsilon \sim 10^5$. Выделим сферу радиусом R, определяемым из (34) — т. е., сферу с критическим значением радиуса, отсчитываемого к центру, начиная с которого наблюдается стремительный рост ε, и присвоим ей название «редукционная зона». Отметим, что радиус «редукционной зоны» для $q = 4{,}8\cdot 10^{-10}$ CGSE составляет $R = 10^{-10}$ см = 1pm, что по порядку величины близко к комптоновской длине волны электрона. Уравнение для аппроксимационной кривой (пунктирная кривая на рис. 2) запишем в виде степенной зависимости ε от относительного расстояния $x = r/R$:

$$\varepsilon = x^{-s}, \qquad (36)$$

причем $s = 1{,}93$ внутри «редукционной зоны» для расстояний, изменяющихся в большом диапазоне ($10^{-11}\ldots10^{-20}$)см.

Значительный интерес представляет вид зависимости потенциала поля от расстояния. Покажем, что наличие эффекта «редукции» поля, возникающего вследствие сгущения эфира, позволит избавиться от давлеющего над классической электродинамикой призрака бесконечной энергии точечного заряда. Потенциал определяется как работа, совершаемая при перенесении единичного пробного заряда

$$\varphi = \int dr\, q\,/\,\varepsilon r^2\,. \qquad (37)$$

Результат численного интегрирования по (37) приведен на рис.2. Если бы мы пренебрегли эффектом «редукции» и оставили ε= 1, то получили прямую с наклоном $1/r$, дающую $\varphi\to\infty$ при $r\to 0$. Но, как следует из графика, при уменьшении расстояния потенциал возрастает, однако, в интервале расстояний $r_c=10^{-12}\ldots10^{-14}$см φ выходит на «насыщение» и при последующем приближении к центральному заряду не увеличивается. Если выделить сферическую область радиусом $r_c \sim 10^{-13}$см, то внутри нее поле $E = \partial\varphi/\partial r = 0$, т. е., заряд сам себя блокирует. Область, внутри которой поле равно нулю, т. е., происходит полная редукция поля статического заряда, далее кратко будем называть «микроблоком».

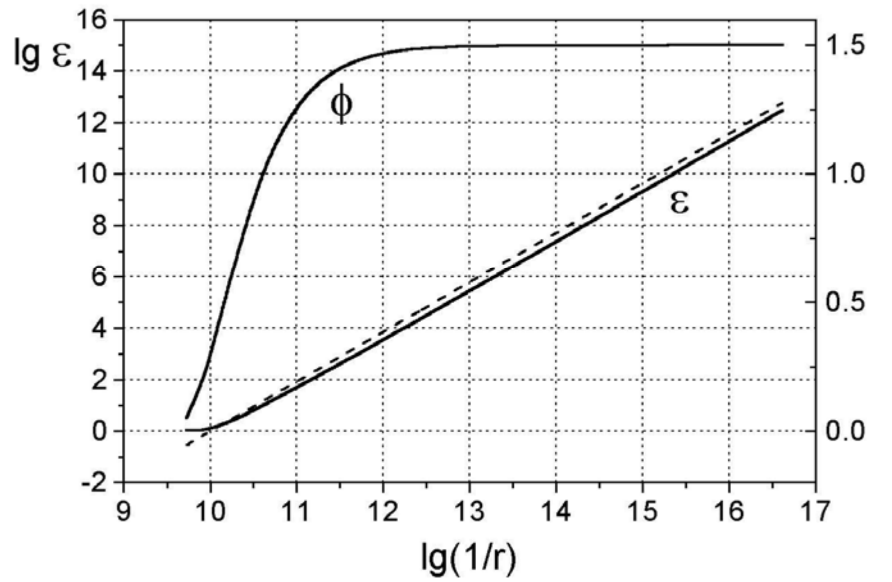

Рис. 2.

Подчеркну, что при расчетах φ не было использовано произвольных значений каких-либо физических величин (для единственного параметра теории Y принято значение, полученное экстраполяцией зависимостей, взятых из нелинейной оптики). Но основная зависимость для диэлектрической проницаемости (28) позволила определить два расстояния, используемых в квантовой электродинамике: радиус «микроблока», совпадающий по порядку величины с «классическим радиусом электрона» $2\cdot10^{-13}$см, и радиус «зоны редукции» поля $R=10^{-10}$см, величина которого близка к характерной протяженности области поляризации «физического вакуума», т. е., порядка комптоновской длины волны электрона $\lambda_e = 2{,}43\cdot10^{-10}$см.

Чтобы еще раз удостовериться, что внутри «микроблока», в согласии с предложенной моделью нелинейного самоуплотнения эфира, потенциал конечен, используя (28), интеграл (37) преобразуем к виду

$$\varphi = \int dr\, q/\varepsilon r^2 = \sqrt{8\pi Y}\int dr \sqrt{\ln(\varepsilon-1)} \quad (38)$$

Если для расстояний $r<10^{-10}$см, где ε>> 1, пренебрежем 1, выразим ε с помощью (36) и перейдем к относительным расстояниям $x = r/R$, а диапазон изменения x выберем (0,1), то после простых преобразований (38) приобретает вид определенного интеграла, приводимого в справочниках

$$\varphi = C\int_0^1 dx \sqrt{\ln(1/x)} = C\sqrt{\pi}/2 \qquad (39)$$

где для s = 1,93 постоянная $C = R\sqrt{1{,}93\cdot 8\pi Y}$. Из выкладок следует, что для $s > 0$ при $r\to 0$ потенциал стремится к некоторому постоянному значению, а не к бесконечности.

Рассмотрим поле вне «микроблока». Из (34) следует, что радиус «зоны редукции» R пропорционален $\sqrt{q}$. Если зафиксировать расстояние, то при увеличении q поле в зоне почти не растет, а в случае фиксированного заряда оно очень медленно изменяется с расстоянием. Действительно, в «зоне редукции», но вне «микроблока», при s = 1,93 имеем:

$$E = q/\varepsilon r^2 \sim q^{1-s/2} r^{s-2} = q^{0{,}035} r^{-0{,}07} \qquad (40)$$

Чтобы уяснить физическую сущность последнего выражения, произведем следующий мысленный эксперимент. Увеличим заряд в 100 раз, что приведет к росту диаметра зоны в 10 раз, причем все изменение поля останется заключенным внутри зоны редукции ($R=10^{-9}$см), а за ее пределами (например, для r=10^{-8}см) напряженность поля не изменится. Действительно, если окажется, что в некоторой точке $r_1>R$ поле превышает определенный порог, характерный для периферии «зоны», то эфир начнет стягиваться к этой точке, и произойдет увеличение ε, что ослабит поле. Таким образом, независимо от величины заряда, расположенного в центре, напряженность в области с $r>>R$ будет стандартной величиной, какую мы привыкли приписывать дискретным, квантованным зарядам. Полученный результат можно трактовать как положение, что мы должны осторожнее говорить о равенстве зарядов всех элементарных частиц, поскольку из экспериментов мы можем судить только об их одинаковом воздействии на другие, достаточно удаленные заряженные объекты.

Как было отмечено выше, в центральной части «зоны редукции», т. е., внутри «микроблока» электростатическое поле не может отличаться от нуля. Если внутри «микроблока» поместить рой точечных зарядов одного знака, то обнаружим, что, в рамках используемого приближения, между ними силы кулоновского отталкивания равны нулю. При этом поле за пределами «зоны редукции» (т. е., на расстояниях больших $r>10^{-10}$ см) будет таким же, как при одном заряде. Таким образом, рой точечных зарядов одного знака, помещенных внутри блока, не стремится разлететься, что целесообразно в будущем использовать при решении проблемы «разлетающегося электрона». Я далек от того, чтобы рассматривать приводимую здесь схему в качестве модели электрона, поскольку она, например, не учитывает динамических эффектов и основана на линейной зависимости ε(p).

Если разместить несколько разных по величине отрицательных зарядов на сфере радиусом r>R, например, r=10^{-9} см, то в точке, удаленной на $r>10^{-8}$ см поле определяется числом зарядов, независимо от величин зарядов. В этом случае каждый заряд создает свой «микроблок». Хотя приведенные примеры далеки от описания реальной ситуации, но они помогают лучше постичь характер изменения поля в пределах «микроблока» и «зоны редукции», а также создают основу для теории квантования заряда.

Возвращаясь к виду кривой φ(r), уместно вспомнить, что приблизительно на такой (но гипотетической) зависимости потенциала от расстояния построена модель электрона М. Борна–Л. Инфельда [10]. В их модели используется искусственно вводимая величина плотности энергии в форме

$$w = b^2\{1+b^{-2}D^2+\ldots\},$$

где b — величина, имеющая размерность напряженности. В таком случае член $b^{-2}D^2$ пропорционален ε^2. Следовательно, модель электрона М. Борна–Л. Инфельда неявно предполагает зависимость диэлектрической проницаемости эфира (или вакуума) от расстояния.

6. Заключение

Поскольку эфир Дж. Максвелла обладает свойствами диэлектрической среды, способной к поляризации, упругой деформации и перемещению под действием сил, сделан вывод, что он неизбежно должен сам себя сжимать, увеличивая свою плотность и, соответственно, диэлектрическую проницаемость. Предполагается, что плотность эфира пропорциональна плотности энергии поля, т. е., что его наличие существенно лишь там, где есть поле. Показано, что по мере приближения к точечному статическому заряду происходит быстрое увеличение диэлектрической проницаемости эфира, достигающей значения $\varepsilon \sim 10^5$ на расстоянии ~ 10^{-13}см, и соответствующее ослабление («редукция») поля. С помощью эффекта «редукции» поле из поляризованного эфира формирует вокруг заряда особую сферическую область радиусом порядка 10^{-13}см, названную «микроблоком», внутри которой потенциал становится постоянным, а E =0. Таким образом, внутри «микроблока», непосредственно окружающего точечный заряд, электрические силы перестают действовать, иначе говоря, поле заряда само себя блокирует.

В теории используется единственный параметр — «баро-редукционный модуль» Y, оценка которого произведена путем экстраполяции данных для зависящей от поля добавки к показателю преломления материалов нелинейной оптики. Тот факт, что без какой-либо подгонки из теории сразу получен разумный радиус самоблокировки заряда, свидетельствует в пользу используемого подхода, основывающегося на нелинейных свойствах эфира Максвелла.

Высказано предположение, что открытие эффекта «редукции» поля и зависимости диэлектрической проницаемости эфира Дж. Максвелла от напряженности $\boldsymbol{E}$ позволит по-новому увидеть проблему электромагнитного поля в масштабах размеров микрочастиц, а эффект самоблокировки целесообразно привлечь для разработки теории квантования заряда.

7. Благодарности

Настоящая работа стала возможной благодаря тому, что руководство Института прикладной оптики проявило понимание важности предложенного мною теоретического направления. Существенную роль в продвижении к поставленной цели сыграло наличие чудесной библиотеки из старых книг по физике, собранных моим дедушкой Н. В. Поляковым и моим отцом Н. А. Яковкиным.

Выражаю особые благодарности В. П. Олейнику, И. Н. Яковкину и В. В. Красноголовцу за обсуждение статьи и советы по представлению результатов.

Литература:

1. *Лоренти Г. А.* Теории и модели эфира. (Перевод с английского изд. 1902г). — М.: НТИ НКТП, 1936 — 68с.
2. *Максвелл Дж. К.* О физических силовых линиях. // В кн.: Избранные труды по теории электромагнитного поля. (Перевод с английского). — М.:ГИТТЛ, 1954. — С. 107–193.
3. *Максвелл Дж. К.* Динамическая теория электромагнитного поля. В кн.: Избранные труды по теории электромагнитного поля. С. 251-341. (Перевод с английского). — М.:ГИТТЛ, 1954.
4. *Максвелл Дж. К.* Трактат об электричестве и магнетизме. (Перевод с английского). В двух томах. Т.1. — М.: Наука. 1989.
5. *Пановский В., Филипс М.* Классическая электродинамика. Пер с англ. — М.: Физматгиз. 1963. — 462с.
6. *Абрагам, Беккер*. Теория электричества. Т.1. — М.-Л. ОНТИ. 1936.
7. *Тамм И. Е.* Основы теории электричества. Т.1. — М.: Госиздат 1932 .
8. *Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. — М.: Наука. 1988. — 312 с.
9. *Cotter D.* // Ultrafast Phenomena V/Eds G. R. Fleming, A. E. Siegman.- Berlin: Springer-Verlag, 1986. P. 274.
10. *Born* M., Infeld L. «Proc. Roy. Soc. A.», 1934, v.144, №852, p.425.

Статья поступила в редакцию 14.12.2004 г.

Yakovkin V. N.

Nonlinear Properties of Maxwell Ether

By the analysis of the Maxwell ether it is shown that it must impress itself, causing an increase of its dielectric permeability ε. Ether density is supposed to increase this quality. So ether exists only in the places where $D \neq 0$. In the neighborhood of dot charge ε is revealed rapid growth of ε up to $\sim 10^5$ at a distance 10^{-13}cm that causes appropriate decrease of field (“Effect of reduction”). Polarization of ether within this sphere is big enough to make $E = 0$, i. e. inside this zone all electrical forces disappear. The magnitude of the only parameter of theory Y (proportionality factor between ε and pressure) was derived from nonlinear optics data. It is necessary to take in a count “Effect of reduction” of field on building models of particles and a theory of charge quantization.

Key words: dielectric permeability, Maxwell equations, electrostatic field of charge.