главная **оглавление**

mailto:nara@tts.lt

Антенная сила свидетельствует о существовании эфира

Речь идёт о взаимодействии электрических диполей, каждый из которых колеблется независимо от других с заданными частотой, фазой, амплитудой (в общем случае, модулируемой). Такие диполи излучают электромагнитные волны как передающие антенны, типа вибратора Герца, при условии малости их размеров по сравнению с длиной волны излучения. В системе двух антенн электрические и магнитные поля каждой из них действуют на антенные токи и дипольные моменты друг друга, вызывая появление сил, равнодействующая которых при определённых условиях не равна нулю, что заставляет с других позиций рассматривать вопросы переноса импульса и энергии электромагнитной волной. В теоретическом плане антенное взаимодействие позволяет сравнительно «чистым» и физически «прозрачным» способом придти к обоснованию эфироопорного движения, так как даёт возможность избежать некоторых неоднозначно трактуемых разными авторами вопросов. При некоторых условиях антенная сила может достигать достаточно больших величин для использования на транспорте и в энергетике.

Взаимодействие осциллирующих электрических диполей

Рассмотрим два дипольных излучателя, дипольные моменты которых колеблются с одинаковыми частотами, фазами и амплитудами, иными словами, две передающие антенны.

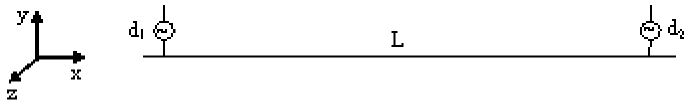

Рис. 1. Две передающие антенны. d_1, d_2 – дипольные моменты,
R- расстояние между антеннами

Размеры антенн (a) много меньше длины излучаемой волны λ, которая, в свою очередь, много меньше расстояния между антеннами R, $a \ll \lambda \ll R$. Антенны параллельны друг другу и перпендикулярны прямой, соединяющей их центры. Они не оказывает заметного влияния на поля излучения друг друга. Определить силы, действующие на каждую из антенн.

В общем случае, магнитное поле излучения определяется по формуле (для справки см. [1]):

$$\mathbf{H} = ik\mathbf{d}_0 \times \mathbf{n}\left(\frac{ik}{R} - \frac{1}{R^2}\right)e^{-i(\omega t - kR)} \qquad (1)$$

где **H -** напряжённость магнитного поля, $\mathbf{d}_0$ - амплитуда дипольного момента антенны, ω - циклическая частота, k – волновое число, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ – единичный вектор.

Переходя от показательной формы к тригонометрической, получим:

$$\mathbf{H} = \mathbf{d}_0 \times \mathbf{n}\left(-\frac{k}{R^2}\sin(\omega t - kR) - \frac{k^2}{R}\cos(\omega t - kR)\right) \qquad (2)$$

Условие задачи R >> λ означает, что каждая антенна находится в волновой зоне другой антенны, в которой слагаемое, зависящее от $1/R^2$, пренебрежимо мало по сравнению со слагаемым 1/R.

Магнитное поле первой антенны вызывает силу (Ампера), действующую на ток второй антенны в соответствии с формулой

$$\mathbf{F}_2 = \frac{1}{c}\dot{\mathbf{d}}_2 \times \mathbf{H}_1 = -\frac{k^2}{R}\dot{\mathbf{d}}_2 \times (\mathbf{d}_{01} \times \mathbf{n})\cos(\omega t - kR) \qquad (2a)$$

где $\mathbf{d}_2 = \mathbf{d}_{02} \cos \omega t$ – дипольный момент.

В выбранной правой декартовой системе координат компоненты (проекции) векторов будем записывать в виде: $\mathbf{d} = \{0, d, 0\}$; $\mathbf{n} = \{1, 0, 0\}$; $\mathbf{R} = \{R, 0, 0\}$ и т. д. Учитывая, что $k = \omega/c$, из (2a) получим:

$$\mathbf{F}_2 = -\frac{\omega^3}{c^3}\frac{d_{01}d_{02}}{R}\mathbf{n}\sin \omega t \cos(\omega t - kR) \qquad (3)$$

Отсюда видно, что сила направлена вдоль оси x. Её среднее значение равно:

$$< F_2 > = \frac{\omega^3}{2c^3}\frac{d_{01}d_{02}}{R}\sin kR \qquad (4)$$

Мы нашли магнитную силу, кроме которой на антенну действует так же и электрическая сила, приложенная со стороны излучаемого электрического поля одной антенны к дипольному моменту другой. Излучаемое электрическое поле определяется выражением [1]:

$$\mathbf{E} = \mathbf{d}_0\left(\frac{k^2}{R} + \frac{ik}{R^2} - \frac{1}{R^3}\right)e^{-i(\omega t - kR)} + \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{d}_0)\left(-\frac{k^2}{R} - \frac{3ik}{R^2} + \frac{3}{R^3}\right)e^{-i(\omega t - kR)} \qquad (5)$$

В волновой зоне **E** примет вид:

$$\mathbf{E} = \frac{k^2}{R}[\mathbf{d}_0 - \mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{d}_0)]\, e^{-i(\omega t - kR)} \qquad (6)$$

Сила $\mathbf{F}_{e2}$, действующая на вторую антенну, со стороны первой в волновой зоне определяется амплитудой дипольного момента этой антенны $\mathbf{d}_{02}$:

$$\mathbf{F}_{e2} = (\mathbf{d}_{02}\nabla)\mathbf{E}_1$$

Вычисляя, получим:

$$\mathbf{F}_{e2} = \{\frac{ik^3}{R}[\mathbf{d}_{01}(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n}) - \mathbf{n}(\mathbf{d}_{01}\mathbf{n})(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n})] + \frac{k^2}{R^2}(\mathbf{d}_{01}\mathbf{n})[3\mathbf{n}(\mathbf{d}_{02}\mathbf{n}) - \mathbf{d}_{02})]\} \cos\omega t \cos(\omega t - kR)$$

Так как вектора $\mathbf{d}_{01}$, $\mathbf{d}_{02}$ перпендикулярны $\mathbf{n}$, то эта сила равна нулю. Силы, определяемые остальными слагаемыми формулы (5) тоже содержат скалярные произведения ($\mathbf{d}_{01}\mathbf{n}$), ($\mathbf{d}_{02}\mathbf{n}$) (не говоря уж о том, что спадают по закону $1/R^2$, $1/R^3$) и по этой причине обнуляются. По аналогичной причине обнуляется и сила, действующая на первую антенну со стороны второй.

Таким образом, на антенну действует только постоянная по направлению магнитная сила (4), средняя величина и знак которой определяются значением функции sin kR, периодически зависящей от расстояния между антеннами. Согласно (1), (2) силы, действующие на каждую из антенн, равны по величине и противоположны по направлению, так что равнодействующая системы двух антенн получается равной нулю (чего и следовало ожидать).

Представим себе следующий мысленный эксперимент. Установим обе антенны на платформу и выберем расстояние между ними таким, чтобы величина антенной силы (4) была максимальной (sin kR = 1). Тогда (4) примет вид:

$$<F_2> = \frac{\omega^3}{2c^3}\frac{d_{01}d_{02}}{R} \qquad (7)$$

Пусть первая антенна (Рис. 1, слева) излучает радиоимпульс (импульс), т. е. волновой пакет, состоящий из многих волн, длина которого (расстояние от начала первой волны до конца последней) не превышает двойного расстояния между антеннами, 2L. Вторая антенна включается в тот момент, когда до неё доходит начало радиоимпульса и выключается в момент прохождения его конца. Тогда на вторую (правую по рисунку 1) антенну на протяжении времени прохождения радиоимпульса ($\tau = 2L/c$), согласно (7) будет действовать сила. На первую антенну никакая сила действовать не будет, потому что за время $\tau = 2L/c$ до неё не успеет дойти излучение второй антенны. Таким образом, система двух антенн в течение всего времени прохождения волнового пакета будет иметь ненулевую равнодействующую (7), в результате чего, приобретёт импульс (количество движения) и кинетическую энергию. Спустя какое-то время, не меньшее τ, описанный процесс можно повторить, потом опять и т. д., в результате чего, система будет всё время ускоренно двигаться, наращивая свой импульс и кинетическую энергию. Описанный процесс формирования радиоимпульсов представляет собой частный случай амплитудной модуляции и может быть представлен математически, например, следующим образом:

$$A_1 = \begin{cases} 1, \text{ если } \cos \pi\frac{t}{\tau} \geq 0 \\ 0, \text{ если } \cos \pi\frac{t}{\tau} \leq 0 \end{cases} \qquad A_2 = \begin{cases} 1, \text{ если } \sin \pi\frac{t}{\tau} \leq 0 \\ 0, \text{ если } \sin \pi\frac{t}{\tau} \geq 0 \end{cases} \qquad (8)$$

Временная диаграмма представлена на Рис. 2.

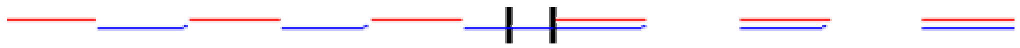

Рис. 2. Две антенны (изображены вертикальными палочками), излучающие сдвинутые по фазе радиоимпульсы. Линии вверху относятся к антенне слева, линии внизу – к антенне справа.

На этом рисунке отображены последовательности излучаемых обеими антеннами радиоимпульсов. Верхняя линия относится к первой (левой) антенне, нижняя – ко второй.

Видно, что вторая антенна во время своей работы всё время находится в зоне облучения первой, а промежутки работы первой антенны совпадают с периодами молчания второй. При таком способе моделировании усреднённая по времени равнодействующая системы антенн F будет вдвое меньше магнитной силы Ампера (Лоренца), определяемой формулой (7).

$$F = \frac{\omega^3}{4c^3}\frac{d_{01}d_{02}}{R} \qquad (7a)$$

Законы сохранения импульса и энергии при антенном взаимодействии

Закон сохранения импульса удобно исследовать посредством рассмотрения максвелловского тензора напряжений (натяжений), интегрирование которого по окружающей обе антенны поверхности даёт полную результирующую силу для всей системы, заключённой внутри этой поверхности. Согласно «Теории поля», Ландау и Лифшица [1], результирующая сила системы, будет равной:

$$F^\alpha = \frac{\partial P^\alpha}{\partial t} = -\oint_S T^{\alpha\beta} dS_\beta$$

где F^α - компонента силы, P^α - компонента импульса, $T^{\alpha\beta}$ ($\alpha, \beta = x, y, z$) – тензор напряжений, S – замкнутая поверхность интегрирования.

Компоненты тензора $T^{\alpha\beta}$ составляют трёхмерный максвелловский тензор напряжений $\sigma_{\alpha\beta}$, который выражается через компоненты электрического и магнитного полей следующим образом:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \frac{1}{4\pi}\{-E_\alpha E_\beta - H_\alpha H_\beta + \frac{1}{2}\delta_{\alpha\beta}(E^2 + H^2)\}$$

$\delta_{\alpha\beta} = 1$ при $\alpha = \beta$; $\delta_{\alpha\beta} = 0$ при $\alpha \neq \beta$.

Для электромагнитного поля в вакууме приведённая тензорная формула может быть представлена в векторной форме следующим образом, см. [2], [3]:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi}\oint_S \left\{ \left[\mathbf{E}(\mathbf{nE}) - \frac{1}{2}\mathrm{E}^2\mathbf{n} \right] + \left[\mathbf{H}(\mathbf{nH}) - \frac{1}{2}\mathrm{H}^2\mathbf{n} \right] \right\} dS \qquad (9)$$

где **E** и **H** – напряжённости электрического и магнитного полей на поверхности, **n** – нормаль к поверхности.

Выберем сферическую поверхность так, чтобы первая антенна находилась в центре, а вторая располагалась на расстоянии L от неё в соответствии с Рис. 1. Тогда, на основании (9), сила, обусловленная электрическим полем, будет иметь вид

$$\mathbf{F}_E = \frac{1}{4\pi}\oint_S \left\{ (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)(\mathbf{n}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)) - \frac{1}{2}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2\mathbf{n} \right\} dS \qquad (10)$$

где $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ – напряжённости электрических полей первой и второй антенн на поверхности сферы.

Обратим внимание на скалярное произведение подынтегрального выражения в (10), $(\mathbf{n}(\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)) = (\mathbf{nE}_1) + (\mathbf{nE}_2)$. Из формулы (5) следует, что для волновой зоны

$$\mathbf{E}_1 = \frac{k^2}{R}\mathbf{n}_1 \times (\mathbf{d}_1 \times \mathbf{n}_1) \qquad (11)$$

где $\mathbf{d}_1 = \mathbf{d}_{01} \exp -i(\omega t - kx)$.

Отметим, что нормаль в любой точке поверхности лежит на прямой, соединяющей эту точку с центром сферы, в котором находится первая антенна, откуда следует, что $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}$. Отсюда, $(\mathbf{nE}_1) = (k^2/R)\mathbf{n}[\mathbf{n} \times (\mathbf{d}_1 \times \mathbf{n})] = 0$, так как содержит смешенное (скалярно-векторное) произведение двух одинаковых векторов, **n**. Перейдём к рассмотрению $\mathbf{E}_2$.

$$\mathbf{E}_2 = \frac{k^2}{R_2}\mathbf{n}_2 \times (\mathbf{d}_2 \times \mathbf{n}_2) \qquad (12)$$

Радиус-вектор **R**, проведённый из центра сферы к любой точке её поверхности, радиус-вектор $\mathbf{R}_2$, соединяющий вторую антенну с той же самой точкой поверхности и радиус-вектор, соединяющий обе антенны **L** = {L, 0, 0} связаны соотношением $\mathbf{R}_2 = \mathbf{R} - \mathbf{L}$, откуда следует, что при $R \to \infty$ $R_2 \to R$ и $\mathbf{n}_2 \to \mathbf{n}$. Отсюда, при $R \to \infty$, $(\mathbf{nE}_2) = (k^2/R)\mathbf{n}[\mathbf{n} \times (\mathbf{d}_2 \times \mathbf{n})] = 0$. Таким образом, первое

слагаемое в фигурных скобках подынтегрального выражения (10) обнуляется.
Элемент поверхности dS можно представить в виде:

$$dS = \sqrt{\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2 + 1}\; dx\, dy = \frac{R}{|z|} dx\, dy \qquad (13)$$

где $z = \pm\sqrt{R^2 - x^2 - y^2}$

Тогда, согласно (10), проекция силы $F_{Ex} = F_E$ на ось x будет иметь вид:

$$F_E = -\frac{1}{8\pi}\oint [\mathbf{E}_1^2 + 2(\mathbf{E}_1\mathbf{E}_2) + \mathbf{E}_2^2]\frac{x}{|z|}\, dx\, dy \qquad (14)$$

На основании (11), раскрывая двойное векторное произведение и учитывая, что $\mathbf{n}_1 = \mathbf{n}$ и $(\mathbf{d}_1\mathbf{n}) = d_1 y/R$, получим:

$$E_1^2 = \frac{k^4}{R^2} d_{01}^2\left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right)e^{-2i(\omega t - kR)}$$

Правая часть этого равенства есть чётная функция по x, следовательно, учитывая, что множитель x/|R| нечётная функция, интеграл от первого слагаемого подынтегрального выражения (14) равен нулю. Принимая во внимание, что при $R \to \infty$ $R_2 \to R$, получим:

$$|(\mathbf{E}_1\mathbf{E}_2)| = \frac{k^4}{R^2} d_{01}d_{02}\left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right)\left|e^{-2i\omega t + k(R+R)}\right| \le \frac{k^4}{R^2} d_{01}d_{02}\left(1 - \frac{y^2}{R^2}\right)$$

Поскольку правая часть этого неравенства чётная по x функция, то с учётом нечётного множителя x/|R| интеграл (14) от слагаемого $(\mathbf{E}_1\mathbf{E}_2)$ по модулю равен нулю. По аналогии приходим к заключению, при $R \to \infty$ интеграл (14) от слагаемого $\mathbf{E}_2^{\,2}$ тоже по модулю равен нулю. Аналогично приходим к выводу о равенстве нулю проекций вектора F_{Ey} и F_{Ez}. Отметим, что учёт амплитудной модуляции не отразится на правой части полученного неравенства, потому что, согласно (8), амплитудные множители A1, A2 не превосходят единицы.

Таким образом, интегралы (14) и (10) равны нулю. Производя аналогичные вычисления для вектора **H**, получим, что при $R \to \infty$ интеграл (9) также равен нулю, т. е:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi}\oint_S \left\{\left[\mathbf{E}(\mathbf{nE}) - \frac{1}{2}E^2\mathbf{n}\right] + \left[\mathbf{H}(\mathbf{nH}) - \frac{1}{2}H^2\mathbf{n}\right]\right\} dS = 0 \qquad (15)$$

Приходим к важному выводу, согласно которого постоянная по направлению равнодействующая системы двух антенн (7а) не имеет отношения к реакции излучаемых ими электромагнитных волн, иными словами, не компенсируется импульсом электромагнитного излучения. В то же время, равенство нулю интеграла (15) указывает на факт компенсации антенной равнодействующей какой-то пока не известной нам силой. Может быть это квазистатический импульс (подобный полевому импульсу системы зарядов [4], http://puhep1.princeton.edu/~mcdonald/examples/EM/page_ajp_13_141_45.pdf), образуемый электрическим полем диполя **E** и магнитным полем налетающей волны **H**? Ведь по условию задачи размеры антенных диполей малы, по сравнению с длиной волны, вот почему указанный выше импульс можно считать квазистатическим, а магнитное поле налетающей волны в точке нахождения диполя приближённо принимать однородным. Вычисления показывают, что этот импульс (традиционно обозначаемый буквой **G**) равен:

$$\mathbf{G} = \frac{1}{4\pi c}\int \mathbf{E}\times\mathbf{H}\,dV = -\frac{1}{c}\mathbf{d}\times\mathbf{H} \qquad (16)$$

где **d** – дипольный момент антенны.

Вклад в интеграл (16) даёт область пространства, сосредоточенная между двумя плоскостями, проходящими через образующие диполь заряды, перпендикулярно направлению дипольного момента. В области однородности магнитного поля для величины G имеет место соотношение

$$G = (1/c)Hd(1 - a/2R_c)$$

где a – расстояние между зарядами, образующими диполь, R_c – радиус цилиндрической поверхности, заключённой между оговоренными выше плоскостями. Таким образом, для диполя малых размеров (a) вектор **G** практически сосредоточен в пределах магнитного поля одной набегающей полуволны. Согласно введённому Пейджем и Адамсом [4], поддержанному Фейнманом и др. правилу вектор **G** считается импульсом электромагнитного поля даже в статических полях, в связи с чем, закон сохранения импульса записывают в виде:

$$\mathbf{P} + d\mathbf{G}/dt = 0 \qquad (17)$$

где **P** – механический импульс системы.

Но ведь, согласно (16), **G** есть ограниченная периодическая функция, в силу чего, её усреднённая по времени производная равна нулю $\langle d\mathbf{G}/dt \rangle = 0$, откуда следует, равенство нулю среднего механического импульса и средней силы, что противоречит полученным нами формулам (7), (7a). Единственно возможное логическое заключение состоит в том, что *вектор **G** нельзя отождествлять с импульсом электромагнитного поля и закон сохранения импульса в виде соотношения (17) нельзя считать правильным.*

Чтобы найти выражение, удовлетворяющее закону сохранения импульса, продифференцируем по времени формулу (16) для **G** при постоянном магнитном поле:

$$\left(\frac{d\mathbf{G}}{dt}\right)_{\mathbf{H}} = \frac{1}{4\pi c}\int \frac{d\mathbf{E}}{dt}\times\mathbf{H}\,dV = -\frac{1}{c}\dot{\mathbf{d}}\times\mathbf{H} \qquad (18)$$

Так как d**E**/dt – есть плотность максвелловского тока смещения, то подынтегральное выражение (18) представляет собой полную силу Ампера, действующая на систему токов смещения, создаваемых меняющимся электрическим диполем, в магнитном поле налетающей волны. Поскольку $\dot{\mathbf{d}} = q\mathbf{v} = I\mathbf{a}$ (**v** – скорость движения образующего диполь заряда q, I – ток антенны, a – размер антенны), то справа стоит взятая с обратным знаком сила Лоренца, действующая на заряд, движущийся в антенне, или, иными словами, сила Ампера, действующая на антенный ток (взятая с обратным знаком). При синфазном изменении антенного тока и магнитного поля налетающей волны сила, действующая на систему токов смещения, согласно (18), имеет постоянное направление.

Таким образом, приходим к следующей формулировке закона сохранения импульса: - «сила Ампера, действующая на антенный ток в магнитном поле налетающей волны, равна по величине противоположна по направлению силе Ампера, действующей на систему максвелловских токов смещения, возбуждаемых антенной в физическом вакууме (эфире)». По существу мы говорим о том, что приложенная к веществу (антенне) сила Ампера (Лоренца) уравновешивается реакцией опоры на вакуум (эфир), чем обеспечивается выполнение третьего закона Ньютона.

В нашем конкретном случае постоянная по направлению антенная сила (7a) уравновешивается такой же по величине противоположной по направлению силой реакции на вакуум.

Вектор **G** остаётся важной величиной, обеспечивающей выполнение закона сохранения импульса, но по своему физическому смыслу он является не импульсом электромагнитного поля, а мерой силового взаимодействия вещества с физическим вакуумом (эфиром), в связи с чем, назван в [5] «импульсным потенциалом», см. http://tts.lt/~nara/chast2.htm , http://tts.lt/~nara/chast3.htm . В этой связи, представление о невозможности взаимодействия вещества с физическим вакуумом (эфиром) на макроскопическом уровне не соответствует действительности, так же как и представление о переносе импульса электромагнитной волной. Переносится энергия. К примеру, энергия, переносимая электромагнитной волной к отражателю (зеркалу), возбуждает две локальные равные по величине противоположные по направлению силы, одна из которых производит давление на зеркало, другая - реакция опоры на вакуум - есть сила Ампера, приложенная к системе максвелловских токов смещения, возбуждаемых отражателем в вакууме. Таким образом, наше рассмотрение меняет устоявшееся представление о взаимодействии электромагнитного излучения с веществом.

Сфера применимости закона сохранения импульса в форме (18) выходит далеко за рамки взаимодействия антенн, она распространяется на широкий класс систем, содержащих движущиеся заряды и магнитные диполи [5], см. http://tts.lt/~nara/aspecty.html . Однако, в теоретическом плане антенное взаимодействие позволяет по-своему «чистым» и «прозрачным» образом придти к обоснованию эфироопорного движения, так как даёт возможность избежать некоторых неоднозначно трактуемых разными авторами вопросов (например, какими потенциалами пользоваться Лиенара-Вихерта или Дарвина, какая сила предпочтительнее «магнитодинамическая» или происходящая от «скрытого импульса» и т. д.).

Согласно теореме об энергии [5] работа эфироопорной силы не может происходить за счёт убыли энергии движущегося вместе с системой источника питания, изготовленного из какого бы то ни было вещества, иначе будет нарушаться принцип относительности, как в галилеевском так и в эйнштейновском пониманиях.

Доказательство этой теоремы можно построить следующим образом. Пусть эфироопорное устройство любого типа, первоначально покоящееся в движущейся со скоростью V << с инерциальной системе отсчёта (ИСО), начинает движение под действием эфироопорной силы, которая (примем для определённости) по направлению совпадает со скоростью. Тогда, по истечении какого-то промежутка времени, оно (устройство) приобретёт импульс $\mathbf{P}_0$ и энергию W_0. Так как энергия и импульс образуют 4-вектор, то для неподвижного наблюдателя энергия запишется в виде:

$$W = \frac{W_0 + VP_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c}}}$$

где P_0 = mv – проекция импульса на направление скорости, v – величина скорости устройства относительно движущейся ИСО.

Учитывая, что $W_0 = mc^2 + mv^2/2$ и что V/c мало, правую часть можно переписать так:

$$W = mc^2 + mv^2/2 + mV^2/2 + mvV = mc^2 + m(V + v)^2/2 = mc^2 + T$$

где T – кинетическая энергия устройства относительно неподвижного наблюдателя.

Если мы из полной энергии вычтем энергию покоя, начальную энергию устройства относительно неподвижного наблюдателя $mV^2/2$ и энергию, приобретённую устройством в движущейся ИСО ($mv^2/2$), то получим избыточную энергию ΔW:

$$\Delta W = W - mc^2 - mv^2/2 - mV^2/2 = T - mv^2/2 - mV^2/2 = mvV$$

Эта избыточная энергия допускает превращение в другие виды энергии, путем торможения в неподвижной ИСО. Будучи зависимой от скорости ИСО она никак не может компенсироваться убылью энергии движущегося источника, инвариантной по своей сущности. Поскольку нигде в окружающем пространстве по условию задачи никаких источников энергии нет, значит, поставщиком энергии служит само это пространство, иными словами, физический вакуум или эфир. Что и требовалось доказать.

Таким образом, эфироопорное устройство обменивается с физическим вакуумом не только импульсом, но и энергией, что несовместимо с эйнштейновским тезисом равноправия всех инерциальных систем отсчёта, но прекрасно согласуется с эфирной теорией относительности Лоренца, хорошее представление о которой можно получить, ознакомившись с его книгой «Теория электронов» [6]. Эта теория гармонично совмещает в себе существование эфира с принципом относительности и объясняет почему, невозможно обнаружить его (эфира) относительное движение, по крайней мере, до тех пока не будут открыты сверхсветовые взаимодействия. Она содержит в себе точно такой же математический аппарат как СТО Эйнштейна, поэтому решает все вопросы, решаемые в СТО, сверх чего, легко справляется с такими непосильными для СТО проблемами как рассматриваемая здесь задача о взаимодействии дипольных излучателей.

Возможность практического применения антенной эфироопорной силы для использования на транспорте и в энергетике определяется её величиной при технически достижимых параметрах. В качестве возбуждающей магнитное поле антенны можно, к примеру, представить себе волновод, а в качестве «силовой» антенны вставленные в волновод блоки из диэлектрических материалов с высокой (до 10^8 В/м) пробойной напряжённостью поля. Эфироопорная сила тяги обратно пропорциональна длине волны. В диапазоне 1 – 100 мм объёмная плотность этой силы может достичь величин 50 – 5000 кГ/м^3. Особенно перспективны оптический и инфракрасный диапазоны, антенны для которых можно изготавливать по методикам нанотехнологий в виде объёмных модулей, содержащих миллионы элементарных антенн или же использовать подходящие молекулярные структуры. Объёмная плотность силы таких устройств, даже при сравнительно небольших напряжённостях полей (10^5 - 10^6) В/м, может достигать десятков и сотен тонн на кубометр. Напомним, что антенная сила, далеко не единственная и, может быть, не самая лёгкая для технического освоения разновидность эфироопорной силы. С другими типами эфироопорности можно ознакомиться на сайте http://tts.lt/~nara .

Список литературы

1. Л Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теория поля. Изд-во “Наука”, М., 1973, § 72, с. 248, § 32, 33 с. 108 - 11

2. Физическая энциклопедия (под ред. А. М. Прохорова), 1994, **т**. 4, с. 86
3. Дж. А. Стреттон. Теория электромагнетизма, ОГИЗ, 1948, с. 540
4. L. Page and N.I. Adams, Jr., Action and Reaction Between Moving Charges, Am. J. Phys. **13**, 141 (1945)
5. Г. П. Иванов. Классическая электродинамика и современность. Висагинас (Литва), 2002
6. Г. А. Лорентц. Теория электронов, М., 1953

Г. П. Иванов
Ф. В. Горшенёв
февраль, 2008

ВЕРНУТЬСЯ К ОГЛАВЛЕНИЮ