О СМЫСЛЕ ВЕКТОРНОГО ПОТЕНЦИАЛА

Д.т.н., проф. В.Эткин

С позиций энергодинамики показано, что понятие векторного (магнитного) потенциала первично и имеет единый с другими обобщенными потенциалами смысл и единое аналитическое выражение. Найдена связь магнитного потенциала с рядом работ, совершаемых токонесущими системами

Введение. В современной физике существует точка зрения, согласно которой векторный потенциал **A** следует рассматривать как вспомогательную величину, не допускающую ввиду его неоднозначности прямого измерения [1]. Попытки раскрыть физический смысл этого потенциала и освободиться от его неоднозначности путем наложения дополнительных условий (калибровок) Кулона, Пуанкаре, Лоренца, Ландау, Лондонов, Вейля, Фока — Швингера и т.п. не дали удовлетворительных результатов [2]. Поэтому до сих пор преобладает мнение, что векторный потенциал магнитного поля не имеет какого-либо физического смысла. Отсутствие способа измерения величины векторного потенциала и неясность его связи с работой, производимой магнитным полем, породили настороженное отношение к нему в электротехнике и радиотехнике, избегающих применения этого понятия. Между тем именно от этого потенциала зависит силовое взаимодействие токонесущих систем. К тому же введен он был в своё время Ампером именно на основе наблюдения силового взаимодействия в таких системах.

Целью настоящей статьи является преодоление трудностей интерпретации этого понятия и его неоднозначности с позиций энергодинамики как более общей теории, устанавливающей единство явно различимых сил и совершаемых ими работ [3].

1. Скалярные и векторные потенциалы. Энергодинамика изучает пространственно неоднородные системы с неравномерным распределением по её объему V параметров Θ_i (энтропии S, массы M, числа молей k-х веществ N_k, заряда $З$ и т.п.). Такие системы могут удаляться от состояния внутреннего равновесия при совершении над системой работы $W^т$ и самопроизвольно приближаться к нему при релаксации. Это свидетельствует о наличии у таких систем дополнительных степеней свободы и необходимости введения соответствующих им параметров их пространственной неоднородности.

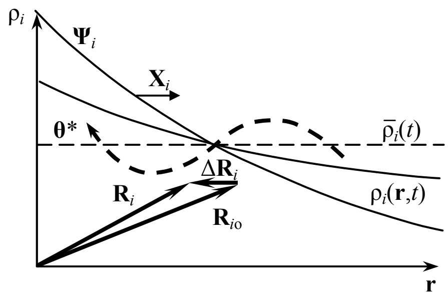

Рис.1.1. К образованию момента распределения.

Для того, чтобы найти такие координаты, рассмотрим произвольную систему (рис.1), в которой плотность $\rho_i(\mathbf{r},t) = \partial\Theta_i/\partial V$ любого параметра Θ_i и значения сопряженного с ним потенциала $\Psi_i(\mathbf{r},t)$ как функций радиус-вектора $\mathbf{r}$ точки поля и времени t распределены по системе так, как указано на нем. Как следует из рисунка, при отклонении распределения Θ_i от равномерного с плотностью $\bar\rho_i(t)$ некоторое количество этой величины Θ_i* переносится из одной части системы в другую в направлении, указанном стрелкой. Такое «перераспределение» носителя i-й формы энергии Θ_i сопровождается смещением центра его величины Θ_i ($i = 1,2,\ldots,n$) из первоначального положения $\mathbf{R}_{i0}$ в текущее $\mathbf{R}_i$. Эти положения определяются известным образом:

$$\mathbf{R}_i = \Theta_i^{-1} \int \rho_i(\mathbf{r},t)\, \mathbf{r}dV\,,\ \mathbf{R}_{io} = \Theta_i^{-1} \int \bar\rho_i(t)\, \mathbf{r}dV. \quad (1)$$

Отсюда следует, что отклонение системы от однородного состояния сопровождается возникновением «моментов распределения» $\mathbf{Z}_i$ энергоносителей Θ_i:

$$\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta\mathbf{R}_i = \int_V \left[\rho_i(\mathbf{r},t) - \bar\rho_i(t)\right]\mathbf{r}dV, \quad (2)$$

где $\Delta\mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{io}$ – вектор смещения центра координаты Θ_i. Элементарное изменение этого вектора можно представить в виде суммы двух слагаемых, первое из которых $d\mathbf{r}_i = \mathbf{e}_i dR_i$ характеризует его удлинение, а другое, $R_i d\mathbf{e}_i$ – изменение его направления, задаваемого единичным вектором $\mathbf{e}_i$. Последнее слагаемое удобнее выразить через изменение пространственного угла $\boldsymbol{\varphi}$, характеризующего это направление, внешним произведением $\boldsymbol{\varphi}_i \times \mathbf{e}_i$. Это позволяет представить полный дифференциал момента распределения $\mathbf{Z}_i$ в виде суммы трех независимых слагаемых:

$$d\mathbf{Z}_i = \mathbf{R}_i d\Theta_i + \Theta_i d\mathbf{r}_i + d\boldsymbol{\varphi}_i \times \mathbf{Z}_i. \qquad (3)$$

Каждое из них характеризует одну из трех групп независимых процессов, протекающих в пространственно неоднородных средах. Первую группу образуют процессы, протекающие в условиях $\mathbf{R}_i = \mathrm{const}$. Они характеризуются равномерным изменением физической величины Θ_i во всех частях системы и напоминают равномерное выпадение осадков на неровную (в общем случае) поверхность. Частным случаем таких процессов являются процессы обратимого теплообмена, массообмена, объемной деформации и т.п., изучаемые классической термодинамикой.

Другая группа процессов обусловлена смещением $d\mathbf{r}_i$ центра величины Θ_i без изменения самой этой величины. Они сопровождаются уменьшением её плотности ρ_i в одной части системы и увеличением – в другой, и потому напоминают перекачку текучих материалов из одной части сосуда в другую. Такие «противонаправленные» процессы мы назвали *процессами перераспределения* [3] .

Третье слагаемое в (3) характеризует поворот вектора $\mathbf{Z}_i$ (или самого тела при наличии анизотропии его формы) на пространственный угол $d\boldsymbol{\varphi}_i$. Такие процессы мы назвали процессами *переориентации* [3].

Учет этих степеней свободы неоднородных систем и введение дополнительных координат их состояния позволяет дать более детальную картину протекающих в таких системах процессов. Прежде всего, это означает, что полная энергия системы Э является функцией трех групп переменных $Э(\Theta_i,\mathbf{r}_i,\boldsymbol{\varphi}_i)$, где $i = 1,2,\ldots,n$ – число независимых составляющих энергии. Поэтому её полный дифференциал может быть представлен в виде трех сумм частных дифференциалов тождеством вида:

$$dЭ \equiv \Sigma_i \Psi_i\, d\Theta_i - \Sigma_i\, \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i - \Sigma_i\, \mathbf{M}_i \cdot d\boldsymbol{\varphi}_i, \qquad (4)$$

где

$$\Psi_i \equiv (\partial Э/\partial\Theta_i);\ \mathbf{F}_i \equiv -(\partial Э/\partial\mathbf{r}_i);\ \mathbf{M}_i \equiv -(\partial Э/\partial\boldsymbol{\varphi}_i) \qquad (5)$$

– соответственно обобщенные потенциалы; обобщенные силы и их моменты[1)].

Первая сумма (4) описывает виды работ, не нарушающих пространственной однородности системы и сопровождающих объемную деформацию системы $-pdV$, теплообмен TdS[2)], диффузию k-х веществ $\mu_k dN_k$, ввод в систему заряда $\varphi dЗ$ и т.д. К этой же категории процессов следует отнести работу ускорения системы в её поступательном $\mathbf{v}\cdot d\mathbf{P}$ и вращательном движении $\boldsymbol{\omega}\cdot d\mathbf{L}$, а также работу поступательного и вращательного ускорения электрического заряда системы[3)], потенциалы которых $\boldsymbol{\Psi}_i$ (скорость поступательного $\mathbf{v}$, $\mathbf{v}_e$

[1)] Примененная здесь запись производной от скалярной величины по векторной малоупотребима, но чрезвычайно удобна (Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, 1973). Что же касается знака (–) во 2-й и 3-й сумме (4), то он соответствует принятому в термодинамике правилу знаков: подведенная к системе теплота и совершенная ею работа положительны.

[2)] В энергодинамике теплообмен отнесен к категории неупорядоченных работ в связи с невозможностью однозначного разделения энергообмена в открытых системах на теплоту и работу (М.Трайбус, 1970; К. Путилов, 1971).

[3)] Поскольку этот процесс может происходить под действием только электродвижущих сил, т.е. независимо от ускорения системы как целого.

и вращательного $\boldsymbol{\omega}$, $\boldsymbol{\omega}_e$ движения) и сопряженные с ними координаты $\boldsymbol{\Theta}_i$ (импульсы $\mathbf{P}$, $\mathbf{P}_e$ и их моменты $\mathbf{L}$, $\mathbf{L}_e$) имеют векторную природу.

Вторая сумма выражения (4) характеризует элементарную «техническую» работу $đW_i^{\text{т}} = \mathbf{F}_i{\cdot}d\mathbf{r}_i$, совершаемую силами $\mathbf{F}_i$ в их обычном (ньютоновском) понимании. Эта работа связана с перемещением $d\mathbf{r}_i$ объекта ее приложения Θ_i в пространстве и выражается через градиенты потенциалов $\nabla\Psi_i$ соотношением $\mathbf{F}_i = -\Theta_i\nabla\Psi_i = \Theta_i\mathbf{X}_i$, где $\mathbf{X}_i \equiv -\nabla\Psi_i$ – так называемые «термодинамические силы в их энергетическом представлении» (И. Дьярмати, 1974). Таковы, в частности, удельные массовые, объемные и поверхностные силы, для которых величина Θ_i имеет смысл соответственно массы M, объема V и поверхности тела f.

Наконец, члены 3-й суммы (4) характеризуют работу, совершаемую крутящими моментами $\mathbf{M}_i = \mathbf{F}_i \times \mathbf{r}_i$. Возникновение таких моментов обусловлено наличием в 1-й сумме (4) потенциалов $\boldsymbol{\Psi}_i$ векторной природы, вектор-градиенты которых $\mathrm{Grad}\,\boldsymbol{\Psi}_i$ (в том числе вектор-градиент скорости $\mathrm{Grad}\,\mathbf{v} \equiv \nabla\mathbf{v}$) представляют собой тензоры 2-го ранга. Составляющие этих тензоров являются движущими силами процессов перераспределения и переориентации импульса. Нас в данном случае интересует их антисимметрическая составляющая $\nabla\boldsymbol{\Psi}_i^{a}$. Одна из них, $\nabla\mathbf{v}^{a}$, известна из гидродинамики как вихревой вектор. Последнее означает, что при изучении систем с произвольным распределением масс, зарядов и токов необходимо учитывать появление не только силовых полей, но и полей, создаваемых крутящими моментами $\mathbf{M}_i$. Это позволит показать, что векторный магнитный потенциал $\mathbf{A}$ является функцией угловой скорости вращения электронов $\boldsymbol{\omega}_e$ и может быть с успехом заменен ею.

2. Векторный потенциал как функция угловой скорости электронов. Известно, что векторный (магнитный) потенциал $\mathbf{A}$ токов $\mathbf{j}_e$, произвольным образом распределенных в пространстве с магнитной проницаемостью μ_o на расстоянии r от источника, определяется выражением [4]:

$$\mathbf{A} = (\mu_o/4\pi) \int (\mathbf{j}_e/r)dV. \tag{6}$$

Плотность тока $\mathbf{j}_e$ определяется в электродинамике произведением плотности электрического заряда ρ_e на скорость его перемещения $\mathbf{v}_e(\mathbf{r})$. Эта скорость различна в разных точках системы, и кроме того, зависит от принятой системы её отсчета. Однако если учесть, что появление векторных потенциалов $\boldsymbol{\Psi}_i$ обусловлено наличием в исследуемой системе вращательного движения, и рассматривать для конкретности соленоид радиусом r, то скорость заряда $\mathbf{v}_e$ можно выразить векторным произведением угловой скорости вращения $\boldsymbol{\omega}_e$ и радиус-вектора $\mathbf{r} = \mathbf{e}r$ элемента тока $\mathbf{j}_e dl$ относительно мгновенного центра его вращения. Тогда вместо (6) можем написать:

$$\mathbf{A} = (\mu_o/4\pi) \int \rho_e\boldsymbol{\omega}_e\times\mathbf{e}\ dV. \tag{7}$$

Выносим постоянную для соленоида величину $\boldsymbol{\omega}_e\times\mathbf{e}$ за знак интеграла, получим:

$$\mathbf{A} = З\mu_o\ \boldsymbol{\omega}_e\times\mathbf{e}/4\pi, \tag{8}$$

где $З = \int\rho_e dV$ – суммарный заряд, движущийся в обмотке соленоида (величина, пропорциональная числу ампер-витков).

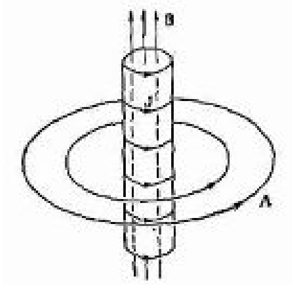

Рис.2. Поле соленоида

Согласно (8), векторный потенциал $\mathbf{A}$ пропорционален угловой скорости вращения элемента тока в обмотке соленоида и совпадает по направлению с этим током (рис.2). Это обстоятельство подтверждает сделанный выше вывод о том, что этот потенциал является следствием наличия у токонесущей системы дополнительных степеней свободы и связан с вихревым характером магнитного поля. Действительно, в соленоидах плотность заряда ρ_e, как и плотность тока проводимости $\mathbf{j}_e$, отличны от нуля только на радиусе обмотки r, т.е. оказываются смещенными относительно центра соленоида. Вследствие этого любой элементарный заряд $\rho_e dV$ оказывается удаленным от оси соленоида на расстояние r, образуя элементарный момент его распределения $d\mathbf{Z}_e = \rho_e \mathbf{r}_e dV$. Под действием момента $\mathbf{M}_e$ вектор $d\mathbf{Z}_e$ непрерывно меняет свою ориентацию в пространстве, вращаясь с угловой скоростью $\boldsymbol{\omega}_e = d\boldsymbol{\varphi}_e/dt$. Это и отражает соотношение (8), согласно которому векторный потенциал **A** не зависит от радиуса соленоида r и возникает только тогда, когда вектор скорости электронов $\mathbf{v}_e$ изменяет свою ориентацию в пространстве[1)].

Вместе с тем выражение (8) вскрывает неадекватность формально-математического введения понятия векторного потенциала **A** из соотношения div rot**A** = div **B** = 0. Из него следует, что магнитное поле **B** возникает только тогда, когда rot**A** $\neq 0$. Между тем магнитное поле существует, как известно, и у прямолинейного проводника с током. В энергодинамике этому случаю соответствует член 2-й суммы (4). Далее, выражение **B** = rot**A** предполагает экстенсивный характер векторного потенциала **A**, что не соответствует природе любого потенциала Ψ_i как интенсивной величины. Экстенсивные свойства векторного потенциала становятся особенно очевидным при рассмотрении выражения (8), из которого следует его пропорциональность полному заряду $З$ токонесущей системы.

Иной способ введения магнитного потенциала предлагает энергодинамика, исходящая из единства описания подобных процессов и из их физической сущности. С её позиций векторный магнитный потенциал является всего лишь одним из векторных потенциалов и определяется выражением $\boldsymbol{\Psi}_i \equiv (\partial Э/\partial \boldsymbol{\Theta}_i)$, которое в рассматриваемом случае принимает вид:

$$\boldsymbol{\omega}_e \equiv (\partial Э/\partial \mathbf{L}_e), \tag{9}$$

где $\mathbf{L}_e = I_e\boldsymbol{\omega}_e$ – момент импульса вращательного движения заряда; I_e – момент инерции контура с током. Мы будем называть величину $\boldsymbol{\omega}_e$ наряду с магнитным «*электродинамическим потенциалом*», чтобы избежать недоразумений.

Электродинамический потенциал, введенный таким образом, имеет очень простой физический смысл и полностью определен, поскольку угловая скорость электронов $\boldsymbol{\omega}_e$ и момент их импульса $\mathbf{L}_e$ задается единственным образом. Однако он отличается от потенциала **A** помимо своей размерности еще тем, что направлен по оси вращения, а не в направлении замкнутого тока. Поэтому предстоит показать соответствие понятия магнитного потенциала известным опытным фактам.

Начнем с возможности простого объяснения действия постоянных магнитов как следствия упорядоченности замкнутых молекулярных токов в них. Заметим, далее, что потенциал $\boldsymbol{\omega}_e$ напрямую связан с работой, совершаемой токонесущей системой, в то время как для векторного потенциала **A** такая связь остается неизвестной. В частности, работа ускорения кругового движения электронов по замкнутому контуру определяется в энеродинамике выражением, аналогичным другим видам работ, входящим в первую сумму (4):

$$đW_\omega = \boldsymbol{\omega}_e \cdot d\mathbf{L}_e = I_e d\omega_e^2/2. \tag{10}$$

Столь же просто найти связь магнитного потенциала с технической работой, выражаемой членами 2-й суммы (4). Для этого воспользуемся альтернативным представлением технической работы $đW_i^{\mathrm{T}} = \mathbf{F}_i \cdot d\mathbf{r}_i$ через термодинамические силы $\mathbf{X}_i \equiv -\nabla\Psi_i$ и моменты распределения $\mathbf{Z}_i = \Theta_i \Delta\mathbf{r}_i$, которые в данном случае принимают вид $\mathbf{X}_\omega = -\nabla\boldsymbol{\omega}_e$ и $\mathbf{Z}_\omega = \boldsymbol{\Theta}_\omega \times \Delta\mathbf{r}_\omega$:

[1)] В этом отношении векторный потенциал прямолинейного проводника является предельным случаем соленоида с бесконечно большим радиусом.

$$đW_\omega^{\text{т}} = \mathbf{F}_\omega \cdot d\mathbf{r}_\omega = \mathbf{X}_\omega \cdot d\mathbf{Z}_\omega . \tag{11}$$

Нетрудно заметить, что сила $\mathbf{X}_\omega = -\nabla\boldsymbol{\omega}_e$ в этом выражении играет ту же роль, что и напряженность поля $\mathbf{H}$ в выражении работы намагничивания $đW_м^{\text{т}} = \mathbf{H}\cdot d\mathbf{B}$, а момент $\mathbf{Z}_\omega$ – вектора индукции $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$, отнесенного к магнетику в целом. Это становится более очевидным, если учесть, что $\mathbf{\Theta}_\omega = I_e\boldsymbol{\omega}_e$; $\Delta\mathbf{r}_\omega = \mathbf{r}_\omega$, и записать момент $\mathbf{Z}_\omega = I_e\boldsymbol{\omega}_e\times\mathbf{r}_\omega$ в виде $\mathbf{Z}_\omega = I_e\,\text{rot}\boldsymbol{\omega}_e$, что указывает на прямую связь векторов $\mathbf{Z}_\omega$ и $\mathbf{B}$. Столь же понятно, что в одномерном случае сила $\mathbf{X}_\omega$ имеет смысл отрицательного градиента модуля угловой скорости ω_e как меры «завихренности» магнитного поля.

Не менее очевидной становится и связь потенциала $\boldsymbol{\omega}_e$ с работой переориентации токонесущей системы, выражаемой 3-й суммой (4):

$$đW_\varphi^{\text{т}} = \mathbf{M}_\varphi \cdot d\boldsymbol{\varphi}_e . \tag{12}$$

Поскольку этот процесс протекает в условиях постоянства всех других параметров системы, он обусловлен лишь изменением направления вектора $\boldsymbol{\omega}_e$, т.е. поворотом контура с током в пространстве. Именно такую работу совершает вихревое магнитное поле при вращении роторов электродвигателей. При этом момент $\mathbf{M}_\varphi$ образует пару магнитных сил Лоренца, действующих на противоположные ветви рамки с током и нормальных к направлению тока в них. Эта пара сил и совершает работу поворота рамки с током, опровергая расхожую точку зрения, будто магнитное поле не совершает никакой работы.

3. Обсуждение результатов. Как показано выше, данная здесь трактовка магнитного поля как электродинамического явления не противоречит известным фактам. Наличие потенциальных свойств у угловой скорости вращения электронов $\boldsymbol{\omega}_e$, названной здесь электродинамическим потенциалом, несомненно. Поэтому вопрос может состоять только в обосновании целесообразности замены им векторного потенциала $\mathbf{A}$, вводимого указанным выше формально-математическим путем и отличающегося от него направлением, экстенсивным характером и неоднозначностью.

Немаловажное значение приобретает при этом возможность простого объяснения существования магнитного момента у элементарных заряженных частиц с чрезвычайно малым радиусом и неизвестной внутренней структурой, поскольку магнитный потенциал $\boldsymbol{\omega}_e$, определяемый выражением (9), не зависит от радиуса вращающегося тела. Это вскрывает непротиворечивость появления магнитного момента $\mathbf{M}_\omega$ и магнитных сил $\mathbf{X}_\omega$ у любых элементарных заряженных частиц, сколь бы малыми ни были их размеры. Последнее освобождает от необходимости придумывать модели строения элементарных частиц по крайней мере в макрофизике.

В свою очередь, существование магнитных сил $\mathbf{F}_\omega$ или $\mathbf{X}_\omega$ проливает новый свет на природу взаимодействия не только заряженных частиц (типа спин-спинового взаимодействия [5]), но и не заряженных вращающихся тел. Поскольку в отсутствие специфических электродвижущих сил свободные электроны вращаются с той же скоростью, что и сами тела ($\boldsymbol{\omega}_e = \boldsymbol{\omega}$), между электронейтральными телами, вращающимися с различной угловой скоростью, с необходимостью возникает аксиальная магнитная сила $\mathbf{F}_\omega$, вызывающая их притяжение или отталкивание, и потому названных в [6] «гироскопической».

Далее, согласно вышеизложенному, во вращающихся телах с неоднородным распределением электрического заряда возникают также крутящие моменты $\mathbf{M}_\omega$, обусловливающие обмен между телами и окружающими их средами «завихренностью». Такое взаимодействие оправдывает введение «торсионных полей», объясняя их, однако, вполне «конвенциональными» причинами, поскольку переносчиком этого взаимодействия может стать любая промежуточная среда, взаимодействующая с электронами вещества и способная к передаче вращательного движения (в том числе эфир, наделенный отличной от нуля вязкостью) [6].

Вместе с тем предпринятое рассмотрение вынуждает скептически отнестись к разного рода гипотезам о необычных свойствах «физического вакуума» и, в частности, к существованию магнитного поля в нем. Как следует из выражений (8) и (9), магнитный потенциал $\boldsymbol{\omega}_e$ существуют только в области пространства, где угловая скорость движения электронов отлична от нуля. Это свидетельствует об ошибочности трактовки эффекта Ааронова-Бома (1960) как следствия существования этого потенциала вне миниатюрного соленоида, тщательно изолированного сверхпроводящим электромагнитным экраном с тем, чтобы не создавать на пути движения электронов в двухщелевом эксперименте электрического **E** и магнитного **B** полей [1]. Как известно, этот эксперимент обнаружил изменение интерференционной картины при включении и выключении соленоида, находящимся вне траектории их движения. Однако этот результат следовало бы объяснить скорее наличием неэкранируемой неэлектромагнитной составляющей излучения соленоида, обнаруженной в недавнее время [7], нежели влиянием на потоки электронов векторного потенциала **A**.

Подводя итог, можно заключить, что при дедуктивном подходе (от общего к частному) магнитный потенциал приобретает единый с другими обобщенными потенциалами смысл, единое аналитическое выражение и единое функциональное назначение. Кроме того, при таком подходе удается получить аналитические выражения всех видов работы, связанных с магнитным потенциалом. Это позволяет дать более детальный анализ процессов, протекающих с участием неподвижных и движущихся зарядов.

Литература

1. Физическая энциклопедия, Т.1, 1988
2. *Фейнберг Е.Л.* Об «особой роли» электромагнитных потенциалов в квантовой механике, УФН, т.78, в.1, 1962
3. *Эткин В.А.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии) – СПб.; «Наука», 2008.- 409 с.
4. *Фейнман Р.*, *Лейтон Р., Сэндс М.* Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир, 1977.- Т.5,6.
5. Эткин В.А. О специфике спин-спиновых взаимодействий. http://www.n-t.org/tp/ng/ssv.htm. 2.02.2002.
6. *Эткин В.А*. О взаимодействии вращающихся тел. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12439.html. 13.12.2012.
7. *Квартальнов В.В., Перевозчиков Н.Ф.* «Открытие «нефизической» компоненты излучения ОКГ». Тезисы докладов Московской научно-практической конференции «Научные, прикладные и экспериментальные проблемы психофизики на рубеже тысячелетия», Москва, октябрь 1999 г.