**ВІСНИК**
**Кременчуцького державного політехнічного університету імені Михайла Остроградського**
**Випуск 5/2008 (52). Частина 1**

**УДК: 530.11+530.12**

# О КЛАССИФИКАЦИИ СИСТЕМ ОТСЧЁТА В КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ НЬЮТОНА-МАКСВЕЛЛА

**Потехин А.Ф., к.т.н., проф.**
**Одесский Национальный морской университет**
*Ул. Мечникова, 34, Одесса, Украина, 65029.*
*a_potjekhin@osmu.odessa.ua*

Выведены недостающие в современной физике основное уравнение динамики материальной точки в динамических неинерциальных системах отсчёта в механике, а также электродинамические уравнения Максвелла в кинематических неускоренных (по отношению к инерциальным) системах отсчёта в электродинамике. Обоснован эффект Доплера для электромагнитной волны в кинематических системах отсчёта. Показано, что все инерциальные системы отсчёта идентичны по динамическому принципу относительности Галилея-Ньютона, а все кинематические системы отсчёта идентичны относительно преобразования Галилея.

**Ключевые слова:** системы отсчёта кинематические, динамические, инерциальные, неинерциальные, эффект Доплера.

**Введение**

Анализ понятийного аппарата фундаментальной теории представляет собой важную проблему, решение которой может способствовать дальнейшему развитию самой этой теории. Рассмотрим в этом контексте понятие о системах отсчёта в физике и их классификацию.

**Цель работы.** В современной физике принята классификация систем отсчёта по кинематическому признаку [1], [2] и др. Вначале, по определению, вводится понятие системы отсчёта – это система координат, связанная с телом отсчёта и служащая для указания положения частиц в пространстве, вместе со связанной с этой системой часами, служащими для указания времени. Затем фиксируется одна из систем отсчёта, относительно которой выполняется первый закон Ньютона, закон инерции, то есть, относительно которой изолированная материальная точка движется равномерно и прямолинейно. Но поскольку величина массы этой материальной точки в первом законе Ньютона при этом во внимание не принимается, то по существу, фиксируется система отсчёта, относительно которой геометрическая точка движется равномерно и прямолинейно. Далее, с помощью кинематических преобразований Галилея, доказывается теорема: если геометрическая точка движется равномерно и прямолинейно относительно одной из систем отсчёта, то существует и бесчисленное множество систем отсчёта, относительно которых эта же геометрическая точка будет двигаться равномерно и прямолинейно. Все такие системы отсчёта, движущиеся друг относительно друга поступательно, равномерно и прямолинейно, называются инерциальными. Системы отсчёта, которые движутся ускоренно относительно определённых таким образом инерциальных систем отсчёта, называются неинерциальными. Однако, динамический аспект (движение материальной частицы по инерции относительно своего тела отсчёта при одновременном увлечении этой частицы в переносное движение данного тела отсчёта) введенных таким образом инерциальных систем отсчёта упущен.

Совершенно иной подход к классификации систем отсчёта у Ньютона [3] основоположника динамики. Основная задача, которая стояла перед Ньютоном, заключалась в установлении взаимосвязи между силой, приложенной к материальной точке, и кинематическими параметрами движения этой же материальной точки (координаты, скорость, ускорение). Но сила, как мера взаимодействия тел, от выбора системы отсчёта не зависит. Кинематические же параметры движения материальной частицы существенно зависят от выбора системы отсчёта. Как соединить в одном равенстве эти, несовместимые на первый взгляд, величины, как заложить математические начала динамики? Ответ на этот вопрос, т. е. ответ на вопрос выбора систем отсчёта в динамике, данный Ньютоном, проясняет как основы классической физики Ньютона-Максвелла, так и те трудности и противоречия, с которыми столкнулась современная физика [4]-[11], в которой проигнорированы динамические аспекты при классификации систем отсчёта.

Согласно Ньютону, все системы отсчёта должны быть разделены на два класса - динамические и кинематические. Если рассматриваемая система взаимодействующих между собой материальных частиц движется вместе с системой отсчёта $\sum$, которая, в свою очередь, движется относительно базовой, Гелиоцентрической системы отсчёта $\sum^0$, то $\sum$ называется динамической системой отсчёта для данного процесса. Если рассматриваемая система материальных частиц не принимает участия в переносном движении совместно с системой отсчёта $\sum'$, то последняя называется кинематической системой отсчёта для данного процесса. Следует подчеркнуть относительность этих понятий: одна и та же система отсчёта для одних процессов может быть динамической, для других – кинематической. Так, для всех тел, находящихся на движущемся корабле и перемещающихся вместе с ним, система отсчёта корабля будет динамической. Для всех же тел, находящихся вне корабля и не перемещающихся вместе с ним, система отсчёта корабля будет кинематической.

Динамические системы отсчёта, в свою очередь, подразделяются на два класса – инерциальные и неинерциальные. Динамические, для данной совокупности тел, системы отсчёта, которые движутся поступательно, равномерно и прямолинейно относительно сферы удалённых звёзд, следовательно, и друг относительно друга, называются инерциальными системами отсчёта для этой совокупности тел. В каждой из таких систем отсчёта, согласно динамическому принципу относительности Галилея, физические законы формулируются и записываются одинаково. В уравнения движения физических процессов в инерциальных системах отсчёта никогда не входит скорость их движения относительно других систем отсчёта. Динамические, для данной совокупности тел, системы отсчёта, которые движутся ускоренно относительно инерциальных систем отсчёта, являются неинерциальными системами отсчёта для этой совокупности тел.

В связи с классификацией систем отсчёта в современной физике по кинематическому признаку, оставались незамеченными: а) отсутствие основного уравнения динамики материальной точки в динамических неинерциальных системах отсчёта в механике; б) отсутствие уравнений электродинамики в кинематических неускоренных системах отсчёта; в) ковариантность законов классической физики относительно преобразования Галилея в кинематических системах отсчёта.

### Основной закон динамики материальной точки в неинерциальных системах отсчёта

Общепринятым в современной физике является следующий вывод основного уравнения динамики относительного движения материальной точки в ускоренных системах отсчёта. Записывается основное уравнение динамики точки в инерциальной системе отсчёта $\sum$, которая принимается за неподвижную

$$m\bar{a} = \sum \bar{F}_k \qquad (1)$$

Движение этой же самой материальной точки рассматривается относительно другой, произвольно движущейся системы отсчёта $\sum'$. Применяя кинематические преобразования систем отсчёта

$$\bar{r} = \bar{r}_{0'} + \bar{r}', \qquad t = t', \qquad (2)$$

из (1) получают основное уравнение динамики точки в системе отсчёта $\sum'$

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{J}^{tr} + \bar{J}^{Cor}, \qquad (3)$$

где

$$\bar{J}^{tr} = -m\bar{a}^{tr}, \qquad (4)$$

$$\bar{J}^{Cor} = -m\bar{a}^{Cor}. \qquad (5)$$

Уравнение (3) является лишь другой формой записи уравнения (1). Появившиеся в уравнении (3) переносная $\bar{J}^{tr}$ и кориолисова $\bar{J}^{Cor}$ силы инерции есть результат чисто математического преобразования. Поэтому эти “силы инерции”, не являясь результатом динамического взаимодействия, есть силы фиктивные, появляющиеся лишь вследствие взаимного движения систем отсчёта.

Рассмотрим теперь случай динамической неинерциальной системы отсчёта $\sum'$. Основной закон относительного движения материальной точки в этом случае не может быть получен с помощью кинематического преобразования (2) систем отсчёта, так-так то тело отсчёта, с которым связана система отсчёта $\sum'$, динамически взаимодействует с данной материальной точкой. Этот закон должен быть получен непосредственно с помощью исходных принципов Ньютона.

Пусть относительно динамической инерциальной системы отсчёта $\sum$, принимаемой за неподвижную (например, система отсчёта, связанная с поверхностью Земли), движется другая система отсчёта $\sum'$ (например, система отсчёта, связанная с кораблём), которая является динамической инерциальной, например, для математического маятника с неподвижной точкой подвеса в трюме корабля. Движение этой точки в $\sum'$, согласно динамическому принципу относительности Галилея, описывается таким же уравнением, как и уравнение (1) в $\sum$

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k \qquad (6)$$

Сообщим этой динамической штрихованной системе отсчёта $\sum'$ ускоренное движение относительно $\sum$. Материальная точка (математический маятник в трюме корабля), двигаясь относительно штрихованной системы отсчёта $\sum'$, вовлекается в ускоренное движении этой системы отсчёта по отношению к $\sum$. В таком случае, в направлении переносного и кориолисового ускорений материальная точка взаимодействует с тем телом, с которым связана система отсчёта $\sum'$. Тогда, в направлении переносного ускорения материальной точки, действует сила реакции $\bar{N}^{tr}$, а в направлении кориолисового ускорения действует сила реакции $\bar{N}^{Cor}$. Согласно второму закона Ньютона,

$$m\bar{a}^{tr} = \bar{N}^{tr}, \qquad (7)$$

$$m\bar{a}^{Cor} = \bar{N}^{Cor}. \qquad (8)$$

Складывая левые и правые части равенств (6), (7), (8), т. е. применяя принцип независимости действия сил классической механике Ньютона, получим

$$m\bar{a}' = \sum \bar{F}_k + \bar{N}^{tr} + \bar{N}^{Cor} + \bar{F}^{tr} + \bar{F}^{Cor}, \qquad (9)$$

где

$$\bar{F}^{tr} = -m\bar{a}^{tr} \qquad (10)$$

$$\bar{F}^{Cor} = -m\bar{a}^{Cor} \qquad (11)$$

Уравнение (3) движения материальной точки в кинематической ускоренной системе отсчёта принципиально отличается от уравнения (9) в динамической неинерциальной системе отсчёта. Во-первых, уравнение (3) получено в результате формально-математического преобразования систем отсчёта, в то время как уравнение (9) доказано на основании исходных принципов механики Ньютона. Во-вторых, в (3) переносная и кориолисова силы инерции является кинематическими или фиктивными, тогда как в (9) переносная и кориолисова силы инерции являются динамическими или реальными, обусловленными соответствующими силами реакций $\bar{N}^{tr}$ и $\bar{N}^{Cor}$.

Заметим, что, несмотря на выполнение математических равенств (7), (8), взаимно противоположные физические силы $\bar{N}^{tr}$, $\bar{F}^{tr}$, и $\bar{N}^{Cor}$, $\bar{F}^{Cor}$ в уравнении (9) не компенсируются, так как силы реакции $\bar{N}^{tr}$ и $\bar{N}^{Cor}$ являются поверхностными силами, в то время, как $\bar{F}^{tr}$ и $\bar{F}^{Cor}$ являются силами объёмными.

### Уравнения Максвелла в кинематических неускоренных системах отсчёта

Уравнения Максвелла для электрического заряда плотности $\rho_e^0$, движущегося со скоростью $\bar{v}^0$ относительно инерциальной системы отсчёта $\sum^0$, в которой проводились опыты Фарадея, имеют вид

$$div\,\bar{E}^0 = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e^0, \qquad (12)$$

$$rot\,\bar{E}^0 = -\frac{\partial B^0}{\partial t^0}, \qquad (13)$$

$$div\,\bar{B}^0 = 0, \qquad (14)$$

$$rot\,\bar{B}^0 = \mu_0\rho_e^0\bar{v}^0 + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \bar{E}^0}{\partial t^0}, \qquad (15)$$

где $\varepsilon_0, \mu_0$ - электрическая и магнитная постоянная,

$$\varepsilon_0 = const, \quad \mu_0 = const,$$
$$c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2} = const \qquad (16)$$

$c$ - средняя скорость распространения фронта электромагнитной волны (света) в $\sum^0$ на пути “туда-обратно”, которую принято называть скоростью света в вакууме.

Пусть некоторая система отсчёта $\sum$ движется поступательно, равномерно и прямолинейно относительно $\sum^0$**.** Пусть заряд $\rho_e$, движется вместе с системой отсчёта $\sum$ и, одновременно, относительно этой системы отсчёта со скоростью $\bar{v}$, т. е., по отношению к рассматриваемому процессу $\sum$ является динамической ИСО. В этом случае, согласно динамическому принципу относительности Галилея, уравнения Максвелла в ИСО $\sum$ имеют тот же вид, что и в $\sum^0$

$$div\,\bar{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e, \qquad (17)$$

$$rot\,\bar{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \qquad (18)$$

$$div\,\bar{B} = 0, \qquad (19)$$

$$rot\,\bar{B} = \mu_0\rho_e\bar{v} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \qquad (20)$$

с теми же значениями констант согласно (16). Физический смысл константы $c$ при этом остаётся тем же – это средняя скорость света относительно $\sum^0$ на пути “туда-обратно”, которая, согласно эксперименту, не зависти от того, покоится или движется относительно $\sum^0$ источник света. Это является следствием того факта, что фотон не имеет массы покоя, поэтому первый закон Ньютона, закон инерции, к нему не применим. Фотон, в отличие от материальной частицы, не сохраняет скорости движения своего источника.

В теории движущихся зарядов возникла и другая задача: необходимо описать в кинематической неускоренной системе отсчёта $\sum'$ поле заряда $\rho_e$, движение которого задано в динамической ИСО $\sum$, принятой за неподвижную. При этом $\sum'$ движется относительно ИСО $\sum$ со скоростью $\bar{u} = const$. Чтобы описать в $\sum'$ процесс, который происходит в ИСО $\sum$, применим кинематическое преобразование Галилея

$$\bar{r} = \bar{u}t + \bar{r}', \qquad t = t' \qquad (21)$$

к системе уравнений (17-20).

Выведем далее некоторые вспомогательные соотношения.

Применив к функции $f(\bar{r}, t)$ преобразования Галилея (21), получим

$$f(\bar{r}, t) = f(\bar{r}' + \bar{u}t', t') = f'(r', t') \qquad (22)$$

Далее находим

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f'}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} + \frac{\partial f'}{\partial \bar{r}'}\frac{\partial \bar{r}'}{\partial t} \qquad (23)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \bar{r}} = \frac{\partial f'}{\partial \bar{r}'}\frac{\partial \bar{r}'}{\partial \bar{r}} \qquad (24)$$

Принимая также во внимание, что

$$\frac{\partial t'}{\partial t} = 1, \quad \frac{\partial r'}{\partial t} = -\bar{u}, \tag{25}$$
$$\frac{\partial \bar{r}'}{\partial \bar{r}} = \delta, (\delta_{ij} = 1, i = j; \ \delta_{ij} = 0, i \neq j)$$

из (23) и (24) получаем следующие соотношения между операторами в штрихованной и не штрихованной системах отсчёта

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\overline{\nabla}', \quad \overline{\nabla} = \overline{\nabla}'. \tag{26}$$

С учётом (26), уравнения Максвелла (17-20), после применения к ним кинематического преобразования Галилея, принимают следующий вид в системе отсчёта $\sum'$

$$div\overline{E}' = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e, \tag{27}$$
$$rot\,\overline{E}' == -(\frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\overline{\nabla}')\overline{B}', \tag{28}$$
$$div\,\overline{B}' = 0, \tag{29}$$
$$rot\,\overline{B}' = \mu_0\rho_e(\bar{u} + \bar{v}') + \frac{1}{c^2}(\frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\overline{\nabla}')\overline{E}', \tag{30}$$

с теми же значениями констант согласно (16).

Выделим в последней системе уравнений члены, обуславливающие нековариантность уравнений Максвелла относительно преобразований Галилея

$$div\overline{E}' = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e, \tag{31}$$
$$rot\,\overline{E}' == -\frac{\partial}{\partial t'}\overline{B}' + [\bar{u}\overline{\nabla}')\overline{B}'], \tag{32}$$
$$div\,\overline{B}' = 0, \tag{33}$$
$$rot\,\overline{B}' = \mu_0\rho_e\bar{v}' + \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'}E' + [\mu_0\rho_e\bar{u} - \frac{1}{c^2}(\bar{u}\overline{\nabla}'))\overline{E}'] \tag{34}$$

Как и следовало ожидать, нековариантность обусловлена конвективным током и конвективной производной от векторов поля – члены в квадратных скобках.

**Законы классической физики ковариантны относительно преобразования Галилея в кинематических системах отсчёта**

Кинематическая теорема: Первый закон Ньютона, закон инерции, ковариантен относительно преобразования Галилея.

Запишем уравнение движения по инерции свободной материальной точки $M$, испущенной с начальной скоростью $\bar{v}$ из точки с начальними координатами $(a, b, c)$, относительно лабораторной, инерциальной по Ньютону, системы отсчёт $\sum$

$$\bar{v} = C(const) \tag{35}$$

Так как мы рассматриваем инерциальную систему отсчёта по Ньютону, то данная материальная точка участвует также и в переносном движении этой системы отсчёта.

Рассмотрим теперь движение этой же материальной точки относительно другой системы отсчёта $\sum'$, связанной с тележкой, которая движется поступательно равномерно и прямолинейно со скоростью $\bar{u} = const$ относительно $\sum$. Материальная точка $M$ не принимает участия в движении системы отсчёта $\sum'$, поэтому эта система отсчёта для $M$ является кинематической. Согласно кинематическому преобразованию Галилея, относительная скорость $\bar{v}'$ точки в $\sum'$ равна разности абсолютной и переносной скоростей

$$\bar{v}' = \bar{v} - \bar{u} = C'(const) \tag{36}$$

или

$$\bar{v}' = C'(const) \tag{37}$$

Сравнивая (35) и (3 7) видим, что уравнение (35) ковариантно относительно преобразования Галилея

$$\bar{v} = \mathrm{cov}ariant \tag{38}$$

то есть, уравнения (35) и (37) имеют одинаковый вид: скорость одной и той же точки $M$ относительно каждой из рассматриваемых здесь двух систем отсчёта равна константе. Но значения констант в уравнении (35) и уравнении (37) – разные! Следовательно, движение рассматриваемой точки в этих системах описывается по-разному. Заметим, что это обусловлено тем, что одна и та же точка не может иметь одинаковые начальные условия в движущихся друг относительно друга системах отсчёта, по крайней мере, по начальным скоростям. Поэтому значения произвольных постоянных, после интегрирования дифференциального уравнения движения свободной материальной точки

$$\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} = 0, \tag{39}$$

будут разными. Так что глубоко ошибочным является общепринятое в современной физике утверждение: “Если на частицу не действуют никакие силы и система $\sum$ инерциальная, то скорость $\bar{v}$ частицы в этой системе будет постоянной (верное утверждение - ПАФ). Отсюда следует, что скорость $\bar{v}'$ частицы в системе $\sum'$ тоже оказывается постоянной (также верное утверждение - ПАФ). Это означает, что система $\sum'$ также инерциальная (ошибочный вывод при верных посылках - ПАФ)” [12]. Глубочайшее заблуждение! Последнее утверждение основано на ошибочном отождествлении таких принципиально различных математических понятий как “некоторая величина остаётся постоянной при преобразовании систем отсчёта”, “некоторая величина остаётся ковариантной при преобразовании систем отсчёта”.

Первый закон Ньютона есть утверждение о том, что в каждой из инерциальных, по Ньютону, систем отсчёта $\sum$ скорость свободной материальной точки остаётся постоянной до тех пор, пока действием некоторой силы, приложенной именно к этой материальной точке, она не будет выведена из данного состояния. Скорость же материальной точки $M$ относительно кинематической системы отсчёта тележки $\sum'$ может быть изменена и без приложения к $M$

силы, для этого, говорит Ньютон, достаточно приложить такую силу к тележке: “Причины происхождения, которыми различаются истинные (динамические) и кажущиеся (кинематические) движения суть те силы, которые надо к телам приложить, чтобы произвести эти движения. Истинное движение не может ни произойти, ни измениться иначе как от действия сил, приложенных непосредственно к самому движущемуся телу, тогда как относительное движение может быть и произведено, и изменено без приложения сил к самому телу, достаточно, чтобы силы были приложены к тем телам, по отношению к которым это движение определяется”. Это утверждение является фундаментальным для выбора системы отсчёта в динамике, которое, к сожалению, было проигнорировано в современной физике.

Кинематическая теорема: Основное уравнение динамики точки классической механики Ньютона в инерциальных системах отсчёта не ковариантно относительно преобразования Галилея, но ковариантно относительно этого преобразования во всех кинематических системах отсчёта, которые движутся относительно $\Sigma$ поступательно, равномерно и прямолинейно.

Запишем основное уравнение динамики материальной точки $M$ в инерциальной системе отсчёта $\Sigma$ при некоторых начальных условиях

$$m\bar{a} = F(t, \bar{r}, \bar{\text{v}}) \tag{40}$$

Пусть $\Sigma'$ будет одна из кинематических (для материальной точки $M$) неускоренных относительно $\Sigma$ систем отсчёта. Тогда, согласно преобразованию Галилея

$$\bar{r} = \bar{u}'t + \bar{r}', \quad t = t', \quad \bar{\text{v}} = \bar{u}' + \bar{\text{v}}', \tag{41}$$

уравнение (40) в $\Sigma'$ принимает вид

$$m\bar{a}' = \bar{F}(t, \bar{u}'t + \bar{r}', u' + \text{v}'), \tag{42}$$

где $\bar{u}' = const$ - скорость движения кинематической штрихованной системы отсчёта относительно инерциальной нештрихованой.

Пусть $\Sigma''$ будет другая кинематическая система отсчёта для той же материальной точки $M$. Тогда, согласно преобразованию Галилея

$$\bar{r} = \bar{u}''t + \bar{r}'' \quad t = t'', \quad \bar{\text{v}} = \bar{u}'' + \bar{\text{v}}'' \tag{43}$$

уравнение (40) в $\Sigma''$ принимает вид

$$m\bar{a}'' = \bar{F}(t, \bar{u}''t + \bar{r}'', u'' + \text{v}'') \tag{44}$$

где $\bar{u}'' = const$ - скорость движения системы отсчёта $\Sigma''$ относительно $\Sigma$.

Сравнивая (40) с (42) и (44), видим, что уравнение движения материальной точки (40) в инерциальной системе отсчёта $\Sigma$ не ковариантно относительно преобразования Галилея. Но уравнение (42), записанное в одной из кинематических систем отсчёта, ковариантно относительно преобразования Галилея во всех других кинематических системах отсчёта, причём это преобразование обладает групповыми свойствами. Докажем это утверждение.

Преобразование Галилея

$$r' = \bar{V}t + r'', \quad t' = t'' = t, \quad \text{v}' = \bar{\text{V}} + \text{v}'' \tag{45}$$

где $V$ - относительная скорость систем отсчёта $\Sigma'$ и $\Sigma''$

$$\bar{V} = \bar{u}'' - \bar{u}' \tag{46}$$

приводит уравнение (42) к виду

$$\begin{aligned} m\bar{a}'' = \bar{F}[(t, (u'' - V)t + (\bar{V}t + \bar{r}''), \\ (u'' - V) + (V + \text{v}'')] \end{aligned} \tag{47}$$

и мы получили уравнение (44), что подтверждает групповые свойства преобразований Галилея.

Кинематическая теорема: Полевые уравнения Максвелла, записанные в инерциальной системе отсчёта $\Sigma$, не ковариантны относительно преобразования Галилея, но ковариантны относительно этого преобразования во всех кинематических системах отсчёта, которые движутся относительно $\Sigma$ поступательно, равномерно и прямолинейно, [13].

Согласно (17-20), полевые уравнения Максвелла в некоторой инерциальной системе отсчёта $\Sigma$ имеют вид

$$div\, \bar{E} = 0, \tag{48}$$

$$rot\, \bar{E} = -\frac{\partial B}{\partial t}, \tag{49}$$

$$div\, \bar{B} = 0, \tag{50}$$

$$rot\, \bar{B} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \tag{51}$$

Согласно (31-34), полевые уравнения Максвелла в некоторой кинематической системе отсчёта $\Sigma'$, которая движется относительно $\Sigma$ со скоростью $\bar{u}' = const$ имеют вид

$$div\bar{E}' = 0, \tag{52}$$

$$rot\, \bar{E}' = -\frac{\partial}{\partial t'}\bar{B}' + \left[(\bar{u}'\bar{\nabla}')\bar{B}'\right], \tag{53}$$

$$div\, \bar{B}' = 0, \tag{54}$$

$$rot\, \bar{B}' = \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'}\bar{E}' - \left[\frac{1}{c^2}(\bar{u}'\bar{\nabla}')\bar{E}'\right], \tag{55}$$

то есть, полевые уравнения Максвелла в инерциальной системе отсчёта не ковариантны относительно преобразования Галилея. По причине, которая станет ясной из дальнейшего изложения, систему уравнений (52)-(55) будем называть уравнениями Максвелла Доплера.

Пусть $\Sigma''$ будет другой кинематической системой отсчёта, которая движется относительно $\Sigma$ со скоростью $\bar{u}'' = const$. Тогда, согласно преобразованию Галилея

$$\bar{r} = \bar{u}''t + \bar{r}'' \quad t = t'' \tag{56}$$

уравнения (48)- (51) принимают ковариантный с (52)- (55) вид

$$div\overline{E}'' = 0, \quad (57)$$

$$rot\,\overline{E}'' = -\frac{\partial}{\partial t'}\overline{B}'' + [(\overline{u}''\nabla)\overline{B}''], \quad (58)$$

$$div\,\overline{B}' = 0, \quad (59)$$

$$rot\,\overline{B}'' = \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'}\overline{E}'' - \left[\frac{1}{c^2}(\overline{u}''\nabla)\overline{E}''\right]. \quad (60)$$

Применением преобразования Галилея

$$r' = \overline{V}t + r'', \quad t' = t'' = t, \quad (61)$$

де $V$ - относительная скорость систем отсчёта $\sum'$ и $\sum''$

$$V = u'' - u' \quad (62)$$

уравнения (52)- (55) приводятся к уравнениям (57)-(60), что подтверждает групповые свойства преобразования Галилея.

**Эффект Доплера,**
**как следствие уравнений Максвелла**

Рассмотрим одно из следствий, вытекающее из уравнений Максвелла-Доплера.

Аналогично тому, как и из полевых уравнений Максвелла (48)-(51) получаются волновые уравнения в системе отсчёта $\sum$ для векторов полей $\overline{E}, \overline{B}$

$$\Delta\overline{E} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{E}, \quad (63)$$

$$\Delta\overline{B} = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\overline{B}, \quad (64)$$

так из уравнений полевых уравнений Максвелла-Доплера (52)-(55) получаем волновые уравнения в системе отсчёта $\sum'$ для векторов полей $\overline{E}', \overline{B}'$

$$\Delta\overline{E}' = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \overline{u}\nabla\right)^2\overline{E}', \quad (65)$$

$$\Delta\overline{B}' = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - \overline{u}\nabla\right)^2\overline{B}'. \quad (66)$$

Ограничимся далее случаем плоской электромагнитной волны, возбуждаемой источником, покоящемся в инерциальной системы отсчёта $\sum$, следовательно, участвующим в её переносном движении. Волна движется в положительном направлении оси $x$, при этом $E_x = E_z = 0$ и $H_x = H_y = 0$ и тогда $E_y = E$ и $H_z = H$. Кроме того, система отсчёта $\sum'$ движется вдоль оси $x$ относительно системы отсчёта $\sum$ со скоростью $\vec{u} = const$, так что $u_x = \pm u,\ u_y = u_z = 0$. Тогда волновые уравнения (63)-(64) принимают вид

$$\Delta E_y = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}E_y, \quad (67)$$

$$\Delta B_z = \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}B_z. \quad (68)$$

а уравнения (65)-(66), в случае движения системы отсчёта $\sum'$ в положительном направлении оси $x$, соответственно принимают вид

$$\Delta E'_y = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - u\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 E'_y, \quad (69)$$

$$\Delta B'_z = \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} - u\frac{\partial}{\partial x}\right)^2 B'_z. \quad (70$$

Уравнения (67)-(68), как известно, имеют решения

$$E_y = E_0 \sin[\omega(t - \frac{x}{c}) + \alpha], \quad (71)$$

$$B_z = B_0 \sin[\omega(t - \frac{x}{c}) + \alpha], \quad (72)$$

Найдём аналогичные решения уравнений (69)-(70). Возведём в квадрат скалярный оператор в скобках уравнения (69). Тогда, это уравнение приводится к виду

$$K\frac{\partial^2 E'_y}{\partial x^2} + 2L\frac{\partial^2 E'_y}{\partial x \partial t} + M\frac{\partial^2 E'_y}{\partial t^2} = 0, \quad (73)$$

где

$$K = -(1 - \frac{u^2}{c^2}), \quad (74)$$

$$L = -\frac{u}{c^2}, \quad (75)$$

$$M = \frac{1}{c^2}. \quad (76)$$

Поскольку

$$L^2 - KM = \frac{1}{c^2} \succ 0 \quad (77)$$

то уравнение (73) принадлежит к гиперболическому типу. Далее находим характеристики уравнения (73)

$$x' - (c - u)t = const_1, \quad (78)$$

$$x' + (c - u)t = const_2. \quad (79)$$

В таком случае, волновые уравнения (69)-(70) имеют решения

$$E'_y = E'_0 \sin[\omega'(t - \frac{x'}{c - u}) + \alpha], \quad (80)$$

$$B'_z = B'_0 \sin[\omega'(t - \frac{x'}{c - u}) + \alpha]. \quad (81)$$

Согласно преобразованию Галилея

$$c' = c - u \quad (82)$$

где $c'$ скорость электромагнитной волны относительно системы отсчёта $\sum'$. Тогда уравнения (80)-(81) принимают вид

$$E'_y = E'_0 \sin[\omega'(t - \frac{x'}{c'}) + \alpha], \quad (83)$$

$$B'_z = B'_0 \sin[\omega'(t - \frac{x'}{c'}) + \alpha]. \quad (84)$$

Получили, что волновые уравнения (71)-(72) и (83)-(84) ковариантны, то есть, они имеют одинаковый вид, но разные значения входящих в них величин $c$, $c'$ и $\omega$, $\omega'$.

Выведем соотношение, связывающее частоты $\omega$, $\omega'$. Для этого, с учётом преобразования Галилея

$$x = ut + x', \qquad t = t' \qquad (85)$$

преобразуем выражение для фазы в (83)-(84)

$$\omega'(t-\frac{x'}{c'}) = \omega'(t-\frac{x-ut}{c-u}) = \omega'\frac{ct-ut-x+ut}{c(1-\frac{u}{c})} = \\ = \omega'(1-\frac{u}{c})^{-1}(t-\frac{x}{c}) \qquad (86)$$

Сравнивая (86) с выражением для фазы в (71)-(72), получим

$$\omega = \omega'(1-\frac{u}{c})^{-1} \qquad (87)$$

Отсюда следует, что если система отсчёта $\sum'$ движется в направлении распространения волны, то частота волны $\omega'$ в этой системе отсчёта определяется через частоту $\omega$ волны в инерциальной системе отсчёта $\sum$ согласно соотношению

$$\omega' = \omega(1-\frac{u}{c}) \qquad (88)$$

Если система отсчёта $\sum'$ движется в направлении, противоположном направлению распространения волны, то частота волны $\omega'$ в этой системе отсчёта определяется через частоту $\omega$ волны в инерциальной системе отсчёта $\sum$ согласно соотношению

$$\omega' = \omega(1+\frac{u}{c}) \qquad (89)$$

Таким образом, эффект Доплера для электромагнитных волн, есть непосредственное следствие применения преобразования Галилея к исходным уравнениям Максвелла в инерциальной системе отсчёта. При движении системы отсчёта $\sum'$ в направлении распространения волны, частота в этой системе отсчёта, согласно (88), уменьшается. При движении же системы отсчёта $\sum'$ в направлении, противоположном направлению распространения волны, частота в этой системе отсчёта, согласно (89), увеличивается. В частном случае, движущаяся система отсчёта $\sum'$ может быть связана либо с движущимся источником, либо с движущимся приёмником. В любом случае эффект Доплера определяется одним из соотношений (88) или (89) и зависит лишь от относительной скорости $\bar{u}$ источника и приёмника. При этом, поскольку рассматривается сугубо кинематический эффект, нет никакой необходимости принимать во внимание наличие или отсутствие той среды, в которой распространялась бы электромагнитная волна.

**Вывод**

Классификация систем отсчёта, с учётом как кинематических, так и динамических аспектов, существенно расширяет возможности современной физики как в плане постановки и решения новых задач, так и в плане осмысливания её результатов.

ЛИТЕРАТУРА


1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. – М: Наука, 1988. – С. 13.
2. Айзерман М.А. Классическая механика. – М: Наука, 1980. – С. 40.
3. Ньютон И. Математические начала натуральной философии. – М: Наука, 1989. – 688 с.
4. Потехин А. Ф.О роли понятийного аппарата в фундаментальной науке // Статті за матеріалами доповідей п'ятої Української науково-методичної конференції «Нові інформаційні технології навчання в учбових закладах України», Одеса (Україна), 1997. – С. 62-64
5. Potjekhin A.F. On the Evolution of the Relativity Principle from Copernicus to Einstein // In International Collection of Scientific Papers: Fundamental Open Problems in Science at the Turn of the Millennium. – Hadronic Press (USA), Vol. II, 1999. – P. 627-644.
6. Potjekhin A.F. On the Evolution of the Relativity Principle from Copernicus to Einstein // Hadronic Journal Supplement (USA), Vol. 14, 1999. – P. 297-313.
7. Потехин А.Ф. Объективные и субъективные аспекты принципа относительности в физике // Тез. докладов XYII Международных чтений "Великие преобразователи естествознания: А. Пуанкаре" – Минск, 2001. – С. 91-94.
8. Потєхін А.Ф. Щодо замкнутого кола понять наука-освіта-наука на прикладі фізики. //Науковий вісник Академії наук вищої школи України, №28. – Київ, 2004. – С.112-120.
9. Potjekhin A.F. To the Question of the Principle of Equivalence in the Einstein's GTR. //Gamow Memorial International Conference Dedicated to 100-th Anniversary of Georg Gamow «Astrophysics and Cosmology after Gamow-Theory and Observations». – Odessa, (Ukraine) 2004. – P. 126.
10. Потехин А. Ф. Основное уравнение динамики точки в ускоренных системах отсчёта. // Сборник трудов IX международной учебно-методической конференции «Современный физический практикум», Волгоград (Россия) – Москва, 2006. – С. 95
11. Потехин А. Ф. Физические и математические ошибки оптического эксперимента Майкельсона-Морли и их исторические предпосылки. // Сборник трудов IX международной учебно-методической конференции «Современный физический практикум», Волгоград (Россия) – Москва, 2006. – С. 70
12. Савельев И. В. Курс физики. В 3-х т. – М.: Наука, 1989. –Т 1, С. 34-35.
13. Potjekhin A.F. Maxwell Field Equations are Galileo Covariant for all Kinematic Reference Systems. // Proc. Int. Conf. Mathematical Methods in EM Theory (MMET*08). – Odessa, 2008. – P. 256-258



Стаття надіслана 30.09.2008р.
Рекомендовано до друку д. ф-м. н. проф. Єлізаровим О.І.