

*М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина*

(Исследовательская группа АНАЛИЗ)

<http://kuligin.mylivepage.ru>

**ОШИБКИ, ПРЕДРАССУДКИ И ЗАБЛУЖДЕНИЯ  
В СОВРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ**

2012

# Оглавление

Предисловие.....	5
<b>Глава 1. Обобщенный закон сохранения энергии-импульса Пойнтинга</b>	
1. Вывод закона сохранения Пойнтинга.....	6
2. Проблема «3/4».....	6
3. Конфуз с вектором Пойнтинга.....	7
4. Плотность функции Лагранжа для электромагнитного поля.....	9
5. Уравнения Максвелла в калибровке Лоренца.....	10
6. Тензор энергии-импульса и законы сохранения.....	10
7. Условие отсутствия продольных волн.....	13
8. Обсуждение результатов.....	13
<b>Глава 2. Забытый закон сохранения Умова</b>	
Введение.....	15
1. Вектор Умова.....	15
2. Actio in distans ( <i>action-at-a distance</i> ).....	16
3. Причинность и контактная модель взаимодействия.....	17
4. Мгновенное действие и преобразование Лоренца.....	19
5. Разделение полей.....	24
6. Излучение инерциального заряда.....	26
<b>Глава 3. Поговорим о парадоксах</b>	
Введение.....	28
1. Эксперимент Траутона и Нобла.....	28
2. «Парадокс рычага».....	30
3. Явление и сущность.....	32
4. Физический и философский махизм.....	34
5. Релятивистский интеграл действия.....	35
6. Ортогональность вместо произвольности.....	38
<b>Глава 4. Преобразование Лоренца для равномерного прямолинейного движения</b>	
Введение (теория познания).....	42
1. Способы отображения.....	48
2. Аберрация света.....	49
3. Количественные выражения для явлений.....	51
4. Описание явлений.....	52
5. Наблюдение движущегося объекта.....	55
6. “Gedanken experiments”.....	58
7. Локация Венеры.....	60
<b>Глава 5. Свет и криволинейное движение</b>	
Введение.....	62
1. Парадокс Эренфеста.....	62
2. Ускорители.....	64
3. Анализ вращательного движения.....	66
4. Параметрическое преобразование Галилея.....	68
5. Сопоставление результатов преобразований.....	73
6. Обобщение.....	74
7. Обсуждение.....	75

## Глава 6. Ошибки при описании взаимодействия инерциальных зарядов

1. Предварительные замечания.....	78
2. Взаимодействие двух зарядов.....	79
3. Взаимодействие заряда и проводника с током.....	80
4. Работа и сила.....	82
5. Примеры гносеологических ошибок.....	83
6. «Конвективный потенциал».....	83
7. Объяснение появления «вращательного момента».....	85
8. Взаимодействие двух проводников.....	86
9. Парадокс Тамма.....	89
10. Механика взаимодействующих частиц.....	90
11. К теории тяготения.....	91
Заключение.....	92
Приложение А. Законы сохранения.....	92

## Глава 7. Проблемы в объяснении магнитных явлений

Введение.....	94
1. Униполярная индукция.....	94
2. Мотор Фарадея.....	97
3. Мотор Маринова.....	99
4. Эксперименты Р. Сигалова.....	101
5. Эксперимент Г. Николаева.....	103
6. Эксперимент Черникова.....	103
7. Эксперимент Солунина и Костина.....	104
8. Заключение.....	106

## Глава 8. Ошибки в теории магнетронных приборов

Введение.....	108
1. Эквивалентная схема замещения резонансной системы.....	108
2. Система уравнений и нормальные колебания без нагрузки.....	110
3. Нормальные колебания при наличии нагрузки.....	112
4. Восьми резонаторный магнетрон.....	113
5. Бриллюеновское состояние (замагниченная электронная плазма).....	115
6. Магнетрон с двумя анодами.....	117
7. Энергообмен в приборах М типа.....	120

## Глава 9. Ошибки при описании волновых процессов.

1. Интерференционный парадокс.....	127
2. Скорость переноса энергии волной.....	128
3. Обобщение результата.....	130
4. Волна в окрестности фокуса.....	131
5. Элементарная ошибка.....	133
6. Вронскиан функции Бесселя.....	134
7. Физическое решение для целых $n$ .....	135
8. Аналитическое продолжение функций Бесселя для $n + \frac{1}{2}$ .....	136
9. Поведение волны в окрестности фокуса.....	138
10. «Скрытые» источники потенциала.....	139
11. Определение потенциала поля внутри сферы.....	141
12. Разные варианты формулы Кирхгофа.....	144
13. Теория лампы обратной волны.....	145
14. Клистроны.....	147

## **Глава 10. Неисследованная электродинамика**

1. О взаимодействии заряда и волны.....	150
2. Диссипативный характер взаимодействия волны с частицей.....	152
3. Виртуальные заряды.....	153
4. Токи в коаксиальной линии.....	154
5. Нектрхгофовские цепи.....	157
6. Эксперимент Авраменко.....	158
7. Новый вид излучения.....	160
8. Продольные волны Коробейникова-Тесла.....	162

## **Глава 11. Философия науки**

1. Подведем итоги.....	166
2. Критерии научной истины и «Комиссия по ...».....	168
3. Структура теории познания.....	171
4. Критериальная система.....	173
5. Особенности определения частно-научных категорий.....	175
6. Другие критериальные принципы.....	176
Краткое заключение.....	178

## Предисловие

*«Группа «Анализ» не ставит своей специальной задачей выдвижение каких-либо гипотез. Она четко понимает, что строить новую науку на гнилом основании – авантюризм и безответственность. Главная цель – очистить физические теории от внутренних противоречий, математических, физических и гносеологических ошибок, чтобы создать платформу для новых исследований. Гипотезы выдвигаются только тогда, когда они являются естественным и необходимым следствием результатов исследования, т.е. диктуются необходимостью. «Анализ» проповедует доброжелательное, объективное, критическое и справедливое отношение к результатам любых исследований и, со своей стороны, приветствует объективные критические замечания в адрес своих исследований» [1].*

Это сложилось исторически. Один из прозорливых ученых прошлого века, обсуждая проблемы науки, высказал следующую мысль. Еще в начале XX века в классических теориях обнаружилось трудности и проблемы. Они известны. В связи с бурным развитием квантовых теорий и квантовой электродинамики и в связи с успехами в этих областях стало казаться, что эти теории помогут устранить ошибки в классических теориях. Однако с течением времени эти надежды постепенно угасали, пока не превратились в иллюзии. Квантовые теории сами столкнулись с проблемами. И большинство этих проблем имеют **классические корни**.

Казалось бы, настало время вернуться к истокам науки и проверить их основания. Но **мода**, опирающаяся на технические успехи, заставляет «ломиться» вперед, нагромождая ненужные гипотезы и схоластические построения. Это относится не только к квантовым теориям. Это в полной мере относится к СТО и ОТО, к астрофизике и другим наукам.

В этой книге мы собрали материалы, касающиеся математических ошибок и неправомερных интерпретаций в современной электродинамике. Рассмотрены далеко не все ошибки. Но наиболее важные из них включены в книгу. Там, где это было возможно, мы исправляли ошибки и давали новые объяснения проблем. В книге мы не выдвигаем гипотез. Мы только расчищаем поле для дальнейших исследований. Задача это крайне необходимая, но неблагодарная. Далеко не все готовы расстаться со своими заблуждениями.

За сотню лет в электродинамике накопилось достаточно предрассудков и заблуждений. Чтобы самим избежать ошибок, нам пришлось обратиться к материалистической философии. Пусть читателей не пугает этот факт. Застой в физике обусловлен отходом физиков от материализма и переходом к позитивизму с его лозунгом: «Наука сама себе философия». Необходимо вернуться к основам материалистического миропонимания.

Именно, благодаря философии, удалось обнаружить гносеологические ошибки в научных теориях и самим избежать их. Последняя глава посвящена теории познания объективной (научной) истины и некоторым критериям, отделяющим истину от ошибок и заблуждений. Мы старались писать сжато, но приводить подробные, доказательные объяснения.

### Источник информации:

1. <http://n-t.ru/ac/iga/>

**Авторы**

# Глава 1. Обобщенный закон сохранения энергии-импульса Пойнтинга

## 1. Вывод закона сохранения энергии Пойнтинга

Доказательство, предложенное Пойнтингом, весьма просто. Мы кратко воспроизведем его для удобства последующего обсуждения. Запишем уравнения Максвелла

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \mathbf{j}; \quad (1.1.1) \quad \operatorname{rot}\mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad (1.1.2) \quad \operatorname{div}\mathbf{E} = \rho/\varepsilon; \quad (1.1.3) \quad \operatorname{div}\mathbf{H} = 0 \quad (1.1.4)$$

Умножая выражение (1.1.1) на  $\mathbf{E}$ , а выражение (1.1.2) на  $\mathbf{H}$  и складывая результаты, после несложных преобразований получим

$$\operatorname{div}\mathbf{S} + \frac{\partial w}{\partial t} + p = 0 \quad (1.1.5)$$

где:  $\mathbf{S} = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$  - плотность потока электромагнитной волны,  $w = \varepsilon \frac{\mathbf{E}^2}{2} + \mu \frac{\mathbf{H}^2}{2}$  - плотность энергии электромагнитной волны,  $p = \mathbf{jE}$  - плотность мощности сторонних сил.

Бросается в глаза следующее обстоятельство. Два уравнения (1.1.3) и (1.1.4) не использовались при выводе закона сохранения Пойнтинга (1.1.5).

Мы говорим об этом, поскольку вектор Пойнтинга часто дает «осечку». Например, более 100 лет существует известная проблема «4/3».

## 2. Проблема «4/3»

В соответствии с формулой Томсона  $E = mc^2$  электромагнитную массу покоящейся заряженной частицы можно определить двойственным образом: либо через квадрат электрического поля заряда, либо через плотность пространственного заряда и его потенциал

$$m_e = \int \frac{\varepsilon(\operatorname{grad}\phi)^2}{2c^2} dV = \int \frac{\rho\phi}{2c^2} dV \quad (1.2.1)$$

где  $\rho$  и  $\phi$  есть, соответственно, плотность пространственного заряда и потенциал этого заряда.

В классической механике инерциальная масса частицы  $m$  связана со своим импульсом  $\mathbf{P}$  соотношением  $\mathbf{P} = m\mathbf{v}$ . Такое же соотношение имеет место (закон Умова) для плотности частицы или материальной среды  $w$  с плотностью потока  $\mathbf{S}$ :  $\mathbf{S} = w\mathbf{v}$ .

Можно предположить (Томсон, 1881), что теми же свойствами должна обладать и плотность электромагнитной энергии поля заряда

$$\mathbf{S}_e = w_e \mathbf{v} \quad (1.2.2),$$

где  $w_e = \frac{\varepsilon}{2}(\operatorname{grad}\phi)^2$  – плотность энергии электромагнитной массы.

Проблема электромагнитной массы возникла после неудачных попыток связать электромагнитную массу заряженной частицы с ее электромагнитным импульсом и кинетической энергией, подобно тому, как это делается в классической механике.

Установление подобной связи могло бы подтвердить электромагнитную природу вещества.

Действительно, электромагнитный импульс поля  $\mathbf{P}_e$  заряда можно вычислить, опираясь на вектор Пойнтинга  $\mathbf{S}$ , а кинетическую энергию поля  $K_e$  логически можно связать с энергией магнитного поля, поскольку у неподвижного заряда магнитное поле отсутствует. Магнитное поле заряда возникает тогда, когда заряд движется. Казалось бы, что каждый элемент движущегося заряда, имеющий скорость  $\mathbf{v}$ , должен иметь электромагнитный импульс, направленный вдоль вектора скорости.

Однако исследователи на этом пути столкнулись с трудностями, которые в то время решить не удалось. Вычисления для заряженной частицы с равномерным распределением пространственного заряда по поверхности приводили к следующим не характерным для механики соотношениям

$$\mathbf{P}_e = \int \frac{\{\mathbf{E} \times \mathbf{H}\}}{c^2} dV = \frac{4}{3} m_e \mathbf{v}; \quad K_e = \int \frac{\mu \mathbf{H}^2}{2c^2} dV = \frac{4}{3} m_e \frac{v^2}{2} \quad (1.2.3)$$

Как мы видим, в формулах появился странный коэффициент «4/3» вместо единицы. По этой причине проблема электромагнитной массы получила название «проблемы 4/3».

Формулы (1.2.3) дают интегральные соотношения для модели заряда, в которой весь заряд распределен в тонком поверхностном слое. Коэффициент 4/3 в выражениях (1.2.3) получен именно для такой модели. При равномерном распределении заряда в сферическом объеме мы будем иметь другой множитель.

Чтобы «исправить» этот множитель и связать электродинамику с механикой была выдвинута гипотеза о существовании у заряда массы неэлектромагнитного происхождения. Эта масса должна отвечать за устойчивость заряда, «раздираемого» кулоновскими силами расталкивания. В результате сумма электромагнитной и неэлектромагнитной «масс» должна давать классическую инерциальную массу частицы.

Однако это не было решением проблемы, поскольку «плюс-дефективность» электромагнитной массы компенсируется «минус-дефективностью» неэлектромагнитной массы.

### 3. Конфуз с вектором Пойнтинга

Паллиатив вместо решения – типичный прием логического позитивизма. Не зная, как решить проблему, позитивисты подменяют решение словесным «суррогатом», создавая видимость решения. Проанализируем детальную картину плотности потока частицы с равномерным распределением заряда, опираясь на вектора Пойнтинга.

Рассмотрим заряд, движущийся с постоянной скоростью  $v$  вдоль оси  $z$ . Это означает, что любой элемент заряда имеет одну и ту же скорость  $\mathbf{v}$  (см. рис. 1а). Однако, как показано на этом же рисунке (см. рис. 1б), для различных точек заряда локальные векторы Пойнтинга  $\mathbf{S}$  имеют различные величины и направления. В точках, наиболее удаленных от оси  $z$ , плотность вектора  $\mathbf{S}$  максимальна, а на осевой линии она равна нулю, поскольку здесь нет магнитного поля.

Направление вектора Пойнтинга напоминает перемещение резинового тора, надетого на палку. Внутренние слои тора за счет трения о палку не перемещаются, как показано на рис. 1в. Поэтому для перемещения тора приходится «закручивать» верхние слои тора. При этом слои поперечного сечения тора (имеющие форму окружности, как показано на рис. 1б) перекатываются по палке. Их мгновенный центр скоростей (МЦС) расположен на поверхности палки. Мгновенным центром скоростей для движущегося заряда служит отрезок (см. 1б), где вектор Пойнтинга равен нулю ( $\mathbf{S} = 0$ ).

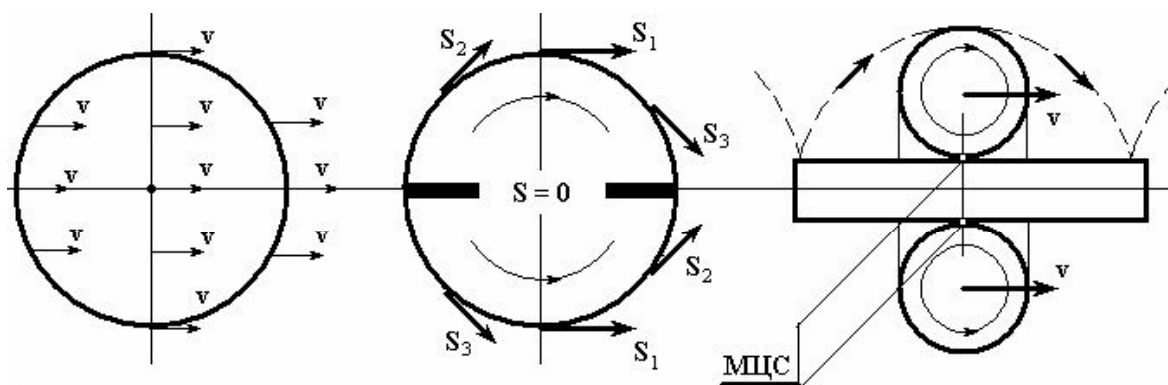


Рис. 1 Движущийся заряд: а) распределение скоростей в движущемся заряде; б) распределение вектора Пойнтинга в этом заряде; в) перемещение резинового тора по деревянной палке; МЦС – мгновенный центр скоростей.

Вот здесь и возникают вопросы. Почему направление вектора Пойнтинга не совпадает с вектором скорости движения частей заряда? Почему в системе отсчета, где заряд **неподвижен**, нет кругового потока вектора Пойнтинга, а в движущейся системе существует круговой поток электромагнитного импульса (в соответствии с вектором Пойнтинга)? Почему различные точки заряда, имеющие один и тот же вектор скорости и одинаковую плотность, дают различный вклад в суммарный электромагнитный импульс заряда?

Абсурдность рассмотренной картины подтверждается и теоремой (Л.Д. Ландау), согласно которой движение тела всегда можно представить как сумму двух независимых движений: **поступательного и вращательного**. Следовательно, если есть вращательное движение в одной инерциальной системе отсчета, то оно должно существовать в любой другой инерциальной системе. Если же вращательного движения нет, то его не должно быть и в других инерциальных системах. Здесь явное несоответствие (расхождение) между механикой и электродинамикой.

Положение усугубляется следующим обстоятельством. Мы предполагали, что заряд сферически симметричен. Но это гипотеза. Форма заряда нам неизвестна. С тем же успехом мы можем допустить, что заряд имеет форму эллипсоида с равномерным распределением заряда. В этом случае мы имеем парадоксальный результат. Скалярная электромагнитная масса принимает «тензорный» характер.

$$P_i = m_{ik} v_k$$

где  $P_i$  - электромагнитный импульс заряда;  $m_{ik}$  – тензор электромагнитной массы;  $v_k$  – вектор скорости.

Это действительно конфуз! Наверняка многие сталкивались с этим результатом. А дальше? Дальше принимали на веру ошибочные положения современной электродинамики.

Как мы убедились, вектор Пойнтинга мы не можем использовать для описания электромагнитной массы. Можно предположить, что при выводе закона сохранения Пойнтинга *была допущена какая-то некорректность* (ошибка).

Действительно, доказательство, предложенное Пойнтингом, не является единственным. Закон сохранения Пойнтинга можно получить другими способами. Опробуем один из них.

#### 4. Плотность функции Лагранжа для электромагнитного поля

Странно, почему для доказательства теоремы Пойнтинга не используется хорошо разработанный механиками и математиками математический формализм? Например, в учебнике [1] (§32. Тензор энергии-импульса) приводится методика получения тензора энергии-импульса, из которого легко следуют законы сохранения в обобщенной форме. Для этого достаточно правильно записать функцию Лагранжа системы.

Как известно, функция Лагранжа не является однозначной. Но она должна иметь форму инвариантную относительно преобразования Галилея (классическая теория) или Лоренца (релятивистский вариант). В [1] (§33) приводится следующее выражение для плотности функции Лагранжа

$$\Lambda = -\frac{1}{16\pi c} F_{kl}^2 = -\frac{1}{16\pi c} \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} - \frac{\partial A_k}{\partial x_i} \right)^2 \quad (1.4.1)$$

Нам неудобно использовать такой вид плотности функции Лагранжа.

В учебнике [1] построение теоретических основ электродинамики идет от функции Лагранжа для заряда. Затем получают тензор электромагнитного поля  $F_{kl}$ . От него идут к тензору энергии-импульса электромагнитного поля, к уравнениям Максвелла и теореме Пойнтинга.

Мы будем проводить анализ в обратной последовательности и начнем с плотности функции Лагранжа для электромагнитного поля волны, продвигаясь к полям заряда.

Запишем это выражение для плотности функции Лагранжа

$$\begin{aligned} \Lambda &= [- (F_{ik})^2/4 + \mu j_i A_i] / \mu = \\ &= - [(\partial A_k/\partial x_i)^2 - 2\partial A_i/\partial x_k \cdot \partial A_k/\partial x_i + (\partial A_i/\partial x_k)^2] / 4\mu + j_i A_i / \mu \quad (1.4.2) \end{aligned}$$

Поскольку функция Лагранжа определена неоднозначно, преобразуем выражение (1.4.2) и придадим ему иную форму, используя интеграл действия

$$S = \int \Lambda d\Omega = \int \frac{1}{\mu} \left[ -\frac{1}{4} (F_{ik})^2 + \mu j_i A_i \right] d\Omega \quad (1.4.3)$$

где:  $d\Omega = dx_1 dx_2 dx_3 dx_4$ ;  $j_k = c\rho u_k$  – 4-вектор плотности тока;  $u_k = dx_k/ds$  – 4-вектор скорости;  $\rho$  – плотность пространственного заряда.

Напомним, что уравнения непрерывности  $\partial A_k/\partial x_k = 0$  и  $\partial j_k/\partial x_k = 0$  являются самостоятельными условиями, которые наложены на поля и токи.

Раскроем подынтегральное выражение, преобразуем и проинтегрируем по частям

$$\begin{aligned} S &= \int \frac{1}{\mu} \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2 + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_k} \left( A_i \frac{\partial A_k}{\partial x_i} \right) + \mu j_i A_i \right] d\Omega = \\ &= \int \frac{1}{\mu} \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2 + \mu j_i A_i \right] d\Omega + \int \frac{1}{2\mu} A_i \frac{\partial A_k}{\partial x_i} dS_k \quad (1.4.4) \end{aligned}$$

Во втором интеграле конечного выражения (1.4.4) пределами интегрирования является бесконечность, где при интегрировании по координатам поле исчезает. При интегрировании по времени начальные и конечные точки варьирования фиксированы, и там вариация интеграла равна нулю. Следовательно, последний интеграл в выражении (1.4.4) обращается в нуль. Таким образом, получаем новое выражение для плотности функции Лагранжа

$$\Lambda = -\frac{1}{2fK} \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2 + j_i A_i \quad (1.4.5)$$

Выражение (1.4.5) полностью эквивалентно выражению (1.4.1). Такая форма функции Лагранжа упоминается в [2]. По аналогии можно записать еще одну форму плотности функции Лагранжа, эквивалентную предыдущим.

$$\Lambda = -\frac{1}{2fK} \left( \frac{\partial^2 A_i}{\partial x_n^2} \right) A_i + j_i A_i \quad (1.4.6)$$

Выражения (1.4.5) и (1.4.6) дают одинаковую форму записи уравнений Максвелла в калибровке Лоренца.

## 5. Уравнения Максвелла в калибровке Лоренца

Теперь мы можем получить «уравнения движения», т.е. уравнения для нахождения потенциалов электромагнитного поля, порожденных 4-вектором тока  $j_k$ . Для этого запишем выражение для интеграла действия, которое будем варьировать.

$$\delta S = \int \left[ -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \frac{\partial \delta A_i}{\partial x_k} + j_i \delta A_i \right] d\Omega \quad (1.5.1)$$

Интегрируя по частям, получим

$$\delta S = -\frac{1}{\mu} \int \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \delta A_i \right) dS_k + \int \frac{1}{\mu} \left[ \frac{\partial^2 A_i}{\partial x_k^2} + \mu j_i \right] \delta A_i d\Omega = 0 \quad (1.5.2)$$

Первый интеграл по гиперповерхности  $S_k$  обращается в нуль по тем же причинам, что и последний интеграл в выражении (1.4.4). Таким образом, мы получаем окончательное выражение для уравнений

$$\frac{\partial^2 A_i}{\partial x_k^2} = -\mu j_i, \quad (1.5.3)$$

к которым следует добавить, как уже говорилось, уравнения непрерывности для 4-потенциала поля и 4-плотности тока:  $\partial A_i / \partial x_i = 0$ ;  $\partial j_i / \partial x_i = 0$  (1.5.4)

Система уравнений (1.5.3) – (1.5.4) представляет собой уравнения Максвелла в калибровке Лоренца.

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial (ct)^2} &= -\mu \mathbf{j}; & \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial (ct)^2} &= -\frac{\rho}{\epsilon}; \\ \operatorname{div} \mathbf{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} &= 0; & \operatorname{div} \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \quad (1.5.5)$$

Таким образом, новое выражение для плотности лагранжиана приводит к **правильным** уравнениям электродинамики (уравнения Максвелла в калибровке Лоренца). Остается непонятным: почему такой простой и математически корректный подход не используется для описания уравнений электродинамики?

## 6. Тензор энергии-импульса и законы сохранения

Аналитическая механика дает способ построения тензора энергии-импульса по заданной функции Лагранжа. Способ описан в [1]. Тензор энергии-импульса равен

$$T_{ik} = \delta_{ik} \Lambda - \sum_l \frac{\partial A_l}{\partial x_i} \frac{\partial \Lambda}{\partial A_l \partial x_k} \quad (1.6.1)$$

где  $\Lambda = -(\partial A_i / \partial x_k)^2 / 2\mu$

Вычисления дают следующий результат

$$T_{ik} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial A_l}{\partial x_i} \frac{\partial A_l}{\partial x_k} - \frac{1}{2\mu} \delta_{ik} \left( \frac{\partial A_l}{\partial x_i} \right)^2 \quad (1.6.2)$$

Нетрудно заметить, что тензор энергии-импульса симметричен  $T_{ik} = T_{ki}$ . Известно, что 4-дивергенция этого тензора для свободного пространства (когда поля рассматриваются за пределами источников) равна нулю  $\partial T_{ik} / \partial x_k = 0$ .

Из этого выражения вытекают законы сохранения энергии и импульса электромагнитной волны **в свободном пространстве**.

Закон сохранения плотности потока **S** электромагнитного поля волны

$$\frac{\partial \mathbf{S}}{\partial t} + \frac{1}{c^2} \text{grad} w = 0 \quad (1.6.3)$$

Закон сохранения плотности энергии  $w$  электромагнитного поля волны

$$\text{div} \mathbf{S} + \frac{\partial w}{\partial t} = 0 \quad (1.6.4)$$

где:

$$\mathbf{S} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \text{div} \mathbf{A} - \frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \times \text{rot} \mathbf{A} + \varepsilon (\text{grad} \phi) \frac{\partial \phi}{\partial t} \quad (1.6.5)$$

$$w = \frac{1}{2\mu} [(\text{div} \mathbf{A})^2 + (\text{rot} \mathbf{A})^2 + \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial ct} \right)^2] - \frac{\varepsilon}{2} [(\text{grad} \phi)^2 + \left( \frac{\partial \phi}{\partial ct} \right)^2] \quad (1.6.6)$$

Мы получили **обобщенные** законы Пойнтинга, которые описывают не только закон сохранения плотности энергии электромагнитной волны, но и закон сохранения плотности потока.

Представим векторный потенциал **A** в виде суммы вихревого **A**<sub>1</sub> и безвихревого **A**<sub>2</sub> потенциалов.  $\mathbf{A} = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2$

Из полученных соотношений следуют весьма интересные выводы.

1. **Во-первых**, в общем случае уравнения Максвелла в калибровке Лоренца описывают три различных вида потоков. Это очевидно, поскольку уравнения Максвелла в калибровке Лоренца описываются векторным и скалярным волновыми уравнениями.

**Первый поток** энергии есть известный поток **поперечных** электромагнитных волн,

описываемый вектором Пойнтинга. Его плотность равна  $\mathbf{S}_1 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} \times \text{rot} \mathbf{A}_1 = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}]$ ,

где **E** и **H** **вихревые** составляющие электромагнитных полей!

**Второй поток** – поток **продольных** электрических волн векторного потенциала **A**<sub>2</sub>. Его

плотность равна  $\mathbf{S}_2 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} \text{div} \mathbf{A}_2$ .

**Третий поток** – поток **продольных** волн, образованный скалярным потенциалом  $\phi$  с плотностью потока  $\mathbf{S}_3 = \varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} \text{grad} \phi$ .

2. **Во вторых**, плотность энергии и плотность потоков  $\mathbf{S}_1$  и  $\mathbf{S}_2$ , образованных векторным потенциалом  $\mathbf{A}$ , **положительны**, а плотность энергии и плотность потока  $\mathbf{S}_3$ , созданного скалярным потенциалом  $\phi$ , **отрицательны**. Это отнюдь не новый факт. Об этом знают специалисты по квантовой теории поля, но этот факт, как обычно, **мало известен физикам**, которые специализируются в других направлениях. Здесь логический позитивизм *утилит* истину.

3. **В третьих**, из выражений (1.6.3) и (1.6.4) вытекает новое интересное следствие. В свободном пространстве плотности потоков и плотности энергий должны удовлетворять **волновому** уравнению, т.е. плотность потока и плотность энергии тоже являются запаздывающими, подобно потенциалам полей электромагнитной волны.

$$\frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{S}}{\partial (ct)^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial (ct)^2} = 0 \quad (1.6.7)$$

Это означает, что решение некоторых задач, например, по дифракции волн, связанных с решением векторных волновых уравнений, можно свести к тем же задачам, но описываемым волновым уравнением для скалярной плотности энергии  $w$ . Иными словами, в принципе иногда можно уменьшить громоздкость вычислений при решении подобных задач.

4. **В четвертых**, полученные результаты нетрудно распространить на любые волновые процессы, описываемые волновым уравнением. Мы получили законы сохранения для электромагнитных волн в свободном пространстве. Закон сохранения энергии Пойнтинга можно обобщить при наличии источников полей. Результаты занесены в Таблицу 1.

5. **В пятых**, предельный переход от волновых явлений к явлениям квазистатическим принципиально **невозможен** из-за отрицательной энергии поля скалярного потенциала. Одновременно **невозможно** решить проблему электромагнитной массы в рамках запаздывающих потенциалов.

**Таблица 1.** Энергетические компоненты волновых полей

Поперечные волны векторного потенциала		
$\mathbf{S}_1 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} \times \text{rot} \mathbf{A}_1$	$w_1 = \frac{1}{2\mu} [(\text{rot} \mathbf{A}_1)^2 + (\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial ct})^2]$	$p_1 = -\mathbf{j}_1 \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t}$
Продольные волны векторного потенциала		
$\mathbf{S}_2 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} \text{div} \mathbf{A}_2$	$w_2 = \frac{1}{2\mu} [(\text{div} \mathbf{A}_2)^2 + (\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial ct})^2]$	$p_2 = -\mathbf{j}_2 \frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t}$
Продольные волны скалярного потенциала		
$\mathbf{S}_3 = \varepsilon \frac{\partial \phi}{\partial t} \text{grad} \phi$	$w_3 = -\frac{\varepsilon}{2} [(\text{grad} \phi)^2 + (\frac{\partial \phi}{\partial ct})^2]$	$p_3 = \rho \frac{\partial \phi}{\partial t}$

Эти принципиально новые результаты многое меняют в понимании явлений электродинамики и позволяют избавиться от заблуждений и предрассудков.

## 7. Условие отсутствия продольных волн

Очевидно, что продольные волны не будут существовать, если не будет источников, возбуждающих эти волны. Для решения этой задачи нам необходимо рассмотреть правую часть уравнений Максвелла в калибровке Лоренца для потенциалов  $\mathbf{A}_2$  и  $\phi$ , создающих **продольные** волны. Запишем для анализа необходимые уравнения.

$$\Delta \mathbf{A}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_2}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_2; \quad (1.7.1) \quad \text{rot} \mathbf{A}_2 = 0; \quad \text{rot} \mathbf{j}_2 = 0;$$

$$\Delta \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}; \quad (1.7.2) \quad \text{div} \mathbf{A}_2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi}{\partial t} = 0 \quad (1.7.3)$$

Используем здесь идею Ландау Л.Д. [1] о возможности исключения одного из четырех уравнений (см. гл. 3, параграф 18, стр. 66). Например, можно исключить уравнение для скалярного потенциала, чтобы привести два волновых уравнения (1.5.5) к одному векторному.

Для этой цели продифференцируем выражение для  $\mathbf{A}_2$  в (1.7.1) по времени, возьмем градиент от выражения для скалярного потенциала  $\phi$  в (1.7.2), а затем сложим результаты. Получим выражение для продольного электрического поля  $\mathbf{E}_L$

$$\Delta \mathbf{E}_L - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_L}{\partial t^2} = \Delta \left( -\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \text{grad} \phi \right) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left( -\frac{\partial \mathbf{A}_2}{\partial t} - \text{grad} \phi \right) = \mu \frac{\partial \mathbf{j}_2}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \text{grad} \rho \quad (1.7.4)$$

Итак, электрическое поле, обуславливающее продольные волны вектора  $\mathbf{E}_L$ , описывается выражением (1.7.4). В правой части имеются источники продольного электрического поля.

Чтобы поле  $\mathbf{E}_L = 0$ , необходимо, чтобы источники этого поля отсутствовали, т.е.

$$\mu \frac{\partial \mathbf{j}_2}{\partial t} + \frac{1}{\varepsilon} \text{grad} \rho = 0. \quad (1.7.5)$$

Помимо этого, мы можем использовать уравнение непрерывности для безвихревого компонента тока

$$\text{div} \mathbf{j}_2 + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0. \quad (1.7.6)$$

Оба условия (1.7.5) и (1.7.6) приводят к следующим конечным волновым уравнениям

$$\Delta \mathbf{j}_2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{j}_2}{\partial t^2} = 0 \quad \Delta \rho - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = 0 \quad (1.7.7)$$

Мы обнаружили интересный факт: **отсутствие продольных** волн будет тогда и только тогда, когда плотность зарядов и плотность безвихревого компонента тока удовлетворяют волновому уравнению, т.е. являются «запаздывающими» или же «опережающими»!

## 8. Обсуждение результатов

Те выводы, которые были получены нами, имеют строгое математическое подтверждение. Нам предстоит осмыслить их. Это важно, поскольку стандартные учебники по теории поля (по электродинамике) приводят *совершенно другие результаты*.

Начнем по порядку.

1. Мы установили, что уравнения Максвелла в калибровке Лоренца могут описывать три вида потоков:  $\mathbf{S}_1$  – стандартная плотность потока поперечной электромагнитной волны;  $\mathbf{S}_2$  – плотность потока продольной волны векторного потенциала;  $\mathbf{S}_3$  – плотность потока продольной волны скалярного потенциала.
2. Здесь возникает три проблемы. Первая проблема: как потоки продольных волн соотносятся с уравнениями Максвелла в кулоновской калибровке, где существуют **только поперечные волны** (плотность потока  $\mathbf{S}_1$ )? Вторая проблема – проблема соответствия экспериментам. До настоящего времени в природе до сих пор экспериментально не обнаружено продольных волн, хотя по порядку величины эти волны должны иметь тот же порядок величины, что и продольные волны векторного потенциала. Все это ставит под сомнение «калибровочную инвариантность».
3. Условие взаимного уничтожения продольных волн скалярного и векторного потенциала дает надежду, что калибровочная инвариантность должна иметь место при определенных условиях. Как мы убедились, это возможно далеко не всегда.
4. Условие отсутствия продольных волн накладывает жесткие условия на плотности сторонних токов и зарядов. Они должны быть функциями опережающих и запаздывающих потенциалов. По этой причине мы назвали их «безинерциальными».
5. Мы установили, что вектор Пойнтинга имеет границы применимости. Его **нельзя использовать для описания полей зарядов**. Например, электромагнитная масса заряда получается отрицательной, поскольку отрицательна энергия поля скалярного потенциала.
4. Как следствие, поля инерциальных зарядов должны описываться (как это ни покажется странным) **другими уравнениями** в рамках уравнений Максвелла. Напомним, что мы **не изменяем** математический формализм классической электродинамики. Мы переосмысливаем его и даем новую интерпретацию, устраняя ошибки и предрассудки.
5. И еще один методический вывод. Любые доказательства должны постоянно проходить строгую проверку. Нельзя переписывать бездумно результаты из старых учебников в новые. Ошибки не только сохраняются. Они тиражируются и рожают новые ошибки и заблуждения.

Все эти вопросы мы продолжим обсуждать в других Главах. Возможно, результаты, представленные выше, были получены кем-то ранее. Но мы не нашли их в научно-технической литературе. Либо авторы побоялись опубликовать результаты, поскольку они противоречат существующей точке зрения, либо им просто не дали возможности их опубликовать в самодовольных «толстых журналах».

### Источники информации:

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. ГИФФМЛ, М. 1960.
2. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. - М.: «Наука», 1969.

## Глава 2. Забытый закон сохранения Умова

### Введение

В предыдущей главе мы получили результаты, которые следовало бы изложить одновременно с новыми, поскольку они связаны единой логикой. Перечислим намеченные проблемы.

1. Проблема электромагнитной массы инерциального заряда.
2. Условия справедливости калибровочной инвариантности.
3. Инерциальные и безинерциальные заряды и токи.

Очевидно, что решения, которые мы найдем, породят новые вопросы, требующие ответа. В этой главе мы будем рассматривать в основном математические проблемы. Вопросы интерпретации, вопросы, связанные с преобразованием Лоренца, философские вопросы мы рассмотрим чуть позже.

Сейчас мы продолжим искать решение проблемы электромагнитной массы **инерциальных** зарядов, а также анализировать математические особенности решений уравнений Максвелла.

### 1. Вектор Умова

Докажем закон сохранения Умова для **инерциальных зарядов**. Запишем уравнения Максвелла в калибровке Лоренца

$$\frac{\partial^2 A_i}{\partial x_i^2} = -\mu j_i; \quad (2.1.1)$$

$$\frac{\partial A_i}{\partial x_i} = 0; \quad \frac{\partial j_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.1.2)$$

где:  $u_i = dx_i / ds$ ;  $j_i = c\rho u_i$ ;  $A_i = \phi u_i / c$ , величины  $\rho$  и  $\phi$  берутся в системе отсчета, связанной с зарядом ( $\mathbf{v} = 0$ ).

Покажем, что для уравнения (2.1.1) существует закон сохранения Умова. Но сначала сделаем предварительное замечание. Величины  $\rho$  и  $\phi$  берутся в системе отсчета, связанной с зарядом ( $\mathbf{v} = 0$ ).

Для доказательства закона Умова умножим выражение (2.1.1) на  $-c/2\mu \cdot \partial A_k / \partial x_i$  и преобразуем полученный результат.

**Правая часть.**

$$\frac{c}{2} j_i \frac{\partial A_k}{\partial x_i} = \frac{1}{2} c^2 \rho u_i \frac{\partial A_k}{\partial x_i} = \frac{c^2 \rho}{2} \frac{\partial \phi u_k}{\partial x_i} u_i = \frac{c^2}{2} \rho \phi \frac{du_k}{ds} = 0$$

Итак, правая часть обращается в нуль, поскольку потенциал  $\phi$  берется в собственной системе отсчета, где он не зависит от времени, а на заряд не действуют внешние силы, и он не испытывает ускорения

$$\left( \frac{du_k}{ds} = 0 \right).$$

### Левая часть

$$-\frac{c}{2\mu} \frac{\partial A_k}{\partial x_i} \frac{\partial^2 A_i}{\partial x_j^2} = -\frac{c}{2\mu} \frac{\partial}{\partial x_i} \left( A_k \frac{\partial^2 A_i}{\partial x_j^2} \right) = \frac{c}{2} \frac{\partial}{\partial x_i} (A_k j_i) = c \frac{\partial}{\partial x_i} \left( \frac{\rho\phi}{2} u_k u_i \right) = 0 \quad (2.1.3)$$

Итак, мы получили в левой части выражение для дивергенции **тензора плотности энергии-потока** для поля заряда. Если компоненты этого тензора разделить на квадрат скорости света и проинтегрировать по пространственному объему, то получим выражение для тензора **энергии-импульса**  $T_{ik}$  релятивистской частицы с электромагнитной массой  $m_e$  [1]. 4-дивергенция тензора  $T_{ik}$  определяется выражением:

$$\frac{\partial}{\partial x_i} (T_{ik}) = \frac{\partial}{\partial x_i} (m_e c u_i u_k) = 0 \quad (2.1.4)$$

Из полученного выражения следует, что *релятивистский импульс электромагнитной массы постоянен*. Это очевидно, поскольку силы на заряд не действуют, и заряд перемещается с постоянной скоростью.

$$\frac{\partial \mathbf{P}_e}{\partial t} = 0$$

Из (2.1.3) вытекает закон сохранения энергии **Умова**, имеющий стандартную форму.

$$\operatorname{div} \mathbf{S}_u + \frac{\partial w}{\partial t} = 0, \quad (2.1.5)$$

где  $\mathbf{S}_u = \frac{\mathbf{w}\mathbf{v}}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$ ;  $w = \frac{\rho\phi}{\sqrt{1-(v/c)^2}}$  - плотность потока и плотность энергии поля заряда.

Нетрудно видеть, что полученное выражение соответствует классическому с точностью до релятивистского множителя. А почему уравнениям Максвелла отвечают **два разных** закона сохранения энергии-импульса? Ответ прост: каждый закон соответствует определенному **функциональному** решению (один закон для запаздывающих потенциалов, другой для мгновенно действующих потенциалов в рамках уравнений Максвелла).

Закон **Умова** описывает сохранение энергии **мгновенно действующих потенциалов**, а закон сохранения энергии **Пойнтинга** применим только для **запаздывающих потенциалов!** Это положение является ключевым для понимания явлений электродинамики.

## 2. Actio in distans (*action-at-a distance*)

Итак, в уравнениях Максвелла (даже в калибровке Лоренца) «уживаются» волновые (запаздывающие и опережающие) потенциалы и мгновенно действующие потенциалы, реализующие actio in distans (*action-at-the-distance*).

О.Д. Хвольсон в своем «Курсе физики» [2] (§ 4. Actio in distans) пишет: «Термином «*actio in distans*», т.е. «действие на расстоянии» обозначается одно из наиболее вредных учений, когда-либо господствовавших в физике и тормозивших её развитие: это учение, допускавшее возможность непосредственного действия чего либо (А) на что либо другое (В), находящееся от него на определенном и столь большом расстоянии, что соприкосновения между А и В происходит не может...»

...Ученик Ньютона, Cotes, в предисловии ко второму изданию «Principia», которого Ньютон не читал до его напечатания, впервые ясно выразил мысль об «actio in distans», о

том, что тела непосредственно взаимно притягиваются. С одной стороны уверенность, что взгляд, высказанный в предисловии к его книге одобряется Ньютоном, с другой - грандиозное развитие небесной механики, целиком основанной на законе всемирного тяготения, как на факте, и не нуждавшейся в каких либо его разъяснениях, заставили ученых забыть о чисто описательном характере этого закона и видеть в нем законченное выражение действительно происходящего физического явления. ...

...Идея о действии в даль, господствовавшая в прошлом столетии, получила новую пищу, еще более окрепла, когда, в конце столетия, из опытов Кулона оказалось, что и магнитные и электрические взаимодействия могут быть сведены к взаимодействиям особых гипотетических веществ (два электричества и два магнетизма), происходящим непосредственно в даль и по законам, вполне аналогичным закону Ньютона. ...В первой половине текущего столетия (XIX века – прим. наше) *actio in distans* полновластно господствовала в науке. ....

...В настоящее время успело сделаться общим достоянием убеждение, что *actio in distans* не должна быть допускаема ни в одну область физических явлений. Но как ее изгнать из учения о всемирном тяготении?»

История действительно развивается по спирали. То, что раньше воспринималось естественным объяснением, позже превратилось в абсурд. Теперь мы вновь возвращаемся к мгновенному действию на расстоянии. И это закономерно. Физики **не проанализировали** до конца возможные варианты решений уравнений Максвелла. Им **показалось** (подвела интуиция!), что запаздывающими потенциалами исчерпываются всякие взаимодействия. Теперь приходится делать «шаг назад», чтобы идти дальше.

В Главе 1 мы получили результат, который фактически **отрицает** возможность электростатического (магнитостатического) взаимодействия инерциальных зарядов из-за **отрицательной** величины электромагнитной массы, которая вытекает из запаздывающих потенциалов.

Дело даже не в количественных соотношениях, а в **качественном различии**: энергия взаимодействия имеет **отрицательный** знак! Это ведет к тому, что одноименные заряды должны притягиваться, а разноименные – отталкиваться! Это абсурд.

Выше мы строго вывели закон сохранения Умова, который связан с мгновенным действием на расстоянии! Круг спирали завершается.

### 3. Причинность и контактная модель взаимодействия

Теперь нам предстоит описать модель мгновенного взаимодействия на расстоянии и связать это взаимодействие с принципом причинности.

Процитируем БСЭ:

«**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ** в физике, воздействие тел или частиц друг на друга, приводящее к изменению состояния их движения. В механике Ньютона взаимное действие тел друг на друга количественно характеризуется силой. Более общей характеристикой **В.** является потенциальная энергия. Первоначально в физике утвердилось представление о том, что **В.** между телами может осуществляться непосредственно через пустое пространство, к-рое не принимает никакого участия в передаче **В.**; при этом **В.** перемещается мгновенно.... В этом состояла т.н. **концепция дальнего действия**...

...Было доказано, что **В.** электрически заряженных тел осуществляется **не мгновенно** и перемещение одной заряженной частицы приводит к изменению сил, действующих на др. частицы, не в тот же момент, а лишь спустя конечное время. ... Соответственно

имеется «посредник», осуществляющий *В*. между заряженными частицами. Этот посредник был назван электромагнитным полем. .... Возникла новая концепция – концепция близкодействия, к-рая затем была распространена на любые другие *В*.»

Дадим свое толкование этого понятия. «**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ**» это *философская категория*, которая отражает пространственно-временной процесс взаимного влияния друг на друга рассматриваемых материальных объектов. Итак, *элементарное* взаимодействие это **процесс (!)**, который протекает в *элементарном* объеме за *малый* интервал времени. Полное взаимодействие складывается из суммы элементарных.

Мы хотим еще раз подчеркнуть, что взаимодействие не есть поле, вещество или материальный объект. Любое локальное взаимодействие есть **процесс**, который можно охарактеризовать *интенсивностью* в выбранном локальном объеме, но не скоростью перемещения элементарного объема в пространстве. Сам рассматриваемый объем может перемещаться относительно наблюдателя, но это перемещение не есть «*скорость распространения взаимодействия*»!

Итак, процесс это не материальный объект. Следовательно, понятие «*скорость распространения взаимодействий*» не имеет под собой оснований. Это пустое, бессмысленное понятие (понятие, не имеющее физического смысла). Для иллюстрации рассмотрим пример. Пусть два заряда находятся на большом расстоянии друг от друга. Кулоновскими мгновенно действующими силами мы пренебрегаем. Мы будем рассматривать взаимодействие с помощью запаздывающих потенциалов. Допустим, на первый заряд подействовал некий объект, который изменил в пространстве положение первого заряда. Первый заряд излучает волну возмущения, которая через некоторое время дойдет до второго заряда и будет на него воздействовать.

Вопрос: куда здесь можно «вставить» эту «*скорость распространения взаимодействий*»? Какой части описанного процесса отвечает этот термин? Такой скорости в природе нет! Описанный процесс взаимодействия складывается из трех частей:

1. **Взаимодействие** первого заряда с неким объектом и появление возмущенной волны, распространяющейся от заряда.
2. **Распространение** электромагнитной волны от первого заряда ко второму. Протекает обычный процесс распространения волны, и нет никаких взаимодействий!
3. Затем начинается **взаимодействие** второго заряда с возмущенной волной.

Вопрос о причинно-следственных отношениях при мгновенном действии на расстоянии *детально* рассмотрен в [3]. В этой работе показано, что существуют две модели причинных связей – эволюционная и диалектическая (см. также Главу 11).

**Диалектическую модель** можно проиллюстрировать следующим примером. Пусть движутся два бильярдных шара. В некоторой точке они сталкиваются и (после абсолютно упругого соударения) разлетаются в стороны. Причиной в данной модели является взаимодействие двух шаров (столкновение). Полное следствие есть изменение состояний (траектории, скорости и т.д.) каждого из взаимодействующих объектов.

Эта модель совпадает по структуре с законом диалектики: «**развитие (изменение состояний) есть результат единства и борьбы (столкновение) противоположностей (различие в направлении движения шаров)**».

**Эволюционная модель** складывается как цепочка или же, как сеть последовательных взаимодействий (диалектические модели). В соответствии с этим меняется содержание

понятий «причина и следствие». В эволюционной модели причина есть явление, дающее «толчок» развитию событий, а следствие явление, обрывающее эту причинную цепь. Конец этой цепи может стать причиной новой цепи. В эволюционной модели причинные цепочки обладают свойством транзитивности. Именно эта «обыденная» модель причинности («сначала он мне в глаз, а потом я ему в нос!») используется в физике. Она не применима к описанию взаимодействия, т.к. противоречит принципу равенства действия и противодействия, а также равноправию (симметрии) взаимодействующих объектов.

Теперь полезно рассмотреть физическую модель взаимодействия на расстоянии. Представьте себе, что с горки спускается платформа, и после разгона упруго ударяет другую, стоящую на ее пути. Такое соударение относится к «точечному» контактному типу. Такой же тип взаимодействия имеет место между шарами в рассмотренном выше примере.

Теперь поместим между тележками упругую пружину. Если пружина обладает массой, то при ударе движущейся тележки по пружине вдоль пружины будет распространяться волна сжатия. Скорость этой волны будет зависеть от жесткости и массы пружины.

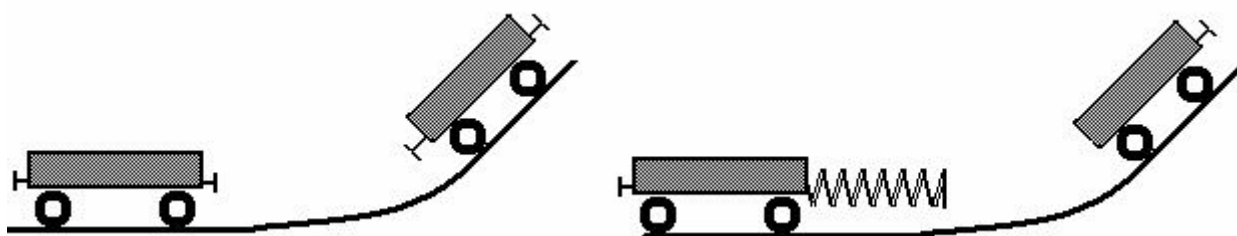


Рис. 2.1 Столкновение тележек

Допустим теперь, что масса пружины равна нулю. В пределе скорость распространения волны от движущейся тележки к неподвижной и обратно будет бесконечной. Соударение тележек уже не будет «точечным», поскольку тележки разделены пружинкой. Однако взаимодействие сохранит свой контактный характер. Такое взаимодействие мы назвали контактным взаимодействием точечного типа.

Теперь можно рассмотреть случай взаимодействия электрических или гравитационных зарядов. Здесь возможны два варианта объяснения. Электромагнитная масса покоящегося заряда определяется формулой

$$m = \int \frac{\rho\phi}{2c^2} dV \quad (2.3.1)$$

Согласно такому подходу инерциальная масса заряда сосредоточена в самом заряде. Как следствие, электрическое поле, окружающее заряд, не имеет **инерциальных** свойств. Оно подобно безынерциальной пружине, рассмотренной ранее. Аналог этого поля – силовые линии, которые обладают упругими свойствами. Они определяют контактный характер взаимодействия. Таким образом, мгновенное действие на расстоянии не противоречит принципу причинности и имеет своим аналогом взаимодействие контактного типа.

## 4. Мгновенное действие и преобразование Лоренца

### 4.1 «Рождение» заряда

В первом параграфе этой главы мы обнаружили, что уравнения Максвелла описывают помимо запаздывающих потенциалов мгновенно действующие потенциалы. Далее мы

показали, что мгновенное действие на расстоянии не противоречит принципу причинности и опирается на модель взаимодействия «контактного типа».

Теперь нам необходимо понять «природу двойственности» потенциалов в уравнениях Максвелла на примере скалярного потенциала. Мы хотим ответить на вопросы: почему волновые уравнения (калибровка Лоренца) могут давать решения в форме потенциалов мгновенного характера и не противоречат ли такие потенциалы преобразованию Лоренца?

Будем условно называть заряд, потенциал которого является запаздывающим, **виртуальным зарядом**. «Безинерциальные заряды» это частный случай виртуальных зарядов. Виртуальный заряд может иметь любую скорость, а скорость безинерциального заряда фиксирована и равна скорости света. Однако оба типа зарядов создают **запаздывающий** потенциал.

Пусть виртуальный заряд представляет собой сферу, на поверхности которой равномерно распределен заряд с поверхностной плотностью  $\rho = q/4\pi a^2$ , где  $a$  – радиус сферы. Заряд неподвижен. Уравнение для потенциала поля виртуального заряда имеет вид:

$$\Delta\phi - \frac{\partial^2\phi}{c^2\partial t^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0 a^2}\delta(r-a) \quad (2.4.1)$$

Потенциал при  $r = 0$  должен быть ограничен. Допустим, что виртуальный заряд рождается в начальный момент времени ( $t = 0$ ). Для решения волнового уравнения мы должны задать начальные условия. Начальные условия выберем нулевые.

Здесь существуют *два предрассудка*, которые нам необходимо показать. Во-первых, убеждение, что уравнения Максвелла не способны описывать «рождение» зарядов, достаточно прочно укоренилось в сознании тех, кто профессионально занимается проблемами электродинамики.

Однако наличие «начальных условий» опровергает этот факт. Волновое уравнение описывает потенциалы, начиная с момента времени  $t = 0$ . Правая часть волнового уравнения (в силу этого) для  $t < 0$  тождественно равна нулю. **Все процессы** до момента времени  $t = 0$  «сжаты и запечатлены» **именно в начальных условиях**. Таким образом, процесс «появления» («рождения») заряда не противоречит математическому описанию. Сразу же заметим, что такой процесс отвечает виртуальным зарядам и токам.

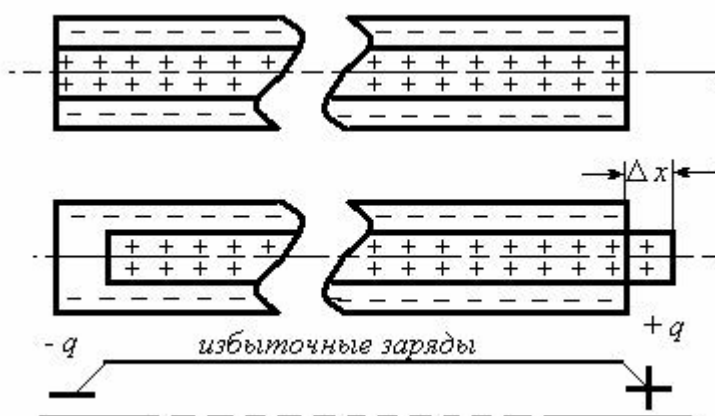


Рис. 2.2

Во вторых, процесс «рождения» одиночного заряда противоречит закону сохранения зарядов. Покажем, что линейность уравнений Максвелла позволяет обойти этот факт. Рассмотрим два тонких соосных заряженных цилиндра, вставленных друг в друга, как показано на рис. 2.2. В силу того, что равномерно распределенные по поверхности заряды

имеют противоположные знаки и равны по величине, поле вне этих цилиндров (исключая краевые эффекты) наблюдаться не будет.

Теперь сдвинем один цилиндр вдоль общей оси на очень небольшое расстояние  $\Delta x$ . Тогда слева на краю системы появится «избыточный» заряд отрицательного знака, а справа – положительный заряд, равный по величине отрицательному. Таким образом, в соответствии с законом сохранения заряда мы получили на большом расстоянии друг от друга два разноименных заряда.

Уравнения Максвелла в калибровке Лоренца являются линейными дифференциальными уравнениями. По этой причине мы можем использовать для описания появления потенциалов полей зарядов принцип суперпозиции. Другими словами, мы можем дать раздельное описание «рождения» каждого из зарядов и описание потенциала каждого из этих двух зарядов. Ниже мы это сделаем для положительного заряда. Потенциалы отрицательного заряда могут быть описаны аналогичным образом.

Мы не будем описывать процедуру решения. Описываемый уравнением (2.4.1) потенциал равен сумме двух потенциалов (рис. 2.3), один из которых движется от  $a$  в бесконечность вдоль радиуса, а второй - к центру и, отразившись от начала координат с потерей фазы на  $\pi$  (жесткий «кern»), движется от центра, вычитаясь из первого при  $r > a$  (рис. 2.3). Потенциал  $\phi$  при  $r > a$  является **запаздывающим**.

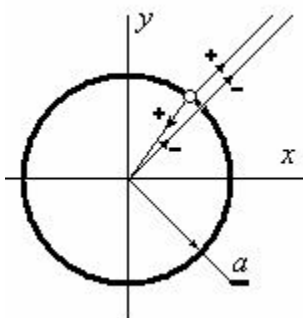


Рис. 2.3

Для точечного виртуального заряда (при  $a \rightarrow 0$ ) потенциал имеет вид ( $r > 0$ ):

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon r} \eta(ct - r); \quad \text{где } \eta(\xi) = \begin{cases} 1 & \xi \geq 0 \\ 0 & \xi < 0 \end{cases} \quad (2.4.2)$$

Теперь можно отнести момент «рождения» заряда в бесконечно удаленное время. Потенциал заряда по величине будет постоянным, не зависящим от времени. Это не означает, что потенциал «статичен». В каждые последующие друг за другом бесконечно малые промежутки времени от заряда «отпочковываются» тонкие слои потенциала и уносятся друг за другом в бесконечность, убывая обратно пропорционально расстоянию от заряда  $r^{-1}$ .

В силу того, что результирующий потенциал заряда представляет собой разность прямого и отраженного от «керна» запаздывающего потенциала, говорить о наличии потока Пойнтинга, связанного с движением потенциалов не имеет смысла.

Вернемся к волновому уравнению (2.4.1). В это уравнение «вложено» уравнение Пуассона вида

$$\Delta\phi = -\frac{q}{4\pi\epsilon a^2} \delta(r - a) \quad (2.4.3)$$

Оно описывает мгновенно действующий потенциал, «рождаемый» **инерциальным** зарядом. *Мы не меняем обозначения заряда ( $q$ ), хотя мы будем рассматривать далее потенциал не виртуального, а инерциального заряда.* Мы надеемся, что это никого не введет в заблуждение.

Кажется, что формально уравнения (2.4.1) и (2.4.3) совпадают, если считать заряд покоящимся и существующим бесконечно давно. Однако решение уравнения (2.4.3), равное

$$\phi = \frac{q}{4\pi\epsilon r} \quad (2.4.4)$$

отличается от решения (2.4.2) множителем, который при  $t \rightarrow \infty$  стремится к 1.

Но это не одно и то же, поскольку граница потенциала (2.4.2) и, следовательно, сам потенциал виртуального заряда существуют только в части пространства при  $r < ct$  (множитель  $\eta(ct - r)$ ), в то время как потенциал (2.4.4) инерциального заряда реализует мгновенное действие на расстоянии и существует сколь угодно долго *во всем свободном пространстве.*

Уравнения Максвелла в форме (2.4.3) не описывают процесса «рождения» мгновенно действующих потенциалов при возникновении **инерциального** заряда. Такой потенциал и его источник существуют сколь угодно давно и связаны мгновенной связью во всех точках пространства. Напомним, что знаки энергий потенциалов (2.4.2) и (2.4.4) противоположны!

## 4.2 Потенциалы зарядов и преобразование Лоренца.

Кажется, что существует предельный переход от запаздывающих потенциалов (2.4.1) к мгновенным потенциалам (2.4.3). Для этого достаточно устремить скорость света  $c$  в уравнении (4.2.1) к бесконечности. Но это иллюзия. В волновом уравнении величина  $c$  это параметр уравнения, имеющий размерность квадрата скорости!

Чтобы убедиться в этом, запишем потенциалы движущегося виртуального заряда, пользуясь преобразованием Лоренца.

**Виртуальный заряд, создающий запаздывающие потенциалы.** Используя преобразование Лоренца или решая уравнение «в лоб», нетрудно показать, что запаздывающий потенциал  $\phi^*$  движущегося виртуального заряда есть

$$\phi^* = \frac{q}{4\pi\epsilon R_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}} \eta(ct - R_0) = \frac{q}{4\pi\epsilon \sqrt{(x - vt)^2 + (1 - v^2/c^2)(y^2 + z^2)}} \eta(ct - R_0) \quad (2.4.5)$$

$$\text{где } R_0 = \sqrt{(x - vt)^2 + (1 - v^2/c^2)(y^2 + z^2)} / \sqrt{1 - (v/c)^2}$$

Мы не стали злоупотреблять штрихами над независимыми переменными. Координаты и время относятся к точке наблюдения, отделенной от точки излучения расстоянием  $R_0$ . Обращаем внимание на множитель  $\eta$ , который нельзя опускать даже при очень большом времени существования заряда! Именно эта ошибка характерна для всех без исключения учебников. Авторы старательно копируют друг друга, не утруждая себя проверкой и игнорируя физическое содержание формул.

**Инерциальный заряд, создающий мгновенные потенциалы.** Обычно к уравнению (2.4.5) применяют преобразование Галилея, что не совсем правильно. Если мы ориентируемся на инвариантность **волнового** уравнения относительно перехода наблюдателя из одной инерциальной системы отсчета в другую, то одновременно мы преобразуем не только волновое уравнение, но и «спрятанное» в нем уравнение Пуассона.

Равномерное движение инерциального заряда создает потенциал  $\phi_0$ . При преобразовании координаты меняются, меняется и вид уравнения Пуассона для этого потенциала. Оно в новой системе отсчета приобретает вид

$$\Delta\phi_0 - \frac{v^2 \partial^2 \phi_0}{c^2 \partial x^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon a^2 \sqrt{1-(v/c)^2}} \delta(x-vt; y; z)$$

или

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial z^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon a^2 \sqrt{1-(v/c)^2}} \delta(x-vt; y; z) \quad (2.4.6)$$

Решение (2.4.6) хорошо известно

$$\phi_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon R_0 \sqrt{1-(v/c)^2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon \sqrt{(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)}} \quad (2.4.7)$$

Аналогичный результат мы получим, если применим преобразование Лоренца к выражению (2.4.4). Весь юмор в том, что до сих пор во всех учебниках утверждается, что выражение (2.4.7) это *запаздывающий (!) потенциал!* На самом деле он *по форме напоминает* запаздывающий, но является мгновенно действующим на расстоянии потенциалом. Еще раз хочется повторить: «*Авторы учебников старательно копируют друг друга, не утруждая себя проверкой, и не вникают в физическое содержание формул!*»!

**Условие калибровки Лоренца и его влияние на решение волнового уравнения.**

Мгновенность потенциала  $\phi_0$  можно установить другим способом. Скалярный потенциал  $\phi_0$  движущегося заряда удовлетворяет уравнению

$$\Delta\phi_0 - \frac{\partial^2 \phi_0}{c^2 \partial t^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon a^2 \sqrt{1-(v/c)^2}} \delta(x-vt; y; z) \quad (2.4.8)$$

В свою очередь, векторный потенциал **равномерно** движущегося заряда связан со скалярным потенциалом соотношением, которое можно записать в форме

$$\mathbf{A}_0 = \phi_0 \mathbf{v} / c^2. \quad (2.4.9)$$

Помимо этого, существует условие калибровки Лоренца

$$\operatorname{div} \mathbf{A}_0 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = 0. \quad (2.4.10)$$

Если подставить выражение для векторного потенциала в условие калибровки Лоренца, то эти дополнительные условия совместно дадут уравнение непрерывности для скалярного потенциала  $\phi$

$$\operatorname{div} \mathbf{v} \phi_0 + \frac{\partial \phi_0}{\partial t} = 0 \quad (2.4.11).$$

Из выражения (2.4.11) следует, что производная потенциала во времени (которую мы можем рассматривать, как начальное условие при  $t = 0$ ) не может быть задана произвольным образом. Например, она не может быть равной нулю, как при решении волнового уравнения (2.4.1). Более того, мы можем, используя (2.4.11), вычислить и вторую производную потенциала по времени и исключить ее из волнового уравнения.

При движении точечного инерциального заряда вдоль оси  $x$  можно найти следующие выражения:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \phi_0}{\partial t} &= -\operatorname{div} \mathbf{v} \phi_0 = -v \frac{\partial \phi_0}{\partial x}; \\ \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} &= -\frac{\partial}{\partial t} \left( v \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) = -v \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \phi_0}{\partial t} - \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial t} = v^2 \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} - \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial t}\end{aligned}\quad (2.4.12)$$

Если движение равномерное, то выражение (2.4.12) упрощается

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial t^2} = -\frac{\partial}{\partial t} \left( v \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \right) = -v \frac{\partial}{\partial x} \frac{\partial \phi_0}{\partial t} - \frac{\partial \phi_0}{\partial x} \frac{\partial v}{\partial t} = v^2 \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} \quad (2.4.13)$$

Учитывая (2.4.13), легко привести волновое уравнение к пуассоновскому уравнению (к уравнению эллиптического типа)

$$\frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_0}{\partial x^2} = -\frac{q}{4\pi\epsilon a^2 \sqrt{1 - (v/c)^2}} \delta(x - vt; y; z) \quad (2.4.14)$$

Обратите внимание на следующий факт. Теперь нам **нет необходимости задавать начальные условия**, поскольку производная по времени от потенциала  $\phi_0$  в уравнении (2.4.14) отсутствует!

Далее делаем замену  $\xi = x / \sqrt{1 - (v/c)^2}$  и обращаем выражение (2.4.14) в уравнение Пуассона.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = -\frac{q}{\epsilon} \delta(\xi \sqrt{1 - (v/c)^2} - vt; y; z) \quad (2.4.15)$$

Решением этого уравнения будет потенциал Лоренца, который является дальнедействующим (уравнение Пуассона!)

$$\phi_L = \frac{q}{4\pi\epsilon \sqrt{(x - vt)^2 + (1 - v^2/c^2)(y^2 + z^2)}} \quad (2.4.16)$$

Потенциал (2.4.16) удовлетворяет уравнениям (2.4.1) и (2.4.14) одновременно. Как уже говорилось, потенциал (2.4.16) не является запаздывающим. Он описывает мгновенное действие на расстоянии, поскольку является решением уравнения (2.4.15).

Отсюда следует возможность удалить еще один предрассудок; Лоренц-ковариантность уравнений физики не есть гарантия отсутствия мгновенного действия на расстоянии! Преобразование Лоренца это обычное алгебраическое преобразование. Оно не превращает запаздывающие потенциалы в мгновенно действующие и обратно!

## 5. Разделение полей

Существование инерциальных зарядов и безинерциальных зарядов в уравнениях Максвелла требует нового подхода к градиентной инвариантности. Экспериментальное подтверждение существования таких типов зарядов мы рассмотрим в другой Главе. Сейчас мы постараемся разделить уравнения Максвелла на две части. Одна часть будет описывать потенциалы, создаваемые инерциальными зарядами, другая часть уравнений описывает потенциалы, создаваемые безинерциальными зарядами и их движением.

Уравнения Максвелла в калибровке Лоренца имеют вид

$$\Delta \mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}; \quad \Delta \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon}; \quad \operatorname{div} \mathbf{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \mathbf{A} = -\frac{\partial \phi}{c^2 \partial t} \quad (2.5.1)$$

Теперь перейдем к разделению потенциалов по отношению к инерциальным и безинерциальным токам и зарядам. Для инерциальных зарядов, их токов и потенциалов мы будем использовать индекс «0». Безинерциальные величины будут фигурировать с индексом «r» (*retarded*). Итак, мы представляем токи и заряды в уравнениях Максвелла (калибровка Лоренца) в следующей форме

$$\rho = \rho_r + \rho_0; \quad \mathbf{j} = \mathbf{j}_r + \mathbf{j}_0$$

В результате преобразований и разделения уравнений для разных источников мы получим две группы уравнений.

**Первая группа** описывает только *запаздывающие потенциалы*, создаваемые безинерциальными зарядами и токами:

$$\Delta \mathbf{A}_r - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_r}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_r; \quad \Delta \phi_r - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi_r}{\partial t^2} = -\frac{\rho_r}{\varepsilon}; \quad (2.5.2)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_r = -\frac{\partial \rho_r}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \mathbf{A}_r = -\frac{\partial \phi_r}{c^2 \partial t}$$

Здесь в решениях волновых уравнений должны фигурировать *только запаздывающие потенциалы*. Соответствующим образом должны формулироваться начальные и граничные условия задачи Коши. Запаздывающие потенциалы отвечают закону сохранения энергии-импульса Пойнтинга. Мгновенно действующих потенциалов в решениях не должно содержаться.

**Вторая группа** уравнений описывает потенциалы инерциальных зарядов. Эти потенциалы отвечают *мгновенному действию на расстоянии*. Для них справедлив закон сохранения энергии-импульса Умова.

$$\Delta \mathbf{A}_0 - \mu \mathbf{j}_0; \quad \Delta \phi_0 = -\frac{\rho_0}{\varepsilon}; \quad \operatorname{div} \mathbf{j}_0 = -\frac{\partial \rho_0}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \mathbf{A}_0 = -\frac{\partial \phi_0}{c^2 \partial t} \quad (2.5.3)$$

Теперь можно перейти к рассмотрению вопроса о градиентной инвариантности и получить кулоновскую калибровку уравнений Максвелла. Очевидно, что преобразовывать уравнения (2.5.3) нет смысла. Они сохранятся без изменений. Преобразовывать нам удобно (как это было показано в Главе 1) только запаздывающие потенциалы, а именно, мы можем *исключить скалярный запаздывающий потенциал* из системы уравнений.

Как и в Главе 1 введем обозначения

$$\mathbf{A}_r = \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_2; \quad \operatorname{div} \mathbf{A}_1 = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{A}_2 = 0$$

$$\mathbf{j}_r = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_2; \quad \operatorname{div} \mathbf{j}_1 = 0; \quad \operatorname{rot} \mathbf{j}_2 = 0$$

индекс «1» относится к вихревой части векторов тока и потенциала, а «2» к безвихревой.

После исключения скалярного потенциала система уравнений (2.5.2) сводится к одному уравнению, которое имеет следующий вид

$$\Delta \mathbf{A}_1 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial t^2} = -\mu \mathbf{j}_1; \quad (2.5.4)$$

В этой калибровке вихревой потенциал  $\mathbf{A}_1$  всегда запаздывающий. Итак, мы разделили уравнения Максвелла на две самостоятельные группы уравнений (2.5.2) и (2.5.3). Решение

проблемы мгновенного действия на расстоянии и совместимость мгновенного действия с преобразованием Лоренца мы рассмотрим позже.

Интересно проиллюстрировать интерпретацию кулоновской калибровки, предложенную, например, в [4]. Автор пишет:

*«..... Наряду с калибровкой Лоренца, иногда, (особенно в квантовой теории поля) пользуются другой, так называемой кулоновской калибровкой, при которой*

$$\operatorname{div}\mathbf{A} = 0$$

*При этой калибровке уравнения для потенциалов ..... приобретают вид*

$$\Delta\mathbf{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{A}}{\partial t^2} - \operatorname{grad} \frac{\partial\phi}{\partial ct} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}; \quad \Delta\phi = -4\pi\rho$$

*При кулоновской калибровке скалярный потенциал  $\phi$  определяется распределением зарядов так, как будто бы они покоились. Само собой разумеется, напряженности поля  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , найденные из решений уравнений для потенциалов с кулоновской калибровкой и калибровкой Лоренца совпадают...»*

Автор «небрежно» рассматривает вопрос об эквивалентности калибровки Лоренца и кулоновской калибровки. Он противник мгновенного действия на расстоянии. Поэтому ему нужно скрыть факт появления в кулоновской калибровке мгновенно действующих потенциалов (уравнение Пуассона для скалярного потенциала).

Он обманывает читателей, говоря: *«скалярный потенциал  $\phi$  определяется распределением зарядов так, как будто бы они покоились»*. Это он говорит о движущихся зарядах, создающих плотность тока  $\mathbf{j}$  (!). Более того, записанная форма калибровки ошибочна физически. В такой записи утрачивается всякая связь между скалярным и векторным потенциалами (уравнение непрерывности для скалярного потенциала исчезает). Кулоновская калибровка получается некорректной:

1. Во-первых, скалярный потенциал в кулоновской калибровке удовлетворяет уравнению Пуассона, поэтому он не может быть запаздывающим, а векторный потенциал всегда запаздывает (волновое уравнение).
2. Во вторых (как следствие), электрическое поле  $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\phi$  движется синхронно с зарядом (мгновенное действие на расстоянии), а магнитное поле  $\mathbf{H} = \operatorname{rot}\mathbf{A}$  должно «отставать» от заряда (поле запаздывающего потенциала).

Авторы «Теории поля» и «Электродинамики сплошных сред» Ландау и Лифшиц прекрасно понимали суть вопроса. Чтобы скрыть проблему, они в своих учебниках даже не упоминают о кулоновской калибровке, хотя постоянно, «незаметно» обращаются к ней.

## 6. Излучение инерциального заряда

Из кулоновской калибровки (2.5.3) следует, что ускоренные инерциальные заряды не излучают электромагнитную волну вопреки сложившимся предрассудкам. Излучение создают безинерциальные заряды. Этот вывод имеет экспериментальное подтверждение. Обратимся к независимым исследованиям. Вот что пишет Ю.К. Сахаров [5]:

*Ускорение, которое испытывают электроны у катода электронной пушки кинескопа современного телевизора, на два порядка превышают максимальные нормальные ускорения в циклических ускорителях, но излучение в рентгеновском диапазоне вблизи телевизоров не наблюдается.... В циклических ускорителях, по мнению автора, источником синхротронного излучения являются не сами заряженные частицы, но*

возбуждаемые ими атомы газа (азот, аргон), часть которых неизбежно остается в камере прибора после его промывки и вакуумирования. (При разряджении  $10^{-13}$  мм. рт. ст. в  $1 \text{ см}^3$  содержится 4000 атомов газа)....

«Таблица 1

Место установки		$W$	$R$	$a_n = v^2 / R$ при $v \rightarrow c$ ,	$a_n / a_n(\text{Дубна})$	Наблюдаемое излучение
		(Гэв)	(м)	(м/сек <sup>2</sup> )		
Циклические ускорители	Дубна	10	36	$2,5 \cdot 10^{15}$	1	Мягкий рентген $\nu \geq 10^{18} \text{ сек}^{-1}$
	Серпухов	76	236	$3,8 \cdot 10^{14}$	0,15	
	Женева	400	1100	$8,1 \cdot 10^{13}$	0,03	

..... Однако элементарный расчет показывает, что СИ (синхротронное излучение) не может являться следствием нормального ускорения частиц, так как последнее на ускорителях различного диаметра варьируется на два порядка и более, что показано в приведенной ниже таблице, тогда как параметры СИ на всех ускорителях достаточно близки».

Мгновенное действие на расстоянии и данное обстоятельство открывают дорогу **планетарной модели атома**. Проблема излучения должна решаться через взаимодействие инерциальных и безинерциальных зарядов, поскольку только последние создают запаздывающие потенциалы (электромагнитные волны) (2.5.4). К этому вопросу мы вернемся.

Возвращаясь к проблеме электромагнитной массы, отметим, что эта проблема имеет корректное решение, если поля зарядов обладают мгновенным действием на расстоянии. Детально решение этой проблемы изложено в работе [1] (Глава 3), где не только подробно обосновывается решение проблемы, но и приводится математическая формулировка закона сохранения энергии Ленца и потока энергии Ленца. До настоящего времени закон Ленца излагался только вербально.

#### Источники информации:

1. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина Анализ классической электродинамики и теории относительности. (Гл. 3) . <http://ritz-btr.narod.ru/analiz.pdf>
2. О.Д. Хвольсон, Курс физики, Том первый, избранное (Конститутивы механики и измерения) с.1 – 36, Издание К.Л. Риккера, 1897.
3. В.А. Кулигин. Причинность и взаимодействие в физике. Сборник Воронежского госуниверситета: «Детерминизм в современной науке». Воронеж, 1987. <http://n-t.ru/tp/ns/pvf.htm>
4. В.Г. Левич Курс Физики т.1, ГИФМЛ, М. 1962.
5. Ю.К. Сахаров. Противоречия в современной концепции излучения заряженных частиц и строения атома. //Проблемы пространства, времени, тяготения. (IV Международная конференция 16-21.09.1996). ПОЛИТЕХНИКА, С.-П., 1997.

## Глава 3. Поговорим о парадоксах

### Введение

В двух предыдущих главах мы, опираясь на строгие математические доказательства, получили фундаментальные результаты. Эти результаты ломают взгляд на объяснение явлений в рамках электродинамики и на понимание многих процессов в физике. Они не согласуются с постулатами Эйнштейна.

1. Во-первых, мы показали (закон сохранения энергии-импульса Пойнтинга), что безинерциальный заряд (заряд, генерирующий запаздывающие потенциалы) всегда имеет *отрицательную* электромагнитную инерциальную массу. Эта масса не имеет свойств обычной инерциальной массы.
2. Мы показали, что **инерциальные** заряды **не излучают** электромагнитных волн. За излучение отвечают безинерциальные заряды и токи. Но это не означает, что **инерциальные** заряды не могут взаимодействовать с электромагнитной волной.
3. Мы доказали закон сохранения энергии-импульса Умова для полей инерциальных зарядов в рамках калибровки Лоренца. Из него следует, что проблема электромагнитной массы имеет решение только при мгновенном действии на расстоянии. Именно такому условию должны удовлетворять потенциалы и поля инерциальных зарядов.
4. Мы получили условие (кулоновская калибровка), при котором решений уравнения Максвелла в виде продольных волн не существует. Поперечные электромагнитные волны имеют всегда вихревой характер.

Эти выводы, несмотря на их математически доказанный характер, «не вписываются» в предрассудки современной физики. Принцип «мгновенного действия на расстоянии» прямо противоречит постулату СТО о существовании «*предельной скорости распространения взаимодействий*».

Следовательно, обстоятельства побуждают нас проанализировать СТО и устранить причины расхождения **доказанных строго математически** результатов наших исследований и умозрительных постулатов СТО А. Эйнштейна. Напомним, что мы не выдвигаем гипотез. Мы ищем ошибки в рамках существующих уравнений физики, исправляем их, если возможно, и даем новое объяснение в рамках известного математического формализма физики. Как писал И. Ньютон: «*Гипотез не измышляю*».

Итак, нам предстоит прогулка по авгиевой конюшне, которая называется «Специальная теория относительности».

### 1. Эксперимент Траутона и Нобла

Обычно анализ СТО начинают с разбора «парадокса близнецов». Но таких «типовых» парадоксов в СТО много. Мы начнем с эксперимента Траутона и Нобла [1] (параграф 14.2). Эксперимент Траутона и Нобла [1] является примером **неправильной постановки** задачи эксперимента и, соответственно, результата, которому дали **надуманное** объяснение.

Поясним суть вопроса, который нужно было проверить экспериментально. На рис. 3.1 изображены два заряда, движущиеся с равными скоростями в одну сторону в системе отсчета неподвижного наблюдателя. В системе отсчета, связанной с зарядами, на заряды действуют только силы кулоновского притяжения, которые уравновешены механическими силами со стороны стержня. Цитируем [1]:

«Легко показать, что два заряда  $q$  и  $-q$ , находящиеся на концах отрезка, движущегося со скоростью  $\mathbf{v}$ , будут взаимодействовать как два элемента тока величиной  $I\mathbf{L} = q\mathbf{v}$ . Силы, действующие на элементы тока, будут равны и направлены в противоположные стороны, и в общем случае они не на одной линии (рис. 3.1). Стержень, соединяющий заряды, будет стремиться повернуться под прямым углом к направлению скорости. Рассчитаем величину этого эффекта. Согласно закону Ампера

$$\mathbf{F} = \frac{\mu}{4\pi} q^2 \frac{\mathbf{v} \times [\mathbf{v} \times \mathbf{L}]}{L^3}$$

причем направление и длина вектора  $\mathbf{L}$  определяется стержнем. Сила

$$F = \frac{\mu}{4\pi} \frac{q^2 v^2}{L^2} \sin \theta \quad (3.1.1)$$

направлена перпендикулярно к  $\mathbf{v}$  в плоскости векторов  $\mathbf{L}$  и  $\mathbf{v}$ . Соотношение (3.1.1) показывает, что магнитное взаимодействие движущихся зарядов есть эффект порядка  $(v/c)^2$  по сравнению с электростатическим взаимодействием тех же зарядов. Крутящий момент пары сил (рис. 3.1) составляет

$$M = FL \cos \theta = \frac{1}{8\pi\epsilon} \frac{q^2 v^2}{L} \sin 2\theta \quad (3.1.2)$$

Если бы существовала преимущественная система отсчета, то вряд ли она покоилась относительно Земли. Поэтому поступательное движение Земли должно создавать вращательный момент в системе зарядов».

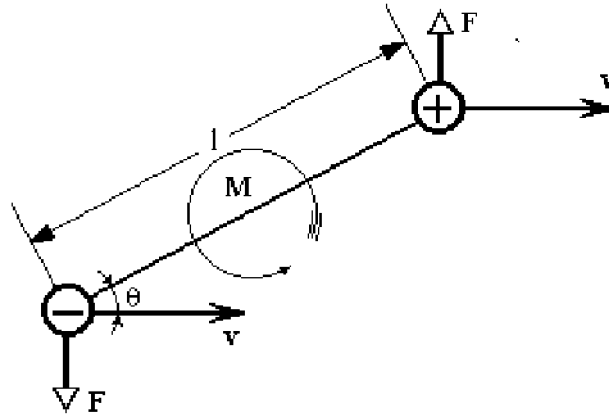


Рис. 3.1

**Комментарий.** Возникает вопрос следующего характера. В системе отсчета, связанной с неподвижными зарядами, скорость  $\mathbf{v}$  равна нулю и электростатическое взаимодействие уравновешено упругими силами стержня. Следовательно, никакой вращающий момент на стержень в этой системе отсчета не действует.

Теперь представим себе, что мимо этого стержня пролетел наблюдатель со скоростью  $\mathbf{v}$ . Изменится ли равновесие стержня? Нет, конечно. Даже если мимо него пролетит «тысяча курьеров», как в «Ревизоре» Гоголя, ничего не изменится.

Теперь посмотрим, что имеет место в другой системе - системе отсчета наблюдателя, мимо которого движется этот стержень. Согласно «теории» он обнаружит вращающий момент (3.1.2), действующий на движущийся мимо него стержень. По его мнению, под действием этого момента сил стержень должен повернуться согласно законам механики!

В следующих параграфах мы покажем, где «прячется» ошибка. А сейчас продолжим логический анализ. Цитируем далее: *«Если бы существовала преимущественная система отсчета, то вряд ли она покоилась бы относительно Земли. Поэтому поступательное движение Земли должно создавать вращательный момент в системе зарядов».*

Гипотеза о существовании *«преимущественной системы отсчета»*, как говорят, *«высосана из пальца»*. Выражения (3.1.1) и (3.1.2) были получены из уравнений электродинамики Лоренца безо всяких предположений о наличии абсолютной системы отсчета. Кроме этого, в формулах не фигурирует скорость движения зарядов относительно «абсолютной» системы отсчета. Ее даже искусственно (гипотетически) не потрудились ввести в уравнения!

*«Траутон и Нобл поставили опыт с плоским конденсатором, подвешенном на упругом подвесе, с целью обнаружить этот эффект. Однако крутящего момента обнаружено не было. Последующие опыты также дали отрицательный результат, хотя при скорости  $v$ , равной орбитальной скорости Земли, эффект мог быть легко обнаружен».*

Удивляет сама постановка эксперимента. Вращательный момент обнаруживается наблюдателем **только тогда**, когда стержень **движется мимо** него поступательно. Если стержень **неподвижен** в системе отсчета наблюдателя, **эффекта не будет!** Это следует из приведенных выше формул. Неужели это не ясно? Так и представляешь себе Траутона и Нобла, которые («не смыкая глаз, денно и нощно») следят за подвешенным заряженным конденсатором! Вроде бы *умные люди!*

Эксперимент Траутона и Нобла имеет прямую логическую связь с парадоксом близнецов. Представьте себе, что Траутон и Нобл изготовили два одинаковых конденсатора и зарядили их пластины разноименными зарядами. Пусть теперь Траутон движется относительно Нобла со своим конденсатором.

«Траутон! – орет Нобл, - мой конденсатор неподвижен, а на твой действует вращающий момент!». Траутон язвительно отвечает: «Перемерь еще раз! Это на мой конденсатор не действует вращающий момент. Я измерил и вижу, что момент сил действует именно на твой конденсатор!».

Аналогичная ситуация имеет место также в релятивистском случае [1] (см. Параграф 18.4, «Конвективный потенциал»). Там поступили проще. Автор написал: *«Положение полностью аналогично тому, которое было при рассмотрении парадокса рычага – вращательный момент компенсируется приростом момента импульса. Во всяком случае, равновесие есть свойство инвариантное относительно преобразований Лоренца».*

В этом мы, увы, **не убедились**. Пока не доказано, что *«равновесие есть свойство инвариантное относительно преобразований Лоренца»*. Итак, судьба несет нас к необходимости проанализировать «парадокса рычага», чтобы проверить эту версию.

## 2. «Парадокс рычага»

Релятивисты не проявляют «щедрости» при рассмотрении парадоксов и тщательно обходят эту тему. Описание этого парадокса можно встретить только *в некоторых* книгах, посвященных вопросам специальной теории относительности. Обратимся к работе [2], чтобы напомнить суть парадокса.

Пусть в системе  $K^0$  имеется рычаг с плечами  $L_x^0$  и  $L_y^0$ , изображенный на рис. 3.2, на которые действуют силы  $F_x^0$  и  $F_y^0$  соответственно. Рычаг уравновешен, т.е.

$$F_x^0 L_y^0 = F_y^0 L_x^0.$$

В системе К будем иметь:

$$L_y = L_y^0; \quad L_x = L_x^0 \sqrt{1 - (v/c)^2}; \quad F_x^i = F_x^{i0}; \quad F_y^i = F_y^{i0} \sqrt{1 - (v/c)^2}; \quad L_y = L_y^0$$

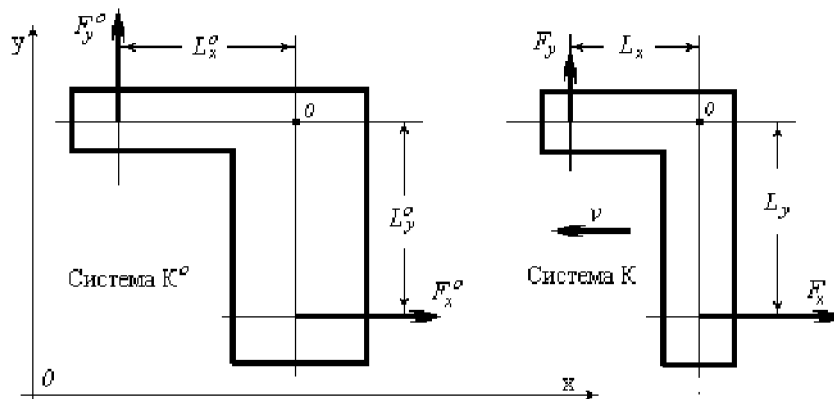


Рис. 3.2

Таким образом, в системе К на рычаг будет действовать не скомпенсированный момент сил, равный:

$$M = F_x L_y - F_y L_x = \frac{v^2}{c^2} F_x^0 L_y^0$$

Возникает вопрос: должен ли в согласии с законами механики рычаг повернуться под действием момента сил  $M$ ?

Обратимся к [2], сопроводив объяснение комментариями. Цитаты будем приводить как обычно курсивом.

*«...На первый взгляд мы приходим к странным выводам. Однако более тщательное рассмотрение показывает, что полученные выводы правильны и имеют **непринужденное** объяснение. Сначала приведем элементарное объяснение...*

*...Рассмотрим работу сил  $F_x$  и  $F_y$  в системе К. В системе К рычаг движется и в единицу времени сила  $F_x$  совершает работу  $-F_x v$ . Сила  $F_y$  не совершает работы, т.к. она направлена нормально к скорости рычага. Следовательно, на конце рычага в точке приложения силы  $F_x$  совершается работа и в единицу времени энергия в точке возрастает на величину  $-F_x v$ ».*

**Комментарий.** Итак, энергия изменяется. Очевидно, речь идет о потенциальной энергии. К сожалению, автор не поясняет: **что именно** означает «энергия рычага в точке». Разве энергия передается не всему рычагу, а только одной его точке? Читаем далее:

*«...Но это означает, что масса рычага в точке приложения силы в единицу времени возрастает на  $-F_x v/c^2$ . Умножив эту величину на скорость рычага  $v$ , найдем приращение импульса  $-F_x v^2/c^2$ . А момент импульса возрастает на величину  $F_x L_y v^2/c^2$ ». По мнению автора работы, это возрастание как раз и «компенсирует» вращающий момент  $M$ .*

**Комментарий.** Итак, масса рычага будет ежесекундно убывать на величину  $-F_x v/c^2$ . Пройдет время и от массы рычага ничего не останется. Она станет равной нулю. Что же тогда будет поддерживать равновесие? Затем она станет отрицательной. Во-первых, как это следует понимать? Во вторых, для объяснения парадокса жертвуется масса. Она становится зависимой от времени. Однако вновь возникает вопрос: «почему»? Почему в системе  $K^0$  масса постоянна, а в системе К она зависит от времени?

Центр тяжести объяснения парадокса передвинут с «не скомпенсированного момента сил» на «массу, зависящую от времени». Но объяснений этой новой зависимости не дано. Что это: софистика или паралогизм? Автор и сам, видимо чувствует порочность «элементарного» объяснения. Далее он пишет:

*«... Но в этом элементарном объяснении есть свои слабости. В СТО нет абсолютно жестких тел, и мы обязаны учитывать деформацию рычага, в предыдущем рассуждении полагалось, что рычаг не меняет свою форму...»*

**Комментарий.** Вот и вытаскивается гипотеза *ad hoc* об отсутствии в СТО абсолютно жестких тел. Это и есть современные аналоги средневековых «слонов» и «черепах». Далее автор утверждает, что в рычаге возникают «натяжения».

*«... Изменение этих натяжений должно как раз скомпенсировать момент сил. В принципе эта задача может быть решена, т.к. изгиб балки, закрепленной на одном конце (кем закреплен?, ведь рычаг может вращаться! – вопрос наш), может быть найден. Однако расчет провести затруднительно».*

Вот и все **непринужденное объяснение**, которое посулил нам автор в начале своего объяснения. Что же получается? Теория относительности предсказывает появление не скомпенсированного момента сил  $M$ , который действует на рычаг. Однако автор пытается доказать, что рычаг не должен вращаться. Неизбежен вопрос, что ошибочно: законы механики, утверждающие, что из-за момента сил должно быть *вращение*, или же СТО, которая предсказывает появление момента сил, *не существующего в действительности*? Ответ очевиден: мы имеем дело не с объяснением парадокса рычага, а с **путаницей** (или с подлогом = фальсификацией).

Здесь также, как и в эксперименте Траутона и Нобла, анализ можно свести к парадоксу близнецов. Достаточно снабдить двух наблюдателей одинаковыми хорошо уравновешенными рычагами, а затем этих наблюдателей с их рычагами разместить в разных инерциальных системах отсчета.

Отметим, справедливости ради, что в последующих изданиях этой книги кое-что из объяснений автор *удалил!* Но суть объяснения не изменилась.

### 3. Явление и сущность

В СТО известно много различных парадоксов, например следующие [3]:

1. «Парадокс рычага»
2. «Конвективный потенциал»
3. «Парадокс близнецов»
4. «Парадокс линейки» (сжатие масштаба)
5. Эксперимент Траутона и Нобла и т.д.

**Логическая** структура этих парадоксов **идентична**. Единая логическая структура парадоксов свидетельствует о наличии в них общей **логической (гносеологической)** ошибки при объяснении явлений. Примеры неудачного объяснения парадоксов рассмотрели в предыдущих параграфах.

Чтобы это понять источник парадоксов, рассмотрим простенький пример, который по своей логической структуре целиком **идентичен** релятивистским парадоксам.

Пусть два джентльмена одинакового роста входят в комнату, разделенную прозрачной невидимой перегородкой. Они не знают, что эта перегородка представляет собой большую двояковогнутую линзу. Первый джентльмен видит, что его коллега ниже

ростом. Второй джентльмен, сравнивая свой рост с ростом своего коллеги, убеждается, что выше он. Кто из них прав? Кто из них «выше» **на самом деле**?

Ответ на последний парадокс очевиден. Нельзя принимать мнимое изображение (**явление**) за действительный рост (характеристику **сущности**). Отождествление *кажущейся* высоты джентльмена с его *действительной* есть **истолкование явления как сущности** (*гносеологическая ошибка*). Остается посочувствовать студентам, которым «вешают лапшу на уши» и заставляют принимать «объяснения» парадоксов СТО, как абсолютную истину.

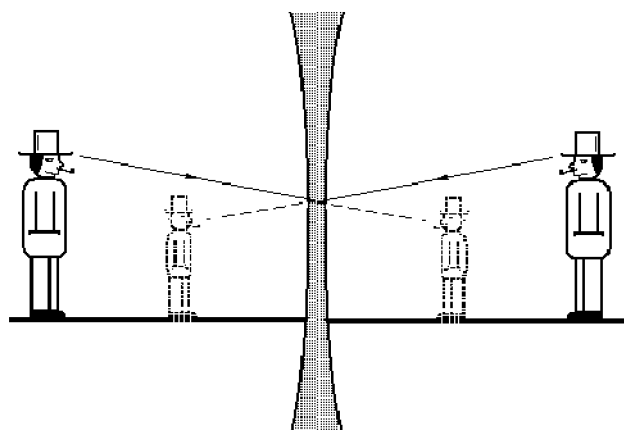


Рис 3.3

А что такое «гносеологическая ошибка»? Сейчас это понятие редко встретишь в философских работах, тем более в физике. Гносеология есть *теория познания объективной научной истины*. В узком смысле «гносеологическая ошибка» это неправомерная, ошибочная интерпретация явлений, вне зависимости от того, какой источник лежит в ее основании (промах, математическая ошибка, паралогизм, заблуждение и т.д.).

Например, рассматривая «замедление времени», Эйнштейн допустил гносеологическую ошибку. Суть ее в том, что **автор явление истолковывает как сущность**. Наблюдаемое «замедление» времени он посчитал «действительным» темпом времени движущейся системы отсчета. А чем отличается «явление» от «сущности»?

Поясним содержание философских категорий «явление и сущность» [4]. Сущность мы не можем увидеть или измерить непосредственно. Природу (как сущность явлений) мы познаем через явления. Рассматривая некий предмет через лупу, мы можем приближать этот предмет к лупе, удалять его, поворачивать и т.д. То, что при этом мы наблюдаем, как раз и есть различные **явления**. Расстояние до предмета, угол, под которым мы рассматриваем предмет, и т.д. все это есть **условия** наблюдения явления. Каждой совокупности условий отвечает соответствующий набор явлений.

Зависимость характеристик (параметров) явления от некоторого условия есть **закономерность**. Например, закон Ома выражает закономерность изменения потенциала на сопротивлении от величины тока, протекающего через это сопротивление. Или, например, зависимость углового размера видимого объекта от расстояния до него есть закономерность и т.д. Если мы имеем совокупность закономерностей, принадлежащих исследуемым явлениям, мы можем попытаться сформулировать **сущность**, лежащую в основе этих явлений.

Любое явление несет в себе **особенное**, т.е. то, что отличает одно явление от другого и то **общее**, то, что присуще **всем** явлениям рассматриваемой совокупности. Общее есть

именно то, что принадлежит сущности. Выделяя общие параметры (инварианты, симметрии и т.д.) и отсекая особенное, мы можем сформулировать содержание сущности, отвечающее совокупности рассматриваемых явлений и закономерностей.

**Поиск сущности** завершается выдвижением *гипотезы (теории, модели)*, которая отвечает объективной реальности и дает объяснение явлениям. Не следует думать, что переход от явлений к сущности прост. Для подобных переходов нет какого-то общего метода. Это **творческий** процесс, опирающийся на миропонимание (мировоззрение) ученого. Здесь всегда таятся скрытые «подводные камни», о которые выдвигаемая модель может разбиться.

Чтобы иметь ориентацию в этих философских «дебрях», полезно помнить простое правило, позволяющее отделить сущность от явления, а явление от сущности.

## **ЯВЛЕНИЕ ЗАВИСИТ ОТ УСЛОВИЙ ЕГО НАБЛЮДЕНИЯ**

### **СУЩНОСТЬ ОТ ТАКИХ УСЛОВИЙ НЕ ЗАВИСИТ.**

Условием регистрации явлений в СТО является **скорость относительного движения** объекта наблюдения и наблюдающего субъекта (относительная скорость ИСО). Если тот или иной параметр (величина, характеристика) **зависит** от условия наблюдения, она принадлежит к классу **явлений**. В противном случае она есть **сущностная** характеристика (сущность первого порядка, второго и т.д.).

Рассмотрим парадокс близнецов. «Темп жизни» неподвижного близнеца выше, чем движущегося. Чем больше скорость, тем медленнее «темп жизни» путешествующего индивида. Учитывая правило, мы должны сказать: «Наблюдаемый темп жизни есть **явление**, поскольку зависит от условия! (*поперечный эффект Доплера*)».

**Действительный темп** жизни (в силу симметрии и равноправия инерциальных систем) не зависит от выбора инерциальной системы отсчета.

Правы те ученые, которые рассматривают это явление как «*кинематическое*», т.е. «кажущееся», обусловленное движением. «**На самом деле**» в движущейся системе нет никакого замедления времени (сущность). **Время там течет в том же темпе**, что и в неподвижной системе отсчета. Наблюдаемое «замедление» есть обычный *поперечный эффект Доплера*. Точно также можно «расправиться» и с другими парадоксами СТО.

## **4. Физический и философский махизм**

**Подмена сущности явлением** это застарелая гносеологическая ошибка. Чтобы еще раз ее проиллюстрировать, обратимся к произведению В.И. Ленина «Материализм и эмпириокритицизм» (Критерий практики в теории познания):

*«Мы видели, что Маркс в 1845 году, Энгельс в 1888 и 1892 гг. вводят критерий практики в основу теории познания материализма. Вне практики ставить вопрос о том, «соответствует ли человеческому мышлению предметная» (т.е. объективная) «истина», есть схоластика, – говорит Маркс во 2-м тезисе о Фейербахе. Лучшее опровержение кантовского и юмистского агностицизма, как и прочих философских вывертов (Schrullen), есть практика, – повторяет Энгельс. «Успех наших действий доказывает согласие (соответствие, Übereinstimmung) наших восприятия с предметной» (объективной) «природой воспринимаемых вещей», – возражает Энгельс агностикам. Сравните с этим рассуждение Маха о критерии практики:*

*«В повседневном мышлении и обыденной речи противопоставляют обыкновенно кажущееся, иллюзорное действительности. Держа карандаш перед нами в воздухе, мы видим его в прямом положении; опустив его в наклонном положении в воду, мы видим его согнутым. В последнем случае говорят: «карандаш кажется согнутым, но в*

*действительности он прямой». Но на каком основании мы называем один факт действительностью, а другой низводим до значения иллюзии?.. Когда мы совершаем ту естественную ошибку, что в случаях необыкновенных все же ждем наступления явлений обычных, то наши ожидания, конечно, бывают обмануты. Но факты в этом не виноваты. Говорить в подобных случаях об иллюзии имеет смысл с точки зрения практической, но ничуть не научной. В такой же мере не имеет никакого смысла с точки зрения научной часто обсуждаемый вопрос, существует ли действительно мир, или он есть лишь наша иллюзия, не более как сон. Но и самый несообразный сон есть факт, не хуже всякого другого.»*

Далее Ленин пишет: «Справедливо, что фактом бывает не только несообразный сон, но и несообразная философия. Сомневаться в этом невозможно после знакомства с философией Эрнста Маха.». (Ленин В.И., Полн. Собр. Соч., 5 изд., т. 29, с. 227 «Материализм и эмпириокритицизм», раздел: «Анализ ощущений», стр. 18-19).

Наука имеет **мировоззренческий** характер. Следует отметить, что В.И. Ленин совершенно правильно громит Маха за его идеалистические «выверты». Однако он **упускает** из виду другую (философскую) проблему, которая заложена в цитате Маха. Итак, почему **«карандаш кажется согнутым»**, хотя **«в действительности он прямой»**? Так, о какой «пенек» споткнулся кумир Эйнштейна Мах? Что дало ему повод «утонуть» в идеализме?

Оказывается, Мах не понял различия между сущностью и явлением. Явление (кажущийся «сломанным» карандаш в стакане воды) он называет «иллюзией» и отождествляет эту «иллюзию» с реальностью. (*«В такой же мере не имеет никакого смысла с точки зрения научной часто обсуждаемый вопрос, существует ли действительно мир, или он есть лишь наша иллюзия, не более как сон»*). Если бы он правильно квалифицировал опыт, назвав «сломанный карандаш» объективным явлением, он вряд ли сделал бы идеалистические выводы.

Нужно различать **философский** идеализм и **физический** идеализм («махизм», как следствие философского). Философский идеализм это **философское** обобщение результатов «человеческой практики», сделанное Махом. Приведем одно из определений «махизма»:

**«Махизм** — субъективно идеалистическое направление в философии конца XIX начала XX в., основанное Э. Махом и Р. Авенариусом, **отрицающее объективное существование материального мира и рассматривающее вещи как комплексы ощущений индивидуума, как явления»**.

Мах был кумиром Эйнштейна. Видимо, не случайно Эйнштейн повторил ошибку Маха. Он тоже не смог отделить сущность от явления при интерпретации преобразования Лоренца (СТО). В противовес Маху Эйнштейн **не сделал** обобщающих философских выводов. Но он построил физическую теорию (СТО), в которой гносеологическая ошибка в объяснении явлений сыграла свою **негативную роль**, породив **парадоксы** (логические противоречия). СТО это – **физический** махизм или махизм в физике.

## 5. Релятивистский интеграл действия

Мы уклонились в философию, обнаружив гносеологические ошибки в СТО. Теперь мы возвращаемся к поиску ошибок в релятивистских теориях. Это важно, т.к. нам придется «согласовывать» результаты предыдущих глав с преобразованием Лоренца. Мы рассмотрим **релятивистский интеграл действия**. Этот интеграл строится по образу и подобию классического интеграла действия.

Итак, запишем релятивистский интеграл действия

$$S = \frac{1}{c} \int_{s_1}^{s_2} L(x_i, u_i) ds \quad (3.5.1)$$

где:  $L$  – функция Лагранжа для частицы, на которую действует внешнее поле;  $c$  – скорость света;  $x_i$  – 4-координата частицы ( $ict, x, y, z$ );  $u_i$  – 4-вектор скорости частицы.

$$ds = \sqrt{-(dx_i)^2} = \sqrt{c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2} \quad (3.5.2)$$

Известно, что 4-координата  $x_i$  зависит от  $s$ , и при дифференцировании ее по  $s$  мы имеем 4-скорость частицы.

$$x_i = x_i(s), \quad u_i = \frac{dx_i}{ds} = u_i(s) \quad (3.5.3)$$

Таким образом, параметр  $s$  должен играть ту же роль, что и параметр  $t$  в классической теории.

Изучая литературу, мы столкнулись с двумя вариантами построения интеграла действия релятивистской механики, которые будут рассмотрены ниже.

**Первый вариант.** Он изложен в [1], [5]. Здесь параметр  $s$  подобен параметру  $t$  в классической механике. При варьировании интеграла действия он остается неизменным ( $\delta ds = 0$ ). В результате мы имеем уравнение движения частицы по форме полностью соответствующее классическому уравнению (12.1.3).

$$\frac{d}{ds} \frac{\partial L}{\partial u_i} = \frac{\partial L}{\partial x_i} \quad (3.5.4)$$

Итак, внешняя форма соблюдена, и мы можем рассмотреть ее содержание на конкретном примере. Авторы [1], [5] для заряда в магнитном поле предлагают следующее выражение функции Лагранжа:

$$L = \frac{m_0 c^2 u_i^2}{2} + e u_i A_i \quad (3.5.5)$$

где:  $e$  и  $m$  заряд и масса заряда соответственно;  $A_i$  – 4-потенциал электромагнитного поля.

Используя уравнение (3.5.4), нетрудно найти следующее уравнение движения для заряда:

$$\frac{d}{ds} (m_0 c^2 u_i) = e \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} - \frac{\partial A_k}{\partial x_i} \right) u_k \quad (3.5.6)$$

Это и есть релятивистское уравнение движения, которое при  $v \ll c$  переходит в известное классическое уравнение:

$$m \frac{dv}{dt} = -e \text{grad} \phi - e \frac{d\mathbf{A}}{dt} + e \mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{A},$$

где  $\mathbf{A}$  и  $\phi$  – потенциалы электромагнитного поля;  $\mathbf{v}$  – скорость заряда.

Казалось бы, все прекрасно, но существует обстоятельство, свидетельствующее не в пользу этого варианта. В СТО есть одно важное тождество

$$(u_i)^2 + 1 = u_t^2 - u_x^2 - u_y^2 - u_z^2 + 1 = 0 \quad (3.5.7)$$

Учитывая это соотношение, можно показать, что выражение (3.5.5) фактически **не соответствует** своему классическому аналогу.

$$L_1 = -\frac{m_0 c^2}{2} + eu_i A_i = L \quad (3.5.8)$$

Очевидно, что из него мы не можем получить уравнение движения (3.5.6).

Более того, мы можем записать много других новых функций Лагранжа, которые равны предшествующей функции Лагранжа (3.5.5), и из них мы можем получить много других различных уравнений движения. Например, пусть функция Лагранжа равна:

$$L_2 = \frac{1}{2} m_0 c^2 u_i^{2K} (-1)^{K+1} + eu_i^{2N+1} (-1)^N A_i + (u_i^2 + 1) \Phi(x_i, u_i) = L = \frac{m_0 c^2 u_i^2}{2} + eu_i A_i \quad (3.5.9)$$

где:  $N$  и  $K$  – некоторые положительные целые числа ( $N, K = 0; 1; 2; \dots$ );  $\Phi(x_i, u_i)$  – произвольная скалярная функция, зависящая от  $x_i$  и  $u_i$ .

Теперь уравнение движения будет отлично от (3.5.6).

$$\frac{d}{ds} [m_0 c^2 K u_i + 2N e A_i + 2\Phi(x_i, u_i) u_i] = e \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_m} - \frac{\partial A_m}{\partial x_i} \right) u_m \quad (3.5.10)$$

Итак, мы можем получить **много различных** уравнений движения, изменяя  $K$ ,  $N$  и  $\Phi$ . Почему – это имеет место?

**Возможно**, что переменная  $s$  в СТО не может рассматриваться как независимая переменная подобно  $t$  в механике Ньютона. С одной стороны,  $s$  зависит от  $x_i$  (2.2), с другой,  $x_i$  должен зависеть от  $s$  (3.5.3). Благодаря этому, требование для вариационного исчисления нарушено. Как результат, рассмотренный вариант не может служить основой для математического формализма СТО.

В отличие от классической механики релятивистский интеграл действия дает множество различных уравнений движения, и неизвестно: какое из них отвечает объективной реальности?

**Второй вариант.** Другая версия интеграла действия приводится в учебнике [6]. Авторы [6] учитывают, что  $s$  зависит от  $x_i$ . Они дают новый интеграл действия:

$$S = \frac{1}{c} \int_{s_1}^{s_2} (-m_0 c^2 ds + e A_i dx_i) = \frac{1}{c} \int_{s_1}^{s_2} (-m_0 c^2 + e A_i u_i) ds = \frac{1}{c} \int_{s_1}^{s_2} L ds \quad (3.5.12)$$

Теперь правильный классический предел имеет место:

$$S = \int_{t_1}^{t_2} \left( \frac{m_0 v^2}{2} - e\phi + e\mathbf{v}\mathbf{A} \right) dt \quad (3.5.13)$$

Однако здесь мы сталкиваемся с другой проблемой. Новая общая форма уравнения движения отличается от классической. Более того, нарушение единственности решения также имеет место

$$\frac{d}{ds} \left( \frac{\partial L}{\partial u_i} - L u_i + \frac{\partial L}{\partial u_k} u_k u_i \right) = \frac{\partial L}{\partial x_i} \quad (3.5.14)$$

Итак, второй вариант также имеет трудности:

1. Основная форма уравнения движения отличается от классической.
2. Мы имеем бесконечный ряд уравнений движения.

## 6. Ортогональность вместо произвольности

Чтобы понять причины неудач релятивистского обобщения классического интеграла действия, рассмотрим общий вид вариации интеграла действия для двух вариантов.

**Первый вариант** [1], [5]. Он определяется условием  $\delta ds = 0$ .

$$\delta S = \delta \int_{s_1}^{s_2} L ds = \int_{s_1}^{s_2} \delta L ds = \int_{s_1}^{s_2} \frac{dL}{ds} \delta s ds \quad (3.6.1)$$

где  $\frac{dL}{ds} = \frac{\partial L}{\partial u_i} \frac{du_i}{ds} + \frac{\partial L}{\partial x_i} u_i + \frac{\partial L}{\partial s}$

Проинтегрируем выражение (3.6.1) по частям.

$$\delta S = L \delta s \Big|_{s_1}^{s_2} - \int_{s_1}^{s_2} L d\delta s = 0 \quad (3.6.2)$$

Первый член правой части равен нулю, поскольку концы траектории  $s_1$  и  $s_2$  жестко фиксированы и вариация в этих точках равна нулю по условиям вариации. Интеграл также равен нулю в силу соотношения  $\delta ds = 0$  ( $ds$  это инвариант).

Отсюда следует, что интеграл действия не имеет экстремумов. Его значение зависит только от пределов интегрирования и не зависит от формы траектории частицы. **Принцип наименьшего действия не имеет места.**

**Второй вариант** [6]. В этом варианте вариация  $\delta ds \neq 0$ . Запишем вариацию интеграла действия для этого варианта.

$$\delta S = \delta \int_{s_1}^{s_2} L ds = \int_{s_1}^{s_2} (\delta L ds + L \delta ds) = \int_{s_1}^{s_2} \left( \frac{dL}{ds} \delta s ds + L \delta ds \right) \quad (3.6.3)$$

Как и в предыдущем случае, мы проинтегрируем первый член в интеграле действия по частям.

$$\delta S = L \delta s \Big|_{s_1}^{s_2} + \int_{s_1}^{s_2} (-L d\delta s + L \delta ds) = 0 \quad (3.6.4)$$

Очевидно, что первый член правой части равен нулю по указанным ранее причинам, а второй должен быть тождественно равен нулю по результату интегрирования. Следовательно, для второго варианта справедливы те же выводы. Интеграл действия для второго варианта не имеет экстремумов. Его значение зависит только от пределов интегрирования и не зависит от формы кривой. **Принцип наименьшего действия вновь не имеет места.**

Теперь нам необходимо понять причину постоянства интеграла действия. Рассмотрим изменение длины отрезка  $x_i$  при бесконечно малой вариации  $\delta x_i$  и  $\delta s_{(i)} = \sqrt{-(\delta x_i)^2} \neq 0$ .

$$x_k = x_i + \delta x_i \quad (3.6.5)$$

Вычислим длину отрезков.

$$s_{(k)} = s_{(i)} - x_i \delta x_i \quad (3.6.6)$$

С другой стороны, изменение 4-отрезка в рамках преобразования Лоренца не может быть произвольным. Существует жесткое условие:

$$x_k = \alpha_{ki} x_i \quad (3.6.7)$$

где  $\alpha_{ki}$  – матрица преобразования Лоренца или обобщенного преобразования.

Из (3.6.7) следует, что длины сравниваемых отрезков (как истинные скаляры) должны быть равны друг другу, т.е.  $s(k) = s(i)$ .

Сравнивая это соотношение с выражением (3.6.6), получим  $x_i \delta x_i = 0$ . Иными словами, вариация  $\delta x_i$  всегда должна быть **ортогональна** 4-вектору  $x_i$ . Это соответствует обычному повороту 4-вектора в 4-пространстве или переводу 4-вектора из одной инерциальной системы отсчета в другую (рис. 3.4).

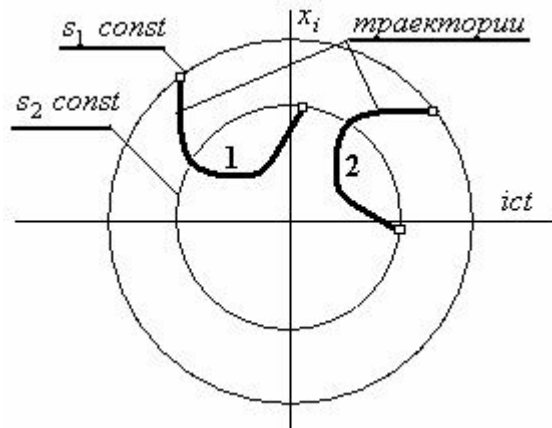


Рис. 3.4.

Пределы интегрирования  $s_1$  и  $s_2$  представляют собой две концентрических 4-поверхности, в которые «упираются» концы траектории частицы. При варьировании траектории эти концы свободно скользят по указанным поверхностям. Сама же траектория не претерпевает никаких изменений. Она вращается в 4-пространстве. Для сравнения, в классическом интеграле действия концы траектории жестко «зафиксированы» в точках  $t_1$  и  $t_2$ , а траектория изменяется.

Математический формализм Специальной теории относительности часто именуют «теорией инвариантов». В классической теории интеграл действия инвариантен относительно преобразования Галилея. Именно релятивистские инварианты (относительно преобразования Лоренца) являются слагаемыми современной формы релятивистской функции Лагранжа. Как известно, любой релятивистский инвариант сохраняет неизменным свое значение при повороте в 4-пространстве (при переходе из одной инерциальной системы в другую). Следовательно, вариация любого инварианта, образованного 4-вектором, всегда **ортогональна** этому 4-вектору. Например, вариация квадрата 4-вектора скорости (инвариант) равна нулю.

$$\delta u_i^2 = 2u_i \delta u_i = 2\delta(-1) = 0$$

Таким образом, изменение релятивистского интеграла действия всегда равно нулю не в силу произвольности вариации, а в силу **ортогональности** 4-вариации уравнению движения. Это справедливо для *каждого* релятивистского инварианта.

Чтобы подтвердить этот вывод, запишем из [6] конечное выражение, из которого получают формулу Лоренца.

$$\delta S = \int_{s_1}^{s_2} \left[ -mc \frac{du_i}{ds} + e \left( \frac{dA_k}{dx_i} - \frac{dA_i}{dx_k} \right) \right] \delta x_i ds = \int_{s_1}^{s_2} \left[ -mc \frac{du_i}{ds} + e \left( \frac{dA_k}{dx_i} - \frac{dA_i}{dx_k} \right) \right] u_i \delta s ds \quad (3.6.8)$$

Убедимся, что вариация интеграла равна нулю не в силу произвольности  $\delta x_i = u_i \delta s$ , а в силу ортогональности уравнения движения (выражение в квадратных скобках) и  $\delta x_i$ .

$$\begin{aligned}
a) \quad -mc \frac{du_i}{ds} u_i &= -mc \frac{d(u_i)^2}{2ds} = mc \frac{d}{ds} \left( \frac{1}{2} \right) = 0 \\
b) \quad e \left( \frac{dA_k}{dx_i} - \frac{dA_i}{dx_k} \right) u_i u_k &= e \left( \frac{dA_k}{dx_i} u_i u_k - \frac{dA_i}{dx_k} u_i u_k \right) = \left( \frac{dA_i}{dx_k} u_k u_i - \frac{dA_i}{dx_k} u_i u_k \right) = 0
\end{aligned} \tag{3.6.9}$$

В выражение (3.6.9) входят скалярные слагаемые, и мы имеем право заменить одновременно индексы  $i$  на  $k$ , а  $k$  на  $i$  в первом слагаемом. Именно благодаря **ортогональности** мы получаем счетное множество уравнений движения, поскольку к любому уравнению движения мы можем добавить произвольное слагаемое, ортогональное к  $\delta x_i$ . Вариация интеграла действия от этой процедуры не изменится и будет всегда равна нулю.

**Обобщение.** Рассмотренные выше выводы оказываются справедливыми и для интегралов действия, использующих плотность функции Лагранжа для получения уравнений полей.

$$S = \frac{1}{ic} \int \Lambda \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k}; A_i; \dots \right) d\Omega \tag{3.6.10}$$

где:  $\Lambda$  – плотность функции Лагранжа;  $d\Omega$  – элементарный 4-объем ( $dx \cdot dy \cdot dz \cdot icdt$ ).

Как мы писали выше, вариация любого инварианта, входящего в функцию Лагранжа, всегда **ортогональна** к вектору, образующему инвариант. Приведем примеры. Инвариант мы будем обозначать символом  $I$ .

$$I_1 = \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2; \quad \delta \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2 = 2 \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \delta \frac{\partial A_i}{\partial x_k} = \delta I_1 = 0 \quad \text{и т.д.}$$

$$I_2 = F_{ik}^2; \quad \delta F_{ik}^2 = 2F_{ik} \delta F_{ik} = \delta I_2 = 0$$

где  $F_{ik}$  – тензор электромагнитного поля.

Неоднозначность уравнений движения можно проиллюстрировать, сравнивая вариацию одного и того же инварианта в разных формах его записи. Например, варьируя  $A_k$ , имеем

$$\begin{aligned}
I &= j_k A_k; & \delta I &= j_k \delta A_k = 0 \\
I &= 5 j_k A_k - 4I; & \delta I &= 5 j_k \delta A_k - 4\delta I = 5 j_k \delta A_k = 0
\end{aligned}$$

где  $j_k$  не зависит от  $A_k$ .

Мы видим различные коэффициенты (или 1, или 5) при произведении  $j_k \delta A_k$ .

Следовательно, уравнения для электромагнитных и гравитационных полей, которые были получены с помощью «релятивистского принципа наименьшего действия», **неоднозначны**, а потому весьма сомнительны. Неоднозначными являются и законы сохранения.

**Приведем пример.** В Главе 1 мы записали функцию плотности лагранжиана для волн в двух вариантах, которые воспроизведены ниже.

$$\Lambda = -\frac{1}{2fK} \left( \frac{\partial A_i}{\partial x_k} \right)^2 + j_i A_i \tag{1.4.5} \quad \Lambda = -\frac{1}{2fK} \left( \frac{\partial^2 A_i}{\partial x_{jt}^2} \right) A_i + j_i A_i \tag{1.4.6}$$

Оба выражения дают одинаковые «уравнения движения», т.е. уравнения Максвелла в калибровке Лоренца. Форма закона сохранения энергии-импульса у них также одинаковая. Однако выражения для плотности энергии и плотности потока у них различны. Чтобы не загромождать деталями, мы дадим выражения только для вихревого компонента векторного потенциала в Таблице 2.

Какой вариант отвечает реальности?

«Блестящий математический формализм», которым всегда так гордились апологеты релятивистских теорий, на деле оказывается некорректным. Мефистофель, видимо, решил посмеяться над незадачливыми физиками-позитивистами.

Таблица 2

Вариант (1.4.5)	$\mathbf{S}_1 = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} \times \text{rot} \mathbf{A}_1$	$w_1 = \frac{1}{2\mu} [(\text{rot} \mathbf{A}_1)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial ct}\right)^2]$
Вариант (1.4.6)	$\mathbf{S}_1^* = -\frac{1}{\mu} \mathbf{A}_1 \times \frac{\partial \text{rot} \mathbf{A}_1}{\partial t}$	$w_1^* = \frac{1}{2\mu} [\mathbf{A}_1 \Delta \mathbf{A}_1 + \mathbf{A}_1 \frac{\partial^2 \mathbf{A}_1}{\partial (ct)^2}]$

Итак, чем дальше мы «влезает» в релятивизм, тем больше мы сталкиваемся со «странными» (парадоксальными) результатами. Соответственно, мы сталкиваемся с абсурдными (нелепыми с точки зрения логики) объяснениями этих результатов. Неужели среди «специалистов» нельзя найти здравомыслящих людей (нормальных, а не «зомбированных» обучением)?

#### Источники информации:

1. К. Пановски, М. Филлипс. Классическая электродинамика. – М: Мир, 1975.
2. В.А. Угаров. Специальная теория относительности. – М.: Наука, 1969.
3. М.В. Корнева, В.А. Кулигин. Парадоксы теории относительности на одно лицо <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8085.html>
4. М.В. Корнева, В.А. Кулигин., Г.А. Кулигина. Условие, явление, закономерность, сущность. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/11085.html>
5. Г. Голдштейн. Классическая механика. – М.: Наука, 1975.
6. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. – М: Физматгиз, 1961. (См. также: В.А. Кулигин. Интеграл действия релятивистской механики./ Проблемы пространства, времени, тяготения. С.-Петербург.: Политехника, 1997).

## Глава 4. Преобразование Лоренца для равномерного прямолинейного движения

### Введение (теория познания)

**О теории познания.** Определений понятия «гносеология» (теория познания, онтология) в литературе несколько, но они отличаются только частностями. Приведем одно из определений [1]:

*«Теория познания, гносеология, эпистемология, раздел философии, в котором изучаются проблемы природы познания и его возможностей, отношения знания к реальности, исследуются всеобщие предпосылки познания, выявляются условия его достоверности и истинности».*

В этом определении *отсутствуют* три важных элемента:

1. Термин *«теория познания»* это неполная запись категории. Материалистическая **теория познания** должна быть, прежде всего, **теорией познания объективной истины** (в любой предметной области), а не просто: «теорией познания» неизвестно чего.
2. Как следствие этого **теория познания** отыскивает и изучает наиболее общие **методы познания** объективной истины. Напомним, что философия - мать всех научных направлений. Во времена Ньютона физику именовали «Натурфилософия». Частно-научные методы исследований это «проекции» общих (философских) методов познания на конкретную предметную область.
3. Итак, допустим, что найдено научное положение, претендующее на статус «научной (объективной) истины». Теперь главной задачей **теории познания** является оценка научного положения на объективность его содержания. Следовательно, **теория познания** должна иметь **систему критериев**, чтобы отделить объективную истину от заблуждений и гносеологических ошибок. С такими ошибками мы имели дело в предыдущей главе.

Только при этих условиях теория познания (гносеология) сможет эффективно выполнять свои функции. В приведенном определении об этих важных функциях не упоминается. Отметим, что теория познания не отменяет конкретно-научные дисциплины и не подменяет их. Она выполняет над-теоретические функции, выискивая и исключая только **гносеологические** ошибки. Это очевидно, поскольку абсурдно для каждой **отдельной** физической теории создавать свои специальные системы критериев объективности. Это **субъективистский** подход, т.е. позитивистский подход с его лозунгом: «Наука сама себе философия»!

Проблема формулировки критериев научности (объективности) для оценки на научность полученных ученым теоретических выводов является в настоящее время **центральной** проблемой не только философии естествознания. Наиболее «продвинутыми» являются работы позитивиста К. Поппера, предложившего «принцип фальсифицируемости». Большого позитивисты так и не смогли предложить для решения этого вопроса.

Попытка сформулировать систему критериев научности для естествознания в рамках диалектического материализма рассмотрена в работе [2]. Среди критериев есть, например, такие критерии:

- Соответствие предсказаний теории экспериментальным данным.
- Правильная связь содержания физических терминов и философских категорий.

- Выполнение принципа причинности.
- Логическая непротиворечивость теории.
- Соответствие смежных теорий, описывающих общую предметную область и т.д.

В конце книги (Глава 11) мы к ним вернемся.

**Материя и ее атрибуты.** В.И. Ленин дал следующее определение понятию материя в работе «Материализм и Эмпириокритицизм». *«Материя это философская категория для обозначения объективной реальности, которая дана человеку в ощущениях его, которая копируется, фотографируется, отображается нашими ощущениями, существуя независимо от них».*

Научные физические теории описывают конкретные свойства материальных объектов, взаимодействие материальных объектов и т.д., протекающие в пространстве и времени. Как писали классики материализма: «пространство и время не простые свойства материи, а **коренные формы бытия материи**». Классический материализм рассматривает пространство и время как независимые друг от друга и от материальных объектов формы бытия материи. **Нельзя переносить свойства материальных объектов на пространство и время.** Современные физические теории современные физические теории игнорируют эти положения.

Например, в СТО из-за гносеологической ошибки пространство и время стали функциями наблюдателя, т.е. стали зависеть от его субъективного выбора инерциальных систем отсчета («сжатие масштаба», «замедление времени»). Действительно, пространство и время атрибуты материи и они неотделимы от материи.

**Пространство и время.** Время мы считаем однородным и единым для всех точек пространства. Пространство для нас однородно и изотропно. А можно ли проверить это экспериментально? Проверить неизменность темпа времени невозможно. Различие хода эталонных часов, размещенных в разных точках пространства всегда можно объяснить физическими причинами, например, полями, которые создаются материальными объектами вблизи каждого из сравниваемых часов. А «запомнить» эталонный интервал времени, измеренный в прошлом, и сравнить его с тем же интервалом в настоящем вообще невозможно.

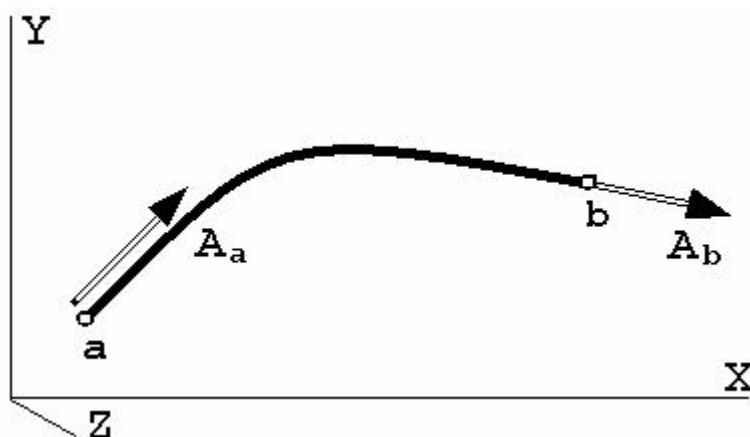


Рис. 4.1

Аналогичное положение имеет место для пространства. Как можно определить наличие кривизны траектории на плоскости в евклидовом пространстве?

- Мы возьмем две точки на кривой.
- Затем, построим касательную в первой точке и вектор, параллельный касательной.
- Затем перенесем этот вектор параллельно самому себе во вторую точку.
- Во второй точке проведем касательную и сравним ее направление с вектором. Если они параллельны, мы, возможно, имеем дело с прямой линией. Чтобы убедиться, можно проделать несколько измерений для разных точек.

Можно ли непосредственно обнаружить «кривизну» пространства? Видимо нет! Чтобы установить наличие кривизны пространства, поступим аналогично. В пространстве выберем две точки **a** и **b** (см. рис. 4.1). В точке **a** строим некоторый вектор  $\mathbf{A}_a$  и перемещаем его в точку **b**. Обозначим перенесенный вектор в этой точке как  $\mathbf{A}_b$ . Теперь мы имеем два вектора, которые мы можем сравнить. Если  $\mathbf{A}_a \neq \mathbf{A}_b$ , то можно утверждать, что пространство криволинейно.

Это «простое доказательство» имеет существенный изъян. Мы не можем сравнить вектора непосредственно. Для этого один из векторов мы должны перенести в точку, где находится первый вектор, например, перенести вектор  $\mathbf{A}_b$  в точку **a**. Однако перенести этот вектор «вне пространственным» способом, т.е. игнорируя свойства пространства, мы не можем. Например, при обратном переносе и сопоставлении исходного и перенесенного векторов оба вектора окажутся одинаковыми ( $\mathbf{A}_a = \mathbf{A}_b$ ). Необходима другая процедура сравнения.

Обозначим криволинейное пространство символом  $C(\zeta, \eta, \xi)$ . Оно занимает бесконечный объем. Теперь мы введем евклидово пространство  $E(x, y, z)$  в этом же бесконечном пространстве. Таким образом, один и тот же бесконечный объем теперь описывается двумя способами: с помощью  $C$  и  $E$ . Эти пространства как бы «вложены» одно в другое. Мы предположим для упрощения, что между точками двух пространств имеет место взаимно однозначное соответствие.

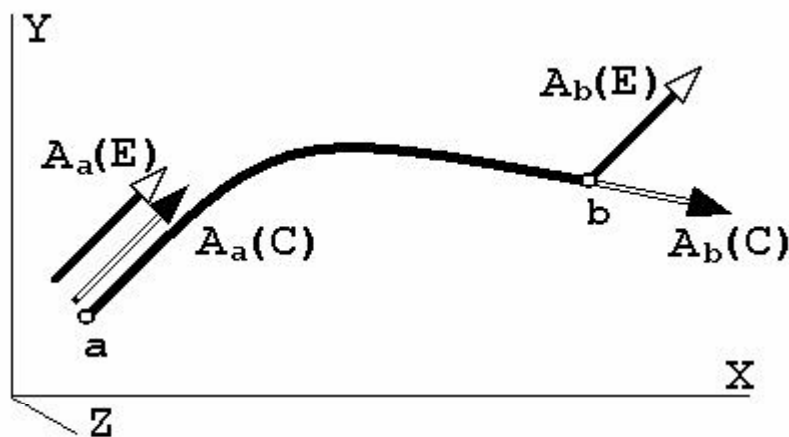


Рис 4.2

Рассмотрим теперь вновь процедуру сравнения векторов в криволинейном пространстве. Мы выбираем в точке **a** два равных по величине и направлению вектора  $\mathbf{A}_a(C)$  и  $\mathbf{A}_a(E)$  (рис 4.2). Они равны и параллельны друг другу. Теперь мы перемещаем оба вектора в точку **b**. Вектор  $\mathbf{A}_a(E)$  принадлежит евклидовому пространству. Он будет перемещаться параллельно самому себе:  $\mathbf{A}_a(E) = \mathbf{A}_b(E)$ . Второй вектор будет перемещаться «параллельно самому себе» в пространстве  $C$ . Сравнивая вектора  $\mathbf{A}_b(E)$  и  $\mathbf{A}_b(C)$  в точке **b**, мы можем обнаружить наличие кривизны пространства  $C$ , как показано на рис. 4.2, если между векторами имеется угол.

Итак, чтобы определить кривизну некоего пространства, мы должны дополнительно **иметь евклидово пространство**, по отношению к которому и определяется кривизна исследуемого пространства. Математики знают об этом. Физики же упускают из внимания этот важный факт. У них нет прямого способа экспериментально установить наличие «кривизны пространства».

В силу этого пространство и время в физических теориях **должны быть независимыми, т.е. отвечать материалистической концепции**. Появление «кривизны пространства (= пространства-времени) это незаконный **перенос свойств** определенного вида **материи** на ее **атрибуты** (на пространство и/или время)» **Пространство** в физических теориях всегда должно быть **евклидовым и общим** для любых (инерциальных или неинерциальных) систем отсчета, а **время** должно быть **единым** для них. Всякие измышления, что в СТО «пространство и время сливаются (*уж не в экстазе ли?*) в «единый мир», что это дальнейшее «развитие материализма» - полнейшая галиматья.

**ОТО.** В ОТО материя стала функцией геометрии пространства. И вновь благодаря присутствию **гносеологической ошибки!** Основой ОТО является **гипотеза А. Эйнштейна об эквивалентности инертной и тяжелой масс**. Обсудим ее. Для удобства обратимся к Википедии:

*«В нерелятивистской механике существует два понятия массы: первое относится ко второму закону Ньютона, а второе — к закону всемирного тяготения. Первая масса — инертная (или инерционная) — есть отношение негравитационной силы, действующей на тело, к его ускорению. Вторая масса — гравитационная — определяет силу притяжения тела другими телами и его собственную силу притяжения. Эти две массы измеряются, как видно из описания, в различных экспериментах, поэтому совершенно не обязаны быть связанными, а тем более — пропорциональными друг другу. Однако их экспериментально установленная строгая пропорциональность позволяет говорить о единой массе тела, как в негравитационных, так и в гравитационных взаимодействиях. Подходящим выбором единиц можно сделать эти массы равными друг другу».*

Релятивисты здесь не видят ошибок. Но они «не спрятались». Они видны сразу. Допустим, мы имеем два понятия «круглое лицо» и «веселый». Возможно, существует популяция людей с такими лицами и веселым нравом. Предположим, в данной популяции имеет место количественное равенство круглолицых и веселых. Но можно ли эти два отождествлять количественно? У нас нет гарантии, что мы не встретим грустных круглолицых. Слишком различны и независимы выбранные нами признаки отождествления.

Та же самая ошибка имеет место и в гипотезе об эквивалентности. Автор и его соратники не видят, что количественное отождествление есть (по существу) также отождествление **содержания понятий**: «круглое лицо» = «веселый»! Иными словами, количественное отождествление влечет за собой **концептуальное** отождествление (тождество *содержания* понятий). Именно это и имеет место в ОТО. В силу вышесказанного имеем следующее:

1. Если быть последовательными, то одно из понятий (либо инерция, либо гравитация) следовало бы исключить из употребления, т.к. мы имеем **«удвоение понятий»** (два понятия присвоены одному и тому же).
2. Почему этого не сделано? Причина проста. Инерция и гравитация отражают столь разные свойства, что элиминация одного из понятий порождает абсурд в физике. Это концептуально **не сопоставимые понятия**.

3. Важный тезис: «*Эти две массы измеряются, как видно из описания, в различных экспериментах, поэтому совершенно не обязаны быть связанными, а тем более — пропорциональными друг другу*». Тогда на чем же основывается объединение? На пустом месте.
4. Далее читаем: «*экспериментально установленная строгая пропорциональность*»! Вопрос: а до какого знака установлена эта пропорциональность? Наличие «пропорциональности», о которой говорится, еще не повод к отождествлению. Отношение заряда к массе у электрона тоже стабильно. А почему бы их также не объединить в одну кашу?

Гипотеза Эйнштейна **эклeктична**, поскольку отождествляемые количественные характеристики материи **несоразмерны концептуально (по качеству)**. **Экстраполяция** пропорциональности масс **на бесконечность** вещь пагубная (махизм). Это незаконная попытка, используя экстраполяцию экспериментальных результатов, «*подарить*» человечеству как бы **абсолютную истину**.

В физике **нет абсолютных истин**. Существует закон перехода количественных изменений в качественные изменения, и мера, когда это происходит. Подобная экстраполяция имеет **точку меры**, где она прервется. Гегель называл процесс экстраполяции в бесконечность «*дурной бесконечностью*».

Считается, что плотность энергии светового потока, деленная на квадрат скорости света, есть плотность гравитационной массы. Тогда должна существовать у света инерциальная плотность массы, численно равная гравитационной («круглое лицо» = «веселый»). Соответственно, должна у светового потока существовать плотность кинетической энергии! Но ведь этого нет! Мы имеем пример, в котором нарушен принцип эквивалентности («круглое лицо» = «угрюмый»).

Результат гносеологической ошибки – схоластика: «Черные Дыры», «Большие Взрывы», «Струны и суперструны» и т.д. Итак, ОТО необходимо считать необъективной (ненаучной) теорией по следующим причинам:

1. Гносеологическая ошибка в количественном отождествлении масс. Это означает, что массы при их изменении должны подчиняться одной и той же закономерности.
2. Эта ошибка влечет за собой вторую ошибку – концептуальное объединение содержания понятий в соответствии с предыдущим пунктом.
3. Даже *если допустить*, что упомянутая гносеологическая ошибка отсутствовала бы в теории, ОТО не является материалистической теорией. Чтобы она стала материалистической, необходимо дать объяснения явлениям, опираясь на **классические представления о пространстве и времени**. Гносеологическая ошибочность гипотезы Эйнштейна делает такой анализ ненужным.

Конечно, найдутся «эстеты» и «гурманы», которые обнаруживают в общей теории относительности и «блестящий математический формализм», и «изящность». Но это все наносное. Наука не может опираться на эмоции. Гносеологические ошибки лишают ОТО статуса научной теории и переводят ее в разряд фантастики.

**Равноправие систем отсчета.** Есть еще одна проблема, которая связана с движением в пространстве. Это проблема равноправия инерциальных систем отсчета. Видимо, эта проблема обусловлена ньютоновской механикой, уравнения движения которой и законы сохранения оказались **инвариантны относительно преобразования Галилея**.

А. Пуанкаре дал философское обобщение этого принципа, распространив его на классическую электродинамику. А. Эйнштейн попытался (крайне неудачно!) реализовать

это обобщение. Мы уже познакомились со Специальной теорией относительности А. Эйнштейна, которая нанесла удар по классическим представлениям. Позже мы покажем, каким образом можно непротиворечиво и без гипотез «связать» уравнения классической электродинамики с преобразованием Галилея, сохранив одновременно классические представления о пространстве-времени и преобразование Лоренца.

Сейчас мы рассмотрим философские аспекты равноправия инерциальных систем. Специальная теория относительности своими гносеологическими ошибками и «парадоксами» спровоцировала всплеск появления различных конкурирующих теорий. Среди которых есть баллистическая гипотеза Ритца и широкий спектр «эфирных» теорий. О недостатках эфирных теорий такой разговор необходим.

**Эфир.** Это понятие участвует во многих конкурирующих со СТО теориях. Эфир может иметь различную структуру: газоподобный, жидкий, твердотельный, кристаллический и т.д. Есть вещество - материальная среда и материальные объекты. Чем они отличаются от «эфира»? Начнем с того, что назовем веществом (субстанцией) все то, что имеет выделенную (**абсолютную**) систему отсчета, связанную с этой субстанцией. Например, такую (собственную) систему отсчета имеет любое твердое тело. Материальная среда состоит из элементарных материальных частиц, связанных друг с другом. Каждая такая частица также имеет свою систему отсчета. Но, вместе с тем, мы можем ввести абсолютные системы отсчета для локальных объемов, если среда газообразная или жидкая.

Во многих современных теориях мы встречаем эфир, который также имеет, подобно субстанциональным средам, **абсолютную** систему отсчета. В этом случае он ничем, кроме специфических свойств, не отличается от материальной среды. Наличие абсолютной системы отсчета роднит такой «эфир» и обычные среды. Здесь нужно отдавать себе отчет, что номенклатура (т.е. особый термин: «эфир») не меняет сути. Среда так и будет средой. В этом смысле такой эфир и среда подобны.

Однако распространение электромагнитных волн, независимость скорости распространения этих волн от выбора инерциальной системы отсчета и другие качества этих волн приводят к мысли, что эфир все же существует. Это *другой* эфир с другими свойствами. Такой эфир **не имеет** свойств - **атрибутов обычной среды**, т.е. ему нельзя приписать **абсолютную** систему отсчета. Его свойства **не зависят от выбора инерциальной системы отсчета**. Это обстоятельство может объяснить неизменность скорости света в разных инерциальных системах отсчета, интерференционные и другие явления, связанные со светом. Материальные среды в межзвездном пространстве, влияющие на скорость света, не отвергаются этим подходом.

**Заключительный вывод.** Остается сделать простой, но полезный вывод. Ученые исследуют свойства конкретных материальных объектов различной природы (вещество, поле и т.д.). Они устанавливают свойства этих объектов, опираясь на взаимодействия, протекающие во времени и пространстве. Главный вывод в том, что нельзя изучаемые свойства материальных объектов переносить на пространство и время или же приписывать их пространству и времени.

**Классические представления о пространстве и времени** должны стать базой **материалистической** физики. «Модные» веяния (например, квантование пространства или времени, СТО, ОТО и др.), в которых имеет место зависимость пространства и времени от материальных объектов или от наблюдателей, должны рассматриваться как гносеологически несостоятельные (ошибочные).

## 1. Способы отображения

Итак, в предыдущем параграфе мы установили, что физическая теория должна опираться на *материалистическое* понимание пространственно-временных отношений. Покажем это, предложив новую интерпретацию преобразования Лоренца.

С этой целью мы должны забыть, хотя бы на время, постулаты и принципы, положенные Эйнштейном в основы Специальной теории относительности. Мы должны вернуться в 1904 год, когда Пуанкаре первым обобщил принцип относительности Галилея [3]. Он распространил этот принцип на электродинамику. Принцип Пуанкаре отвергал существование абсолютной системы отсчета и рассматривал все инерциальные системы, как равноправные.

Формально уравнения Максвелла не подчинялись преобразованию Галилея. Они сохраняли инвариантность при других преобразованиях. Как показано в [4] существует класс преобразований, который сохраняет инвариантность уравнений Максвелла в любой инерциальной системе отсчета. Преобразование Лоренца есть частный случай большого класса преобразований.

Новая интерпретация отделяет материальные тела, квазистатические поля зарядов и поля гравитации от электромагнитных волн. Именно для волн используется преобразование Лоренца. Для материальных тел мы будем использовать преобразование Галилея. Здесь нет противоречия. Позже мы обсудим этот вопрос. В новой интерпретации мы сохраняем **евклидово пространство и единое время** для всех инерциальных систем отсчета.

В физике существуют два вида отображений материальных объектов в пространстве в систему отсчета наблюдателя.

1. **Классическое отображение.** Еще в школе, решая физические задачи механики, мы привыкли к тому, что положение тела в пространстве в данный момент времени отображается мгновенно (без каких либо искажений). Такое отображение опирается на мгновенную передачу информации. Классическое отображение никогда и ни у кого не вызывало подозрений в некорректности, хотя оно фактически опирается на *принцип мгновенного действия на расстоянии*.
2. **Отображение с помощью световых лучей.** Отображение с помощью световых лучей существует параллельно классическому способу. Оно имеет свои особенности. Свет (электромагнитные волны), как известно, способен переносить и передавать информацию. Однако эта информация в отличие от мгновенного отображения может восприниматься с искажениями. Искажения связаны с относительным движением источника и наблюдателя. Преобразование Лоренца описывает такой способ отображения информации.
3. Однако эти способы отображения не являются взаимоисключающими. Они *взаимосвязаны*. Всегда можно перейти от одного способа описания к другому, от мгновенного отображения к отображению с помощью световых лучей и обратно.

Особенность преобразования Лоренца в том, что оно отображает механическое перемещение объектов с помощью световых лучей и дает отображение, опираясь на принцип постоянства скорости света во всех инерциальных системах. Это обстоятельство накладывает определенные условия на объяснение явлений электродинамики.

Отображение с помощью световых лучей (преобразование Лоренца) пространственных отрезков и интервалов времени из одной инерциальной системы отсчета в другую имеет *кинематический характер*. Оно не связано с реальным изменением отображаемых объектов. Это было выяснено в предыдущей главе (Глава 3).

Сопоставляя системы отсчета движущегося наблюдателя и неподвижного источника света, мы можем выделить **базовую** систему отсчета. Это такая система отсчета, в которой световой источник *неподвижен*. В базовой системе отсчета отсутствует эффект Доплера, абберация света и другие явления. Параметры, измеренные в базовой системе отсчета, являются *эталоном* (стандартами), с которыми мы сравниваем те же параметры в движущейся системе отсчета. Мы будем **помечать индексом «0»**.

*Наблюдаемые* изменения (искажения), возникающие при отображении, когда наблюдатель переходит из системы отсчета, связанной с источником света, в другую систему, относятся к **явлениям** (о явлении и сущности см. в [5]). Например, наблюдаемое сокращение движущегося отрезка или наблюдаемое изменение темпа времени есть явление, т.е. *искаженное отображение* пространственного отрезка или интервала времени из *базовой* системы в систему отсчета движущегося наблюдателя.

Заметим, что в теории относительности А. Эйнштейна такой подход отсутствует. В ней явления истолковываются как реальные изменения, а не как кинематические явления. Это мы еще раз покажем на примере явления звездной абберации.

## 2. Абберация света

Представьте себе, что вы смотрите в зеркало и видите предметы, расположенные за спиной. Вы знаете, что видимые в зеркале предметы представляют мнимое изображение действительных предметов. С мнимыми изображениями мы встречаемся в школе. Телескопы, микроскопы, лупа – все эти приборы основаны на использовании **мнимого изображения**.

Однако с мнимым изображением мы можем столкнуться и без приборов. Ночью, рассматривая на темном небе звезду, мы забываем, что свет от нее идет к нам миллионы лет. За это время звезда успеет сместиться, и мы будем видеть ее мнимое изображение. Сама звезда в момент наблюдения невидима, т.е. будет находиться **в другом месте пространства**.

Угол между направлением на видимое положение звезды (мнимое изображение) и направлением на ее действительное положение называется **углом абберации**. Явление звездной абберации возникает только при наличии относительного движения между наблюдателем и наблюдаемым объектом. Такое относительное движение искажает видимое (мнимое) изображение движущегося объекта. Возникают другие явления, например, эффект Доплера (искажение интервалов времени), искажение некоторых размеров движущегося объекта. Искажение видимых размеров обусловлено изменением направления фронта волны из-за относительного движения. **Все эти искажения относятся к наблюдаемому (мнимому) изображению. Реальный объект при наблюдении не испытывает никаких искажений.**

Итак, пусть наблюдатель  $N$  движется относительно источника света  $S$  со скоростью  $V$ , как показано на рис. 4.3. Базовая система отсчета источника  $S$  (в которой покоится источник света) есть  $(x_0, y_0, z_0, t_0)$ .

В момент излучения светового импульса источником  $S$  наблюдатель будет находиться в точке  $N^*$ . В этот момент расстояние между наблюдателем  $N^*$  и источником  $S$  будет равно  $R = N^*S$  (мгновенное отображение).

В точке  $N$  световой импульс и наблюдатель  $N$  встречаются. Из-за движения наблюдателя направление фронта световой волны этот наблюдатель будет воспринимать *искаженным*. Воспринимаемый наблюдателем фронт не будет перпендикулярен направлению  $SN$ . Наблюдаемый фронт будет перпендикулярен линии  $SN^*$ . Видимое положение  $S^*$  строится на продолжении лучей из точки  $N$ .

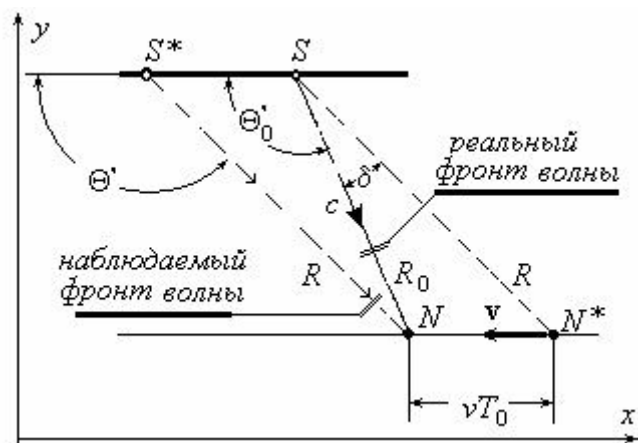


Рис. 4.3.  $v$  – скорость движения наблюдателя относительно источника;  $S^*$  – мнимое изображение источника в момент приема светового сигнала;  $S$  – действительное положение источника в тот же момент времени;  $R$  – расстояние, измеренное наблюдателем в момент приема сигнала;  $R_0$  – действительное расстояние между источником и наблюдателем в момент приема сигнала наблюдателем.

Это интересный и важный факт. Поскольку наблюдатель воспринимает фронт волны в искаженном виде (повернутым), он «достраивает» объект с его характеристиками, *продолжая лучи перпендикулярно фронту*. Это не субъективный, а объективный факт. То же делает и измерительный прибор, связанный с наблюдателем.

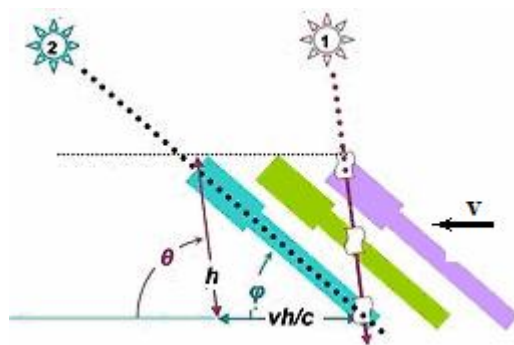


Рис. 4.4

Релятивистское объяснение aberrации на этом этапе ничем не отличается от приведенного выше (см. рис. 4.4 из Википедии). Действительное положение звезды в момент наблюдения соответствует точке «1» на рис. 4.4. Это мгновенное отображение положения наблюдателя и звезды. Однако наблюдатель будет видеть звезду в точке «2». Это мнимое изображение реального объекта «1». На этом сходство объяснений заканчивается.

Итак, мы убедились, что наблюдатель имеет дело с двумя объектами: с **действительным объектом** (*сущность*) и с его **мнимым изображением** (*явление*). Это важное обстоятельство релятивисты обходят. Действительное положение объекта описывается с помощью мгновенного отображения, а мнимое – с помощью достроенных световых лучей. Перейдем в систему отсчета наблюдателя (рис. 4.5). Здесь мы также имеем дело с явлением aberrации. Свет от источника  $S^*$ , идущий под углом  $\Theta$  к оси  $x$ , будет распространяться к наблюдателю конечное время. За время этого распространения источник переместится со скоростью  $V$  в новое положение  $S$ . Таким образом, *в момент приема* светового сигнала источник будет находиться уже в другом месте по отношению к наблюдаемому исследователем положению. Наблюдатель, принимая световой сигнал в точке  $N$ , «достраивает» световой луч в точку  $S^*$ . Он будет видеть мнимое изображение  $S^*$ .

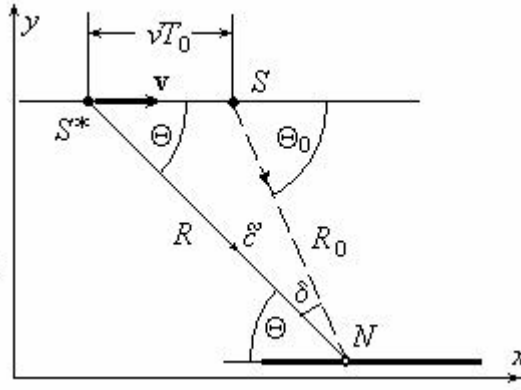


Рис. 4.5 Явления, происходящие в системе отсчета наблюдателя.

Таким образом, имеются два эквивалентных объяснения явления абберации, связанных с системами отсчета наблюдателя и источника света. Но оба они опираются на существование *реального* объекта и его *мнимого* отображения.

### 3. Количественные выражения для явлений

Опишем теперь количественно связи между переменными. Обратимся к рис. 4.5. Углы мы будем определять между направлениями вектора  $\mathbf{v}$  и направлением светового луча.

$$\begin{aligned} kR \cos \Theta &= k_0 R_0 \cos \Theta_0 + v T_0 \\ kR \sin \Theta &= k_0 R_0 \sin \Theta_0 \end{aligned} \quad (4.3.1)$$

Аналогичные уравнения можно записать, используя рис. 4.3.

$$\begin{aligned} kR \cos \Theta &= k_0 R_0 \cos \Theta_0 - v T_0 \\ kR \sin \Theta &= k_0 R_0 \sin \Theta_0 \end{aligned} \quad (4.3.2)$$

Системы уравнений (4.3.1) и (4.3.2) одинаковы, поскольку углы связаны соотношением  $\Theta_0 = \pi - \Theta'_0$  и  $\Theta = \pi - \Theta'$  (см. рис. 4.3 и 4.5), а время  $T_0 = R_0/c$ .

Запишем уравнения, на которые мы будем опираться

$$\sin \Theta_0 = \frac{\sin \Theta \sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta}; \quad \cos \Theta_0 = \frac{\cos \Theta - \frac{v}{c}}{1 - \frac{v}{c} \cos \Theta} \quad (4.3.3)$$

$$\sin \Theta = \frac{\sin \Theta_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 + \frac{v}{c} \cos \Theta_0}; \quad \cos \Theta = \frac{\cos \Theta_0 + \frac{v}{c}}{1 + \frac{v}{c} \cos \Theta_0} \quad (4.3.4)$$

Если внимательно рассмотреть рис. (4.3) и (4.5), то легко обнаружить следующее. Треугольники  $SMN^*$  на рис. (4.3) и  $SS^*N$  рис. (4.5) одинаковы. Это результат эквивалентности инерциальных систем отсчета. Поэтому явления будут иметь одинаковые объяснения, независимо от выбора системы отсчета.

## 4. Описание явлений

Как уже говорилось, мы не отвергаем математический формализм преобразования Лоренца. Мы исправляем ошибки и даем ему новую интерпретацию.

Новая интерпретация опирается на классические представления о пространстве и времени. Пространство является **общим** для всех инерциальных систем отсчета, а время для них **единым**. Свет рассматривается как переносчик информации, который передает эту информацию с искажениями. Сразу же отметим, что «парадокс близнецов» исчезает (время едино для всех систем отсчета). Темп жизни близнецов не зависит от выбора системы отсчета и одинаков. Кажущееся «замедление» темпа жизни движущегося близнеца обусловлено эффектом Доплера.

Подобно преобразованию Галилея, преобразование Лоренца описывает *кинематические явления*, т.е. явления, обусловленные относительным движением наблюдателя и объекта наблюдения. Преобразование Лоренца показывает, как отображаются с помощью световых лучей линейные отрезки, пространственные интервалы и т.д. из базовой системы отсчета в систему отсчета наблюдателя. Вся эта отображенная информация относится к **мнимому объекту**. Она является объективной. Реальный объект не испытывает никаких искажений!

Из-за относительного движения наблюдателя и источника преобразование Лоренца отображает пространственные отрезки и временные интервалы с искажениями.

$$\Delta x_0 = \frac{\Delta x - v_{\text{лор}} \Delta t}{\sqrt{1 - (v_{\text{лор}} / c)^2}}; \Delta y_0 = \Delta y; \Delta z_0 = \Delta z; \Delta ct_0 = \frac{\Delta ct - v_{\text{лор}} \Delta x / c}{\sqrt{1 - (v_{\text{лор}} / c)^2}} \quad (4.4.1)$$

Теперь мы можем обсуждать явления, вытекающие из преобразования Лоренца.

Поскольку мы не меняем математического формализма преобразования Лоренца, нам нет необходимости выводить известные соотношения. Они имеются в любом учебнике. Ниже мы приведем их, снабдив их краткими комментариями.

**4.1. Наблюдаемая скорость движения объекта (явление).** Пусть источник излучения покоится в базовой системе отсчета  $K_0$ , а наблюдатель в движущейся системе  $K$ . Наблюдаемая скорость движения  $v$  мнимого источника в  $K$  зависит от угла наблюдения  $\Theta$ . Скорость  $v_{\text{лор}}$  это скорость, входящая в преобразование Лоренца в качестве относительной скорости инерциальных систем отсчета. Наблюдаемая скорость равна

$$v_{\text{набл}} = \frac{\Delta x}{\Delta T} = \frac{v_{\text{лор}}}{1 - \frac{v_{\text{лор}}}{c} \cos \Theta} \quad (4.4.2)$$

Она может *превышать* скорость света в вакууме.

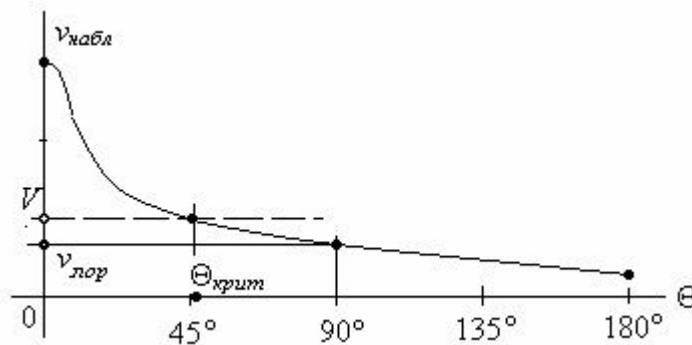


Рис. 4.6

Полученный результат имеет интересные следствия. Когда мнимый источник света виден наблюдателю под углом  $\Theta = 90^\circ$ , мы имеем  $v_{набл} = v_{лор}$ . Здесь *наблюдаемая* скорость совпадает с той скоростью, которая входит в преобразование Лоренца. Но это не означает, что скорость  $v_{лор}$  является действительной скоростью относительного движения. Она искажена эффектом Доплера.

**4.2. Критический угол наблюдения.** В преобразовании Лоренца здесь существует критический угол наблюдения, при котором отсутствует эффект Доплера. Этот угол равен

$$\Theta_{кр} = \arccos \frac{1 - \sqrt{1 - (v_{лор}/c)^2}}{v_{лор}/c} \quad (4.4.3)$$

Интересно отметить следующее.

1. Во-первых, что при критическом угле наблюдения *отсутствуют искажения* при отображении интервалов времени и длин отрезков (нет явлений «замедления» времени и «сжатия» масштаба  $\Delta x = \Delta x_0$ ;  $\Delta y = \Delta y_0$ ;  $\Delta z = \Delta z_0$ ;  $\Delta t = \Delta t_0$ ).
2. Во вторых, существование критического угла позволяет всегда осуществлять «*синхронизацию часов*» двух инерциальных систем (одна из проблем СТО), если посылать сигналы синхронизации под этим углом.
3. В третьих, можно найти *действительную скорость относительного движения* инерциальных систем отсчета. Для этого обратимся к рис. 4.6, где приведен график наблюдаемой скорости.

Действительная скорость относительного движения инерциальных систем наблюдается только *при критическом угле наблюдения*. Только при этом угле наблюдения отсутствуют искажения отрезков и интервалов времени:

$$\Delta x = \Delta x_0; \Delta y = \Delta y_0; \Delta z = \Delta z_0; \Delta t = \Delta t_0.$$

Действительная скорость относительного движения не зависит от угла наблюдения (в отличие от наблюдаемой скорости), постоянна и равна

$$V = \frac{\Delta x_{лор}}{\Delta t_0} = \frac{\Delta x}{\Delta t} \Big|_{\Theta=\Theta_{кр}} = \frac{v_{лор}}{\sqrt{1 - (v_{лор}/c)^2}} \quad (4.4.4)$$

Выражая в преобразовании Лоренца скорость  $v_{лор}$  через  $V$ , можно записать модифицированное преобразование, которое имеет вид [4]

$$\Delta x_0 = \sqrt{1 + (V/c)^2} \Delta x - V \Delta t; \Delta y_0 = \Delta y; \Delta z_0 = \Delta z; \Delta ct_0 = \sqrt{1 + (V/c)^2} \Delta ct - V \Delta x/c \quad (4.4.5)$$

Это *модифицированное преобразование*.

Скорость  $V$ , входящая в преобразование, это действительная скорость относительного движения двух объектов: наблюдателя и объекта наблюдения. Она вычисляется по **классическому** правилу сложения скоростей (*правило параллелограмма*). По этой причине нет необходимости использовать формулы сложения скоростей Эйнштейна и использовать групповые свойства преобразования Лоренца. Нет необходимости в последовательном использовании этого преобразования при переходе из одной системы отсчета в другую. Здесь достаточно воспользоваться классическими правилами.

Наблюдаемая скорость и критический угол, выраженные через скорость  $V$ , имеют вид:

$$v = \frac{\Delta x}{\Delta t} = \frac{V}{\sqrt{1 + (V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta} \quad \Theta_{кр} = \arccos \frac{\sqrt{1 + (V/c)^2} - 1}{V/c}$$

**Иллюстрация!** Введение действительной скорости относительного движения позволяет дать новую интерпретацию релятивистским явлениям, например, «увеличению времени жизни» мезонов, как бы «подтверждающему» СТО. Расстояние, проходимое мезонами, равно

$$R = v_{\text{лор}} \frac{T_0}{\sqrt{1 - (v_{\text{лор}}/c)^2}}$$

Мы можем эту формулу интерпретировать иначе. Запишем ее в другой форме

$$R = T_0 \frac{v_{\text{лор}}}{\sqrt{1 - (v_{\text{лор}}/c)^2}} = T_0 V$$

Время жизни мезонов *не зависит от выбора инерциальной системы отсчета*, а их действительная скорость относительного движения не зависит от угла наблюдения и *может превышать скорость света*. Факт этот не может быть неожиданным, поскольку в Главе 2 мы установили **законность** мгновенного действия на расстоянии в электродинамике и механике.

**4.3. Искажение наблюдаемого расстояния (явление).** Расстояние  $R_0$  это действительное расстояние между наблюдателем и положением источника света (мгновенное отображение) в **момент приема**, (наблюдения), а  $R$  – видимое (наблюдаемое, кажущееся) расстояние в момент приема (рис. 4.3).

$$R/R_0 = \frac{\sin \Theta_0}{\sin \Theta} = \frac{1}{\sqrt{1 + (V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta} = \frac{\sqrt{1 - (v_{\text{лор}}/c)^2}}{1 - \frac{v_{\text{лор}}}{c} \cos \Theta} \quad (4.4.6)$$

**4.4. Закон «искажения».** Выражение (4.4.6) напоминает закон Снелиуса, когда свет проходит из одной среды в другую. Поэтому по аналогии величину отношения синусов мы назовем законом «искажения» и введем «показатель искажения»  $n_{\text{лор}}$ . Этот параметр нам будет часто встречаться в дальнейшем.

$$n_{\text{лор}} = \frac{\sin \Theta}{\sin \Theta_0} = \sqrt{1 + (V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta \quad (4.4.7)$$

**4.5. Искаженное отображение скорости света (явление).** Обратимся к выражению (4.4.7). Здесь возникает интересная ситуация.

1. Свет в любой инерциальной системе отсчета имеет одну и ту же скорость  $c$ .
2. Время  $T_0 = R_0/c$ , затраченное на прохождения расстояния  $R_0$ , должно быть тем же и системе отсчета наблюдателя и источника (время едино!).
3. В силу того, что расстояние  $R$  отличается от  $R_0$ , мы должны признать, что наблюдаемое (*мнимое*) расстояние  $R$  свет проходит с другой (*мнимой*) скоростью.

Наблюдатель может сказать, что свет прошел расстояние  $R = S^*N$  за время  $T_0$ .

Следовательно, свет должен был бы распространяться со скоростью  $\tilde{c}$  (рис. 4.3), в то же время наблюдатель реально будет измерять в своей системе скорость  $c$ . Эта «трансформация» скорости возникла из-за относительного движения.

Запишем выражение для этой скорости

$$\tilde{c} = \frac{c}{-\frac{V}{c} \cos \Theta + \sqrt{1 + (V/c)^2}} = \frac{c}{n_{\text{лор}}} \quad (4.4.8)$$

Заметим, что при распространении вдоль  $SN$  и вдоль  $S^*N$  в системе отсчета наблюдателя число длин волн, укладываемых вдоль  $R$  и  $R_0$ , одинаково.

$$\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_0 = \mathbf{k} \mathbf{R} = 2\pi m \quad \text{и} \quad \omega_0 T'_0 = \omega T' = 2\pi m$$

Это позволяет быстро описать эффект Доплера.

**4.6. Эффект Доплера (явление).** Выражение для эффекта Доплера можно получить стандартным способом, но мы можем воспользоваться полученным выше простым соотношением. Учитывая, что  $T'_0 = R_0/c$ ,  $T' = R/c$ , получим

$$\omega = \omega_0 \frac{T'_0}{T'} = \omega_0 \frac{R_0}{R} \quad \text{или}$$

$$f = \frac{f_0}{\sqrt{1+(V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta} = \frac{f_0}{n_{\text{лор}}} = \frac{f_{\text{лор}} \sqrt{1-(v_{\text{лор}}/c)^2}}{1 - \frac{v_{\text{лор}}}{c} \cos \Theta} \quad (4.4.9)$$

**4.7. Абберация света (явление).** Угол абберации, определим как угол, связанный с изменением направления фронта волны воспринимаемого движущимся наблюдателем по отношению к направлению фронта волны в базовой системе отсчета. Из рис. 4.5 легко найти соотношение для угла абберации

$$\cos \delta = \frac{(\mathbf{R} \mathbf{R}_0)}{R R_0} \quad (4.4.10)$$

## 5. Наблюдение движущегося объекта

Допустим, что движущийся объект это линейка длиной  $\Delta x_0$ , измеренная в собственной системе  $K_0$ , ориентированная вдоль вектора скорости  $\mathbf{v}$ . Нетрудно видеть, что наблюдаемая длина линейки к системе  $K$  будет зависеть от скорости  $\mathbf{v}$  и угла наблюдения  $\Theta$ . Кажущаяся длина линейки есть:

$$\Delta x = \frac{\Delta x_0}{n_{\text{лор}}} = \frac{\Delta x_0}{\sqrt{1+(V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta} \quad (4.5.1)$$

В общем случае измеряемая длина может быть как больше, так и меньше истинной длины линейки в зависимости от угла наблюдения  $\Theta$ .

Формула, связывающая  $\Delta x$  и  $\Delta x_0$ , позволяет получить очень важное соотношение. Для этой цели умножим  $\Delta x$  на  $\sin \Theta$  и преобразуем это произведение.

$$d = \Delta x \sin \Theta = \frac{\Delta x_0}{\sqrt{1+(V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta} \sin \Theta = \Delta x_0 \sin \Theta_0$$

или

$$\frac{\Delta x}{\Delta x_0} = \frac{\sin \Theta_0}{\sin \Theta} = \frac{1}{n_{\text{лор}}} \quad (4.5.2)$$

Физический смысл полученного выражения можно проиллюстрировать рисунком 4.7.

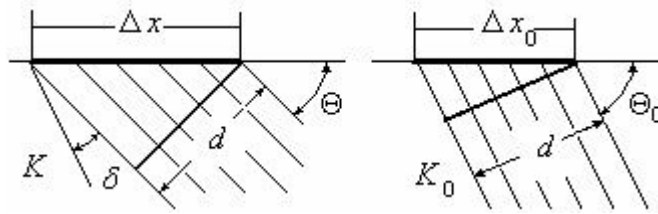


Рис 4.7

Величина  $d$  это толщина светового луча. Она сохраняется постоянной в любой инерциальной системе отсчета. Если учесть, что ширина этого луча не зависит от выбора инерциальной системы отсчета, можно сформулировать закон при переходе наблюдателя из одной инерциальной системы отсчета в другую. Световой луч при переходе "поворачивается" на угол  $\delta = \Theta_0 - \Theta$  и частота колебаний меняется. Этот факт мы установили в формуле (4.4.7)

**5.1. Наблюдаемая форма движущегося объекта.** Полученное соотношение можно с успехом использовать для описания видимой формы движущегося объекта. Пусть мимо нас со скоростью  $v$ , параллельной оси  $x$ , пролетает куб, ориентированный по осям  $x, y, z$  или  $x', y', z'$ .

Конечно, если куб находится очень далеко от нас, то человеческий глаз увидит плоское изображение. Однако если человек знает, что форма предмета куб, его мозг быстро восстановит "изображение". Наблюдателю будет казаться, что летящий куб "развернут" на угол  $\delta$  по отношению к своей истинной ориентации.

Для полноты картины на рис. 4.8 приведена серия изображений движущегося объекта (куба зеленого цвета), воспринимаемых наблюдателем для нескольких углов наблюдения  $\Theta$ . Отметим следующее:

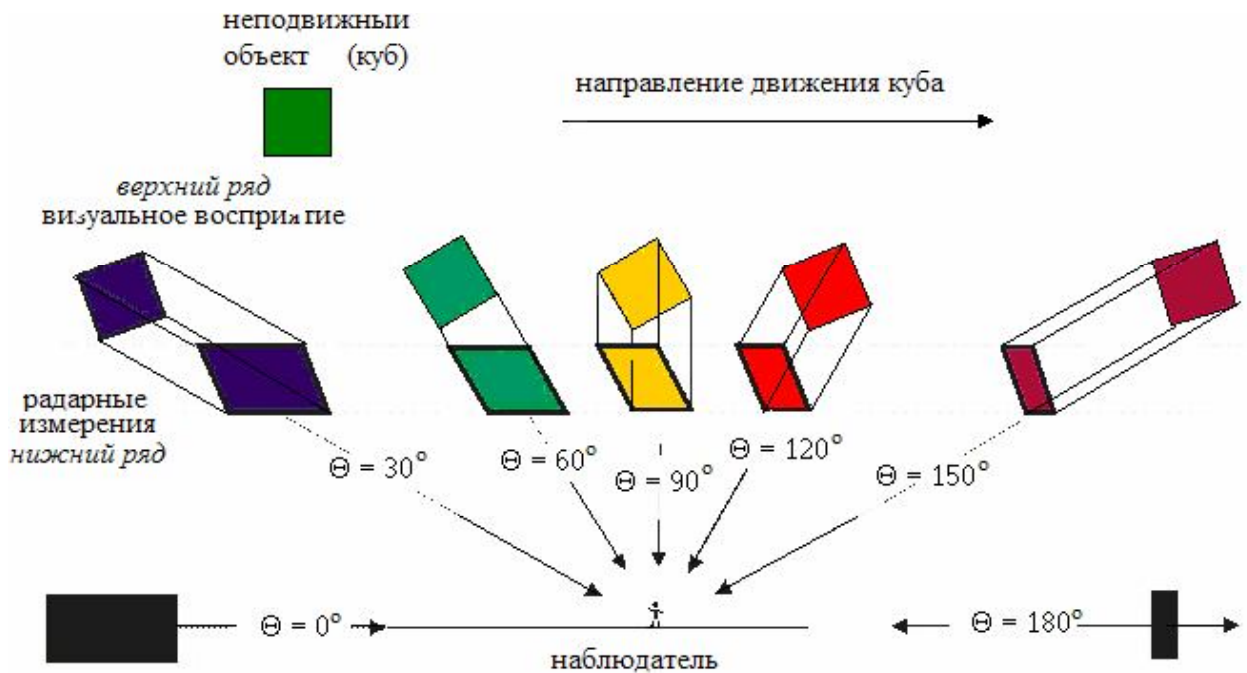


Рис 4.8.

а) Наблюдаемая форма куба сохраняется, но изображение оказывается повернутым на угол  $\delta$ . Ориентация куба в движении напоминает фигуру высшего пилотажа под названием "кобра".

б) Цвет куба меняется от ультрафиолетового до инфракрасного. Изменение цвета - явление, известное под названием эффект Доплера.

Описанная выше визуальная форма движущегося куба есть сугубо субъективное явление, полученное при участии головного мозга, т.е. *иллюзия*. Это *субъективная кажимость* (как говорят: "обман зрения"). Теперь необходимо рассмотреть объективное явление, т.е. то, что мы будем *измерять на самом деле*.

**5.2. Измеряемая форма движущегося объекта.** Оставим в стороне иллюзии, связанные с субъективным человеческим восприятием (оптической иллюзией). Реальная форма объекта может быть получена методами радиолокации или иными объективными методами измерений расстояния с помощью световых лучей (лазер, например) или электромагнитных волн. Однако нам нет необходимости использовать столь сложные средства, поскольку мы знаем следующие результаты, вытекающие из преобразования Лоренца:

- закон "искажения" светового луча в СТО;
- независимость поперечных координат ( $y = y'$  и  $z = z'$ ) от выбора инерциальной системы отсчета в СТО.

Из рис. 4.8 видно, что объективные измерения свидетельствуют следующее. Движущийся куб имеет отнюдь не кубическую форму. Куб будет иметь форму параллелепипеда со скошенными торцами. Наблюдаемая форма движущегося куба будет меняться при его движении. Цвет куба также изменяется (эффект Доплера).

**5.3. Явление изменения ракурса движущегося источника (явление).** С явлением изменения направления наблюдаемого фронта волны прямо связано явление изменения ракурса наблюдаемого источника. В системе отсчета источника лучи к наблюдателю распространяются под углом  $\Theta_0$ . Благодаря относительному движению наблюдатель будет воспринимать фронт волны так, как будто лучи подходят к нему под углом  $\Theta$  (рис. 4.9). Из-за этого, как мы уже знаем, наблюдаемый объект будет казаться для него повернутым на угол аберрации, как показано на рис. 4.9. Это явление, поскольку мы говорим о мнимом изображении. Сам объект не меняет своей ориентации в пространстве. Явление изменения ракурса имеет прямую связь с явлением либрации. Любое изменение угла аберрации обуславливает изменение ракурса (влечет за собой либрацию).

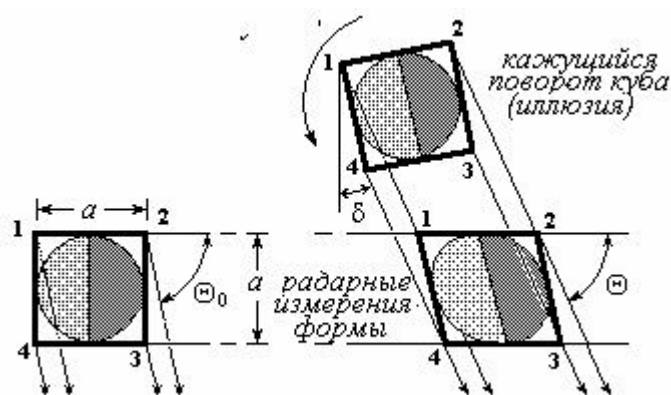


Рис. 4.9 1 - направление лучей в системе отсчета источника излучения; 2 – направление лучей воспринимаемых наблюдателем в своей системе отсчета.

Итак, мы рассмотрели явления, связанные и искажениями наблюдаемого мнимого изображения объекта. Реальный объект, как вы понимаете, не испытывает никаких искажений. Сразу же можно отметить промах Эйнштейна. Распространяя преобразование Лоренца на все без исключения, он так и «не понял», что *превращает действительные объекты в их мнимые отображения*, полученные с помощью световых волн. Он рассматривал мнимые изображения (на всем серьезе) как «действительные объекты». Это положение является ключевым для понимания ошибок Эйнштейна. Вторым крупным промахом явилось распространение преобразования Лоренца на все без исключения явления материального мира.

Теперь можно обратиться к «мысленным экспериментам» А. Эйнштейна.

## 6. “Gedanken experiments”

Анализ теории относительности А. Эйнштейна невозможен без анализа электродинамики. Исследуя проблемы электродинамики, мы получили результаты, которые до сих пор не нашли отражения в научной литературе.

Оказалось, что электромагнитные поля волны и поля зарядов обладают различными свойствами (Глава 1 и Глава 2). Поэтому переход от волновых полей к квазистатическим полям принципиально невозможен.

1. В общем случае при ускоренном движении заряды не могут излучать электромагнитных волн. Они могут переизлучать волны, только когда они взаимодействуют с электромагнитной волной [6], [7]. Действительно, волна может воздействовать на заряд и менять его кинетическую энергию. При этом сама волна меняется. Реакцией заряда на это воздействие является рассеяние волны зарядом. На фоне невозмущенной волны появляется переизлученная волна, которая распространяется от заряда (диссипативный процесс).

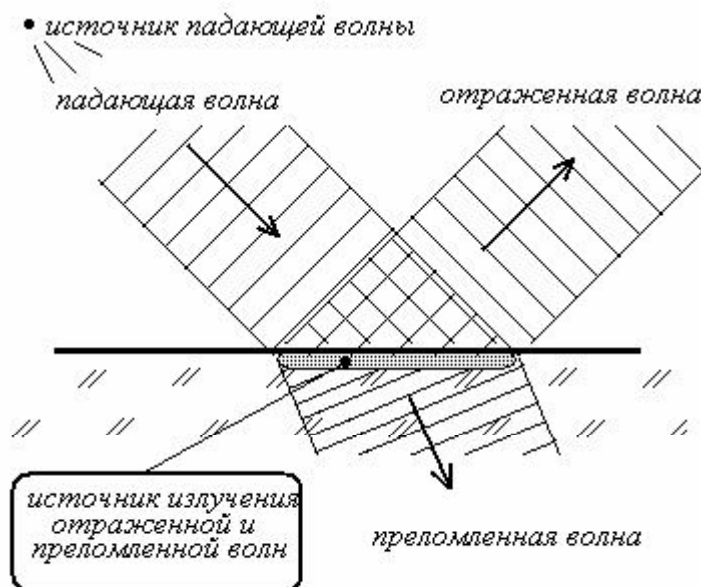


Рис. 4.10

2. С этой точки зрения любой заряд или материальное тело становится источником вторичного излучения. Для отраженной и преломленной волн независимо от движения первичного источника точка отражения в среде является *источником вторичного излучения*. С ней связана базовая система отсчета вторичных волн.
3. Заметим, что электромагнитная волна в *вакууме* отличается от электромагнитной волны в *среде*. Распространение волны в среде связано с самой средой. Для

описания поведения волны в среде применимы приемы и методы, используемые сторонниками теории эфира. Этот важный факт остался вне поля зрения физиков.

4. Если точка падения падающего луча перемещается по поверхности, тогда вместе с освещенной лучом областью (вторичный источник), перемещается базовая система отсчета.

Теперь мы можем приступить к анализу второго мысленного эксперимента А. Эйнштейна. Этот мысленный эксперимент можно проводить не только с зеркалом, но и с любым материальным телом, которое способно отражать электромагнитные волны (свет).

Пусть тело движется относительно наблюдателя. Мы посылаем к нему световой импульс и принимаем импульс, который отражен от него. Затем мы сравниваем результаты, полученные для двух инерциальных систем отсчета («тело» и «наблюдатель»). Мы разделим этот процесс на две стадии:

1. Распространение света от наблюдателя к движущемуся телу,
2. Распространение отраженного сигнала обратно к наблюдателю.

Рассмотрим процесс в системе отсчета, *связанной с наблюдателем* (рис. 4.11).

**Первая стадия.** В момент  $t_1$ , когда движущееся тело проходит точку 1, наблюдатель посылает световой сигнал в точку 2. В момент времени  $t_2$  сигнал встречается в точке 2 с телом. Поскольку источник света покоится в базовой системе отсчета, световой луч пройдет расстояние  $R_{01}$  без искажений для наблюдателя.

**Вторая стадия.** В момент времени  $t_2$  световой луч отразится от тела. Наблюдателю, принимающему сигнал в момент времени  $t_3$ , будет казаться, что свет прошел расстояние  $R_2$ . Однако в момент приема тело будет в точке 3. Таким образом, действительное расстояние между наблюдателем и телом в момент приема будет  $R_{02}$ .

Итак, расстояние, пройденное световым сигналом, будет равно сумме расстояний  $R_{01}$  и  $R_{02}$ . Время, затраченное на «путешествие» сигнала, равно  $T = (R_{01} + R_{02})/c$ .

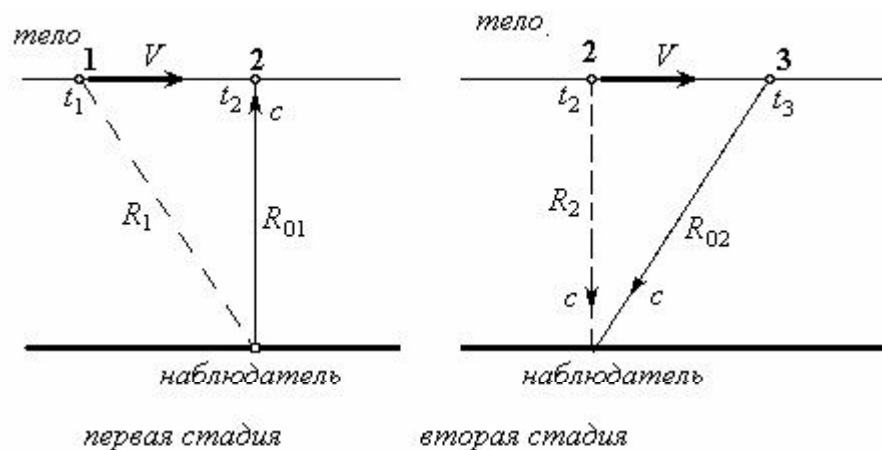


Рис. 4.11

Теперь рассмотрим этот же процесс в системе отсчета, *связанной с телом* (рис. 4.12).

**Первая стадия.** Мы обращаем внимание на то, что наблюдатель относительно тела будет двигаться в обратную сторону. Итак, в момент времени  $t_1$  в точке 1 движущийся

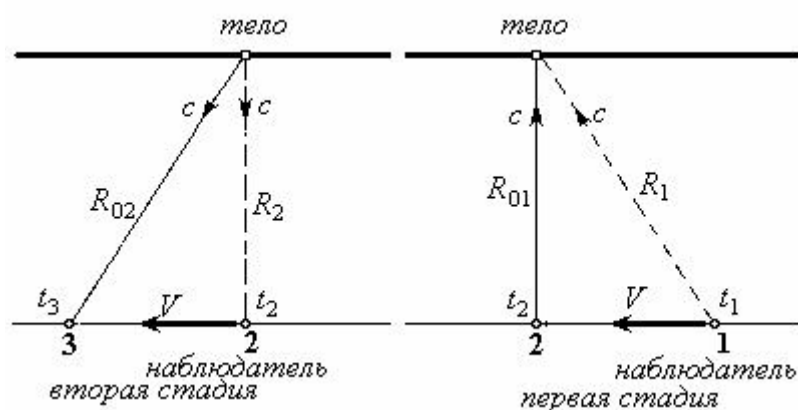


Рис. 4.12

наблюдатель запускает световой импульс. Для наблюдателя, покоящегося на неподвижном теле и принявшем в момент  $t_2$  световой сигнал, будет казаться, что световой импульс прошел расстояние  $R_1$ . На самом деле в момент приема действительное расстояние, которое прошел свет, будет равно  $R_{01}$ .

**Вторая стадия.** Далее сигнал отражается от тела и движется к точке встречи 3, где он возвращается в момент  $t_3$  к движущемуся наблюдателю. Поскольку свет распространяется в базовой системе отсчета, он проходит действительное расстояние  $R_{02}$ .

Таким образом, как и в системе отсчета, связанной с наблюдателем, в системе отсчета тела свет проходит расстояние, равное  $R_{01} + R_{02}$ , затрачивая на это время  $T = (R_{01} + R_{02})/c$ .

Как мы видим, эти времена одинаковы, и нет никакого замедления времени в одной системе отсчета по отношению к другой. Эйнштейн не принял во внимание, что наблюдаемое расстояние соответствует действительному только, если наблюдатель покоится в базовой системе отсчета.

## 7. Локация Венеры

Существует ряд экспериментов, результаты которых противоречат выводам СТО. Одним из них являются известные результаты по радиолокации Венеры [8]. Прежде, чем переходить к описанию эксперимента, рассмотрим три модели определения расстояния радиолокационным способом.

- 1) Допустим, что мимо нас со скоростью  $V$  движется объект, расстояние до которого нам необходимо определить методом радиолокационных измерений. Для этой цели мы посылаем электромагнитный импульс к этому объекту и принимаем отраженный сигнал. Измеряя время распространения сигнала и зная скорость света, мы сможем определить расстояние до объекта. Здесь мы можем использовать для сравнения три модели (как минимум):
- 2) Скорость света и скорость движения объекта складываются по закону параллелограмма (**c-v** теория [8]).
- 3) Релятивистский вариант (Специальная теория относительности). Распространение излученного сигнала к объекту и обратно происходит со скоростью света.
- 4) Модель, использующая новую интерпретацию преобразования Лоренца.

Не приводя простых расчетов, поместим формулы для этих моделей в Таблицу 1. Из таблицы видно, что в первом приближении (с точностью до членов  $(V/c)^2$ ) первая и третья модели дают одинаковые значения.

Таблица 1

	Точная формула	Приближенное выражение
$R_0$ – расстояние до Венеры в момент приема отраженного сигнала.		
Первая модель ( $c + v$ ) [8]	$T_{\text{ньют}} = R_0 / c +$ $+ R_0 / (-V \cos \Theta + \sqrt{c^2 - (V \sin \Theta)^2})$	$T_{\text{ньют}} \approx \frac{2R_0}{c} [1 + \frac{V}{2c} \cos \Theta +$ $+ \frac{V^2}{4c^2} \sin^2 \Theta]$
Вторая модель (СТО)	$T_{\text{рел}} = 2R_0 / c .$	$T_{\text{рел}} = 2R_0 / c .$
Третья модель (новая интерпретация пр. Лоренца)	$T_{\text{испр}} = R_0 / c +$ $+ \frac{R_0}{c} / [\sqrt{1 + (V/c)^2} - \frac{V}{c} \cos \Theta]$	$T_{\text{испр}} \approx \frac{2R_0}{c} [1 + \frac{V}{2c} \cos \Theta +$ $- \frac{V^2}{4c^2}]$

Теперь мы можем обсудить результаты локации Венеры, приведенные в [8]. Эти результаты подтверждают первую и третью модели. Вторую модель мы должны отбросить. Обнаруженные вариации предсказаний второй модели (более 2000 км. при погрешности  $\pm 1,5$  км) это не «ошибка измерений», а промах теории относительности А. Эйнштейна! «Закоренелые» релятивисты пытаются скрыть этот экспериментальный факт.

Итак, интерпретация преобразования Лоренца, предложенная Эйнштейном, гносеологически несостоятельна. Эйнштейн не понял, что передаваемое светом изображение объекта и сам объект это разные вещи. Обобщение преобразования Лоренца на **все без исключения** явления материального мира (требование лоренц-ковариантности уравнений) является абсурдом.

### Источники информации:

1. БСЭ. Теория познания. <http://dic.academic.ru/dic.nsf/bse/139035/Теория>
2. В.А. Кулигин, М.В. Корнева, Г.А. Кулигина. Физика и философия физики. <http://n-t.ru/tp/ns/fff>
3. Alberto Martínez. Ritz, Einstein, and the Emission Hypothesis. *Physics in Perspective*, Volume 6, Number 1, April 2004, pp. 4-28(35). Springer. <http://www.ingentaconnect.com/content/klu/16/2004/00000006/00000001/art00002>
4. М.В. Корнева Ошибка Лоренца. <http://n-t.ru/tp/ns/ol.htm>
5. В.А. Кулигин, М.В. Корнева, Г.А. Кулигина. Условие, явление, закономерность, сущность. [http://nounivers.narod.ru/pub/vak\\_occ.htm](http://nounivers.narod.ru/pub/vak_occ.htm)
6. Ю.К. Сахаров. Противоречия в современной концепции излучения заряженных частиц и строения атома. //Проблемы пространства, времени, тяготения. (IV Международная конференция 16-21.09.1996). ПОЛИТЕХНИКА, С.-П., 1997.
7. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина. Взаимодействие с волной как диссипативный процесс [http://kuligin.mylivepage.ru/file/110/2148\\_.doc](http://kuligin.mylivepage.ru/file/110/2148_.doc)
8. В. Wallace Radar Testing of the Relative Velocity of Light in Space. *Spectroscopy Letters*, 2(12), pp. 361-367. (см. также: Б. Уоллес. Радарные измерения относительной скорости света в космосе. <http://www.btr.nnov.ru>)

## Глава 5. Свет и криволинейное движение

### Введение

В Главе 4 мы рассмотрели явления при прямолинейном и равномерном движении источника света. Теперь рассмотрим случай криволинейного относительного движения. Пусть наблюдатель  $N$  покоится в инерциальной системе отсчета, а световой источник перемещается по криволинейной траектории. Наблюдатель  $N$  видит движение источника. Источник в положении  $S^*$  излучает световой импульс в момент времени  $t_{изл}$ . Этот сигнал будет принят наблюдателем в момент времени  $t_{пр}$ .

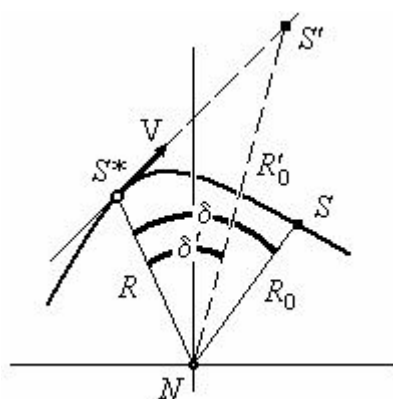


Рис. 5.1

На рис. 5.1 криволинейный отрезок  $S^*S'$  это траектория источника, отрезок  $S^*S'$  это траектория, при условии, что источник продолжал бы двигаться линейно с той же постоянной скоростью  $V$ .

Если бы источник двигался с постоянной скоростью  $V$  и прямолинейно, то преобразование Лоренца предсказало бы истинное положение источника в точке  $S'$  на расстоянии  $R'_0$  от наблюдателя, а угол абберации был бы равен  $\delta'$ , как показано на рис. 5.1.

Однако реальная траектория является криволинейной. Действительное расстояние будет  $R_0$ , а угол абберации -  $\delta$ . Мы имеем совершенно иные результаты. Очевидно, что мы **не имеем права использовать** преобразование Лоренца при движении объекта с переменной скоростью и при криволинейном движении! Теория ускорителей и парадокс Эренфеста прямо свидетельствуют об этом.

### 1. Парадокс Эренфеста

Он был сформулирован нидерландским физиком-теоретиком Паулем Эренфестом в 1909 году. Рассмотрим плоский, твердый диск, вращающийся вокруг своей оси. Пусть линейная скорость его края по порядку величины сравнима со скоростью света. Согласно специальной теории относительности, длина края этого диска должна испытывать лоренцово сокращение, которое равно

$$l = l_0 \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (5.1.1)$$

где:  $v$  - линейная скорость вращения края диска,  $l_0 = 2\pi R$  - длина края **неподвижного** диска или длина края диска для внутреннего наблюдателя, вращающегося с диском и

находящегося на оси диска,  $l$  - длина края **вращающегося** диска относительно внешнего покоящегося в инерциальной системе наблюдателя,  $c$  - скорость света.

Эренфест указал на два эффекта.

1. Длина окружности диска должна стать меньше  $l < 2\pi R$ . В радиальном направлении лоренцова сокращения нет, поэтому радиус диска должен сохранять свою длину. При такой деформации диск **технически** уже не может быть плоским.
2. Угловая скорость вращения уменьшается с увеличением расстояния от оси вращения. Поэтому соседние слои диска должны **скользить друг относительно друга**, а сам диск будет испытывать деформации кручения. Диск с течением времени должен разрушиться.

Прочитаем сначала отрывок из [1] (стр. 274):

*«Здесь же полезно провести простое рассуждение, наглядно иллюстрирующее неизбежность возникновения неевклидовости пространства при переходе к неинерциальным системам отсчета. Рассмотрим две системы отсчета, из которых одна ( $K$ ) инерциальна, а другая ( $K'$ ) равномерно вращается относительно  $K$  вокруг общей оси  $z$ . Окружность в плоскости  $x, y$  системы  $K$  (с центром в начале координат) может рассматриваться и как окружность в плоскости  $x', y'$  системы  $K'$ . Измеряя длину окружности и ее диаметр масштабной линейкой в системе  $K$ , мы получаем значения, отношение которых равно  $\pi$ , в соответствии с евклидовостью геометрии в инерциальной системе отсчета. Пусть теперь измерение проводится неподвижным относительно  $K'$  масштабом. Наблюдая за этим процессом из  $K$ , мы найдем, что масштаб, приложенный вдоль окружности, претерпевает Лоренцево сокращение, а радиально приложенный масштаб не меняется. Ясно поэтому, что отношение длины окружности к ее диаметру, полученное в результате такого измерения, оказывается больше  $\pi$ »*

Это объяснение противоречит логике геометрических построений на плоскости. Чтобы показать это, усовершенствуем описанный выше эксперимент. Пусть по краю диска радиусом  $R$  расположены 100 лампочек. При неподвижном диске расстояние между соседними лампочками равно:

$$\Delta S' = 2\pi R / N \quad (5.1.2)$$

где  $N$  – число лампочек ( $N = 100$ ).

Пусть теперь диск вращается так, что скорость движения края диска равна  $v = 0,15 c$ . Тогда наблюдаемое расстояние между лампочками будет равно:

$$\Delta S = \Delta S' \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (5.1.3)$$

Фотографируя диск, мы должны обнаружить на фотографии 101 лампочку.

$$N' = 2\pi R / \Delta S = N / \sqrt{1 - (v/c)^2} \quad (5.1.4)$$

Итак, если Специальная теория относительности *справедлива*, тогда мы увидим на фотографии 101 лампочку. Можно ли, исходя из симметрии, указать какая лампочка «сфотографировалась» дважды?

Если же мы увидим на фотографии только 100 лампочек, тогда **что именно** предсказывает теория относительности: *реальность* или же *мистику*?

Чтобы избавиться от парадокса, была предложена гипотеза *ad hoc*: «В природе нет абсолютно жестких тел». Эта гипотеза подобна таблице с надписью: «Стоп! Вход воспрещен!». Она запрещает любые обсуждения парадокса.

Сами релятивисты не смогли дать никаких объяснений физических причин ни для объяснения гипотезы, ни для объяснения парадокса. Лишь фантазии относительно «искривления» пространства или «отрицательной кривизны» на плоскости. Да и в состоянии ли они привести в качестве объяснения что-либо вразумительное?

Теперь пора сказать об экспериментальной проверке. Цитируем [2]:

*«Лишь в 1973 году умозрительный эксперимент Эренфеста был воплощен на практике. Американский физик Томас Финс сфотографировал диск, вращавшийся с огромной скоростью. Снимки эти должны были послужить доказательством формул Эйнштейна. Однако вышла промашка. Размеры диска - вопреки теории - не изменились. "Продольное сжатие" оказалось чистой фикцией.*

*Финс направил отчет о своей работе в редакцию популярного журнала "Nature". Но там его отклонили: дескать, рецензенты не согласны с выводами экспериментатора. В конце концов, статья была помещена на страницах некоего специального журнала, выходившего небольшим тиражом в Италии. Однако так и осталась, по существу, незамеченной. Теория Эйнштейна устояла и в этот раз».*

Следует заметить, что после публикации Эренфестом в 1909 г. описания парадокса [2] «творец теории относительности попытался опровергнуть выводы Эренфеста, опубликовав на страницах одного из специальных журналов свои аргументы. Но они оказались малоубедительными, и тогда Эйнштейн нашел другой "контраргумент" - помог оппоненту получить должность профессора физики в Нидерландах, к чему тот давно уже стремился. Эренфест перебрался туда в 1912 году, и тотчас же со страниц книг о частной теории относительности исчезает упоминание о так называемом "парадоксе Эренфеста". О нем предпочли попросту забыть».

Такова история вопроса. Что касается анализа парадокса и его объяснения, то, как мы видим, релятивисты до сих пор в тупике. Поражает их догматическое нежелание проанализировать релятивистские теории, чтобы устранить ошибки. Здание науки, строящееся на ошибках, весьма неустойчиво. Это уродливое здание может существовать только «на штыках» инквизиции, запрещающей критику.

## 2. Ускорители

Считается, что работа циклических ускорителей элементарных частиц служит твердым экспериментальным подтверждением специальной теории относительности. Это легко проверить. Полученные ранее выводы имеют непосредственное отношение к теории циклических ускорителей.

Мы рассмотрим специальный случай движения с постоянной скоростью по круговой орбите. Но прежде мы дадим пояснения. Предположим гипотетически, что электрон, двигавшийся прямолинейно и равномерно, попадает в однородное магнитное поле. Очевидно, что в этом поле траектория будет окружностью. Из Главы 4 мы знаем, что у прямолинейно движущегося электрона реальная (галилеевская) скорость  $V$ . В то же время, наблюдаемая с помощью световых лучей скорость будет  $v_{\text{лор}}$ . Связь между ними простая

$$V = v_{\text{лор}} / \sqrt{1 - (v_{\text{лор}} / c)^2} \quad (5.2.1)$$

При переходе из поступательной фазы движения во вращательную импульс электрона и его реальная (галилеевская) скорость **не изменятся**. В то же время скорость, наблюдаемая с помощью световых лучей, будет **разная** для этих фаз движения. Теперь можно приступить к анализу вращательного движения.

По существу использование той или иной скорости связано с тем, что мы хотим описать: движение источника (мгновенное отображение) или же движение его мнимого отображения. Теория относительности А. Эйнштейна сосредоточена на описании мнимого изображения. Но она ошибочно считает его **действительным материальным объектом**. Посмотрим, какие результаты вытекают из ее положений.

Пусть заряженная частица влетает в однородное магнитное поле перпендикулярно его силовым линиям. Здесь возникает интересная ситуация. Согласно законам электродинамики частица будет двигаться в этом поле по окружности постоянного радиуса. Чтобы ее ускорить, необходимо подать переменное электрическое поле с частотой, равной частоте вращения частицы по окружности.

Известно, что скорость частицы согласно СТО не может превышать скорость света в вакууме (постулат Эйнштейна). Какова бы ни была скорость релятивистского заряда, она не может превышать скорость света. Так, частицы могут иметь скорость  $v_{\text{лор}} = 0,99 c$ ;  $v_{\text{лор}} = 0,999 c$  или  $v_{\text{лор}} = 0,9999 c$  и т.д. Угловая скорость вращения частиц при таких скоростях должна быть практически **одна и та же** согласно СТО. Она приблизительно равна  $c/R$ . На самом деле это не так!

Армянский ускоритель (синхротрон АРУС) имеет следующие параметры:

- - длина орбиты  $2\pi R = 216,7$  м;
- - энергия инжекции электронов  $W = 50$  МэВ;
- - частота ускоряющего поля  $f = 132,8$  МГц;
- - кратность ускорения  $g = 96$ ;
- - энергия покоя электрона  $E_0 = 0,511$  МэВ.

Согласно формуле, вытекающей из специальной теории относительности, частота обращения электронных сгустков по орбите ускорителя АРУС в момент инжекции электронов при кинетической энергии электронов  $W = 48,55$  МэВ будет равна

$$F = c / 2\pi R = 1,3843 \text{ МГц.}$$

На самом деле частота ускоряющего поля равна  $f = 132,8$  МГц, т.е. почти в 100 раз больше! Такой маленький период обращения электронных сгустков по орбите длиной 216,7 м ( $T = 1/f = 7,53$  нс) означает, что электроны движутся со скоростью, которая в **96** превышает скорость света  $c$ . Согласно же специальной теории относительности сверхсветовые скорости электронов невозможны.

Чтобы объяснить экспериментальное значение периода 7,53 нс в рамках СТО, потребовалось ввести понятие "кратность ускорения". Релятивисты объявили, что "*под действием ускоряющего поля частицы инжектированного пучка **распадаются на сгустки**, которые группируются вокруг устойчивых равновесных фаз. Число таких сгустков, располагающихся по окружности ускорителя, равно кратности ускорения  $g$* ".

В некоторых учебниках по теории ускорителей элементарных частиц эта гипотеза названа «остроумной». Сторонники СТО так и не смогли понять причину этого явления. Вот и пришлось теоретикам выдумывать и вводить гипотезу *ad hoc* о существовании кратности ускорения –  $g$ . На самом деле никакого «**распада на сгустки, группирующиеся вокруг устойчивых равновесных фаз**» в синхротроне не существует. Это фантазия.

Рассмотрим, например, **одиночный (!) электрон**, влетающий в ускоритель. Он тоже «**разбивается на сгустки, группирующиеся вокруг устойчивых равновесных фаз**»? (!) Этот вывод не согласуется с классической или квантовой электродинамикой.

Ранее мы установили, что *действительная* скорость частиц  $V$  больше *наблюдаемой* скорости их мнимого отображения  $v_{лор}$ , входящей в преобразование Лоренца. Она равна  $V = v_{лор} / \sqrt{1 - (v_{лор}/c)^2}$ . Именно с такой линейной скоростью (вопреки запретам СТО) движутся по окружности заряженные частицы в рассмотренном выше ускорителе.

Для оценки подсчитаем эту скорость. Пусть скорость мнимого изображения заряда при линейном движении равна  $v_{лор} = 0,99995c$ . Тогда величина *действительной скорости* заряженной частицы будет равна  $V = 100c$ . Такова причина появления кратности ускорения  $g$ . Вот вам результат *подмены* характеристик реального объекта искаженными параметрами мнимого изображения!

### 3. Анализ вращательного движения

**3.1 Инерциальная система отсчета.** Допустим, что источник света движется вокруг наблюдателя по круговой орбите. Наблюдатель покоится в центре этой орбиты. Угловая скорость движения  $\Omega$  источника света постоянна.

Пусть световой источник  $S^*$  излучает световой импульс в момент времени  $t = t_{изл}$ . Наблюдатель  $N$  примет этот импульс в момент  $t = t_{пр}$ . За время, равное  $t_{изл} - t_{пр} = R/c$ , движущийся источник успеет занять положение  $S$ . (См. рис. 5.2).

Мы имеем следующие связи: расстояние до светового источника в момент  $t_{изл}$  равно  $NS = \mathbf{R}_0$  и расстояние до светового источника в момент  $t_{пр}$  равно  $NS^* = \mathbf{R}$ . Очевидно, что

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 - \mathbf{V}_0 t = \mathbf{R}_0 - [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}_0] R/c \quad (5.3.1)$$

Мы знаем, что число длин волн  $m$  вдоль расстояний ( $R$ ,  $NS$  и  $NS^*$ ) должно быть одним и тем же

$$\mathbf{k}\mathbf{R} = \mathbf{k}(\mathbf{R}_0 - [\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{R}_0] R/c) = \mathbf{k}_0 \mathbf{R}_0 = 2\pi m \quad (5.3.2)$$

Записывая выражение (5.3.2), мы использовали следующие соотношения:

$$[\mathbf{k} \times \mathbf{R}] = [\mathbf{k}_0 \times \mathbf{R}_0] = 0, \text{ а также } R_0 = R.$$

Из выражения (5.3.2) следует:  $k = k_0$ ;  $\omega = \omega_0$ ;  $n_f = 1$ .

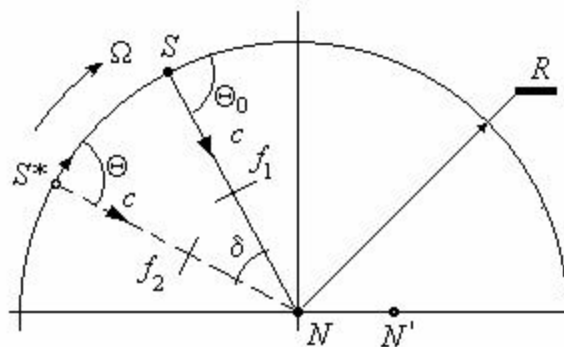


Рис. 5.2.  $f_1$  – волновой фронт от источника в его системе отсчета;  $f_2$  – искаженный волновой фронт, воспринимаемый наблюдателем.

Поскольку  $n_f = 1$ , доплеровский эффект отсутствует. Это важный факт для тех, кто пытается измерить поперечный эффект Доплера («замедление времени») с часами, вращающимися по окружности вокруг неподвижных. Отсутствуют также и другие искажения (ср. Глава 4).

Мы сталкиваемся здесь с интересным фактом. В рассмотренном нами примере имеет место равенство, характерное для **критического** угла наблюдения при прямолинейном движении  $\Theta = \pi - \Theta_0$ . Здесь мы также встречаем критический угол наблюдения, который сохраняется **неизменным** при вращении  $\Theta_0 = \Theta = \pi/2$ .

Поскольку коэффициент искажений  $n_f = 1$ , угловая скорость источника **равна** угловой скорости мнимого изображения и угол aberrации сохраняется постоянным. Заметим одновременно, что в отличие от прямолинейного движения с постоянной скоростью, действительная линейная скорость движения совпадает численно с наблюдаемой линейной скоростью движения светового источника. Естественно, парадокс Эренфеста отсутствует. Угол aberrации равен:

$$\delta = \Omega R/c.$$

Однако если мы сместимся в точку  $N'$ , тогда сразу же появятся изменения:

1. Угол aberrации начнет периодически меняться и возникнет явление либрации.
2. Наблюдаемые линейная и угловая скорость будут иметь девиацию.
3. Появится доплеровский эффект.

Аналогичные результаты можно получить в неинерциальной вращающейся системе отсчета. Сейчас мы это покажем.

**3.2 Неинерциальная система отсчета.** Запишем волновое уравнение в цилиндрической системе координат.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = 0 \quad (5.3.3)$$

Оказывается, что для уравнения (5.3.3) существует преобразование, аналогичное преобразованию Лоренца

$$\varphi_0 = \varphi \sqrt{1 + (\Omega_0 r/c)^2} - \Omega_0 t; \quad r_0 = r; \quad (5.3.4)$$

$$z_0 = z; \quad ct_0 = ct \sqrt{1 + (\Omega_0 r/c)^2} - r^2 \Omega_0 \varphi/c$$

$$\varphi_0 = \varphi = 0 \quad \text{при} \quad t = t_0 = 0$$

Это преобразование сохраняет форму волнового уравнения во вращающейся системе отсчета. Здесь вместо скорости  $V$  фигурирует угловая скорость вращения  $\Omega_0$ . Для анализа мы сделаем следующие замены: произведение  $R_0 \Omega_0$  заменим  $V$ ; углы поворота заменим дугами  $s_0 = R_0 \varphi_0$ ;  $s = R_0 \varphi$ .

Тогда для  $R = R_0$  преобразование (5.3.4) приобретет форму стандартного преобразования Лоренца.

$$s_0 = s \sqrt{1 + (V/c)^2} - Vt; \quad R_0 = R; \quad z_0 = z; \quad ct_0 = ct \sqrt{1 + (V/c)^2} - sV/c \quad (5.3.5)$$

Очевидно, что это преобразование справедливо только для радиуса  $R_0$ . На окружности этого радиуса нет движения. При других радиусах имеет место виртуальное вращение, как показано на рис. 5.3. Наблюдатель  $N$  вращается со скоростью  $\Omega_0$  против часовой стрелки.

Решение задачи имеет простой вид для малых скоростей. Мы рассмотрим простой случай ( $V \ll c$ ) для иллюстрации. Преобразование для этого случая упрощается:

$$s_0 \approx s - Vt = r\Omega_0 t - Vt; \quad R_0 = \text{const}; \quad z_0 = z = 0; \quad ct_0 \approx ct - sV/c \approx ct \quad (5.3.6)$$

На неподвижной окружности радиусом  $R_0$  покоится источник  $S$  (рис. 5.3). В момент  $t_0 = t = 0$  источник излучает световой импульс к наблюдателю. Траектория светового импульса в рассмотренной ранее *инерциальной* системе отсчета следующая

$$r = R_0 - ct = R_0 - ct_0 \quad (5.3.7)$$

где  $r$  – расстояние, пройденное световым импульсом из  $S$  от момента излучения.

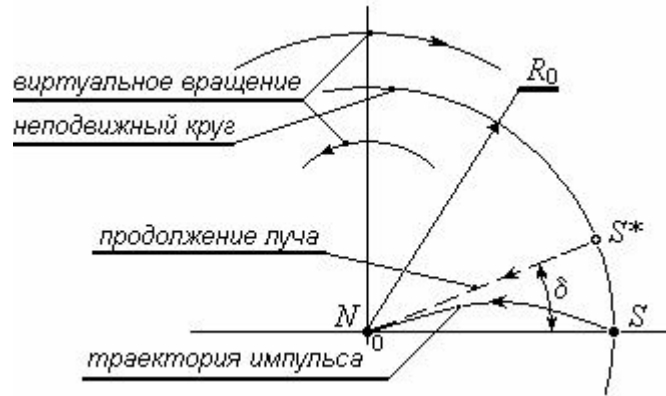


Рис. 5.3. Световой луч во вращающейся системе отсчета.

Исключим из первого уравнения (5.3.6), используя (5.3.7), время, получим к выражению (5.3.7) второе уравнение для описания траектории в неинерциальной системе отсчета

$$\varphi_0 = s_0(t_0)/R_0 = \Omega_0(R_0 - r)^2 / R_0 c \quad (5.3.8)$$

Как и ожидалось, траектория луча имеет криволинейный характер (см. рис. 5.3). Угол абберации можно найти при следующем условии  $t = R_0/c$  или  $r = 0$ . Он равен

$$\delta = \Omega_0 R_0 / c \quad (5.3.9)$$

Этот результат соответствует полученному ранее.

Проведенный анализ приводит нас к следующим выводам:

- Преобразование Лоренца, полученное для прямолинейного и равномерного движения, не применимо к криволинейному движению.
- Для каждой криволинейной траектории существует свое преобразование «лоренцевского» типа.
- Траектория светового луча в неинерциальной системе отсчета может быть криволинейной.

#### 4. Параметрическое преобразование Галилея

Теория относительности А.Эйнштейна имеет много противоречий. В работе [3] мы предложили новую интерпретацию преобразования Лоренца. Дальнейшие исследования показали, что преобразование Лоренца не является единственным преобразованием, сохраняющим инвариантность скорости света во всех инерциальных системах отсчета.

В рамках преобразования Галилея можно найти альтернативное преобразование, которое имеет те же свойства. Такое преобразование мы назвали *параметрическим преобразованием Галилея*.

**4. 1 Стандартный подход.** Пусть имеется инерциальная система отсчета  $K_0$ , в которой покоится источник  $q\delta(\mathbf{R}_0; t)$ . Этот источник  $S$  создает потенциал  $U$ . Потенциал источника описывается волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x_0^2} + \frac{\partial U^2}{\partial y_0^2} + \frac{\partial U^2}{\partial z_0^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t_0^2} = q\delta(\mathbf{R}_0; t) \quad (5.4.1)$$

В системе отсчета  $K_0$  4-координаты  $x_0; y_0; z_0; ct_0$  являются независимыми друг от друга.

Рассмотрим теперь, что будет регистрировать движущийся наблюдатель, который покоится в системе  $K$ . В его системе отсчета 4-координаты  $(x; y; z; ct)$  также являются независимыми друг от друга.

Обе системы отсчета движутся друг относительно друга со скоростью  $V$ , и их связывает традиционное преобразование Галилея

$$x_0 = x - Vt; \quad y_0 = y; \quad z_0 = z; \quad ct_0 = ct \quad (5.4.2)$$

Из выражения (5.4.2) следует, что  $x_0$  зависит от  $t$ . Таким образом, имеем известный результат преобразования уравнения (5.4.1)

$$\left(1 - \frac{V^2}{c^2}\right) \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial U^2}{\partial y^2} + \frac{\partial U^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + 2 \frac{V}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} = q\delta(\mathbf{R} - \mathbf{V}t; t) \quad (5.4.3)$$

Проиллюстрируем процесс распространения волны при традиционном преобразовании Галилея. Пусть источник покоится в системе  $K_0$ . Источник излучает световые импульсы через равные промежутки времени. Мы будем видеть концентрические сферические поверхности, радиус которых растет во времени  $R_n = ct_n$ , где  $R_n$  есть радиус сферы, излученной в момент времени  $t_n$ .

В системе отсчета  $K$  источник движется относительно наблюдателя со скоростью  $V$ . Наблюдатель увидит набор расширяющихся **концентрических сфер**, которые движутся мимо него. Общий центр этих сфер перемещается со скоростью  $V$ , как показано на рис. 5.4.

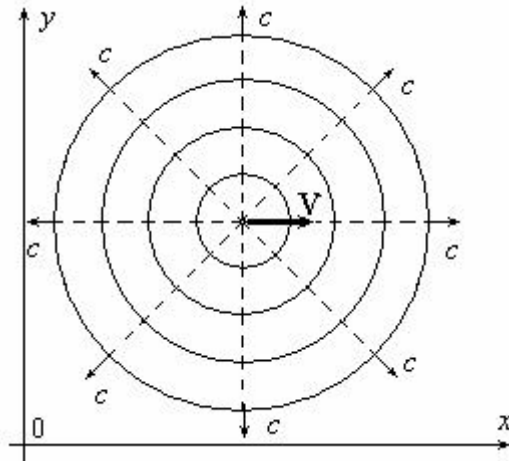


Рис. 5.4

Ситуацию, изображенную на рис. 5.4, можно ассоциировать с взрывом. В начальный момент точечный источник взорвался, и от него во все стороны разлетаются со скоростью света некие частицы. В системе отсчета, связанной с движущимся наблюдателем, расширяющийся сферический фронт и центр взрыва будут синхронно перемещаться относительно наблюдателя  $N$  со скоростью  $V$ . Скорость волнового фронта волны зависит от направления распространения. Она равна векторной сумме скорости света  $c$  и скорости  $V$ .

**4. 2 Параметрический подход.** Вернемся к той же задаче. Поскольку ученые «не обнаружили» это преобразование, мы рассмотрим его подробно. Существует преобразование, которое описывает смещение одной оси координат относительно другой.

Например,  $x' = x - a$ . Три другие независимые переменные двух инерциальных систем отсчета связаны соотношением

$$y = y'; \quad z = z'; \quad t = t' \quad (5.4.4)$$

Эти переменные не зависят от преобразования. Здесь число  $a$  есть параметр смещения оси  $x'$  относительно оси  $x$ . Ничего не изменится, если параметр  $a$  будет зависеть от  $t$ , т.е.

$$x' = x - a(t).$$

Итак, при новом подходе мы учитываем *единство времени* в сравниваемых системах отсчета и также *единство координат*  $y$  и  $z$ . Как уже говорилось, координаты  $y$ ,  $z$  и время  $t$  в двух системах отсчета одинаковы. Мы имеем формальное право, переписать выражение (5.4.1) в новой системе отсчета

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x'^2} + \frac{\partial U^2}{\partial y^2} + \frac{\partial U^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = q\delta(\mathbf{R}'; t) \quad (5.4.5)$$

Необходимо осуществить преобразование только одной переменной  $x$ , т.е.  $x' = x - a(t)$ .

Пусть  $a(t) = Vt$ . Здесь произведение  $Vt$  выступает как независимый от  $x$  и  $x'$  параметр сдвига. Частные производные потенциала  $U$  по  $x$  теперь вычисляются достаточно просто.

$$\frac{\partial U}{\partial x'} = \frac{\partial U}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x'} = \frac{\partial U}{\partial x}; \quad \frac{\partial^2 U}{\partial (x')^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (5.4.6)$$

Таким образом, выражение (5.4.1) в новой инерциальной системе принимает окончательный вид

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} + \frac{\partial U^2}{\partial y^2} + \frac{\partial U^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = q\delta(\mathbf{R} - \mathbf{V}t; t) \quad (5.4.7)$$

Повторяем, что преобразовывать по другим координатам и времени **не нужно**.

Итак, мы показали, что учет *единства времени* во всех инерциальных системах отсчета гарантирует *инвариантность* волнового уравнения относительно преобразования Галилея (параметрический подход). Этот неожиданный результат необходимо проиллюстрировать.

Пусть, как и в предыдущем случае, точечный источник излучает короткие световые импульсы через равные промежутки времени. Если наблюдатель покоится в системе отсчета, связанной с источником, то картина процесса будет такая же, как и при традиционном преобразовании.

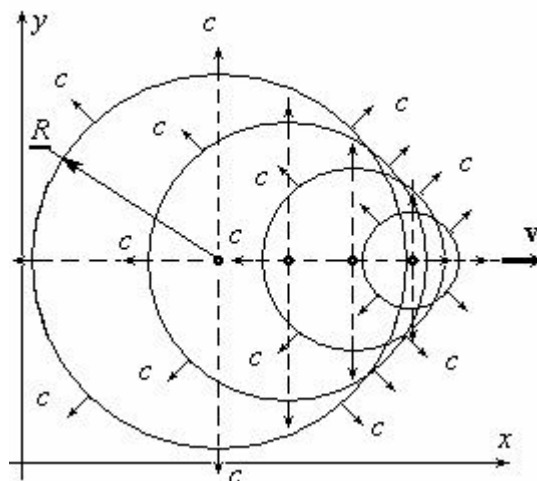


Рис. 5.5



$$\sin \Theta_0 = \left[ -\frac{V}{c} \cos \Theta + \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c} \sin \Theta\right)^2} \right] \sin \Theta \quad (5.4.12)$$

Выражения (5.4.11) и (5.4.12) ограничены неравенством  $-\arcsin(V/c) \leq \Theta_0 \leq \arcsin(V/c)$ .

Мы будем рассматривать явления только для скоростей  $V < c$ .

Нетрудно видеть, что эффект Доплера равен

$$f = f_0/n_g = f_0 / \sqrt{1 - 2\frac{V}{c} \cos \Theta_0 + \left(\frac{V}{c}\right)^2} \quad (5.4.13)$$

где  $n_g = \sin \Theta_0 / \sin \Theta = \sqrt{1 - 2\frac{V}{c} \cos \Theta_0 + \left(\frac{V}{c}\right)^2}$  коэффициент искажений параметрического преобразования.

Подобно преобразованию Лоренца основные соотношения связаны этим коэффициентом

$$\frac{R}{R_0} = \frac{v}{V} = \frac{f}{f_0} = \frac{1}{n_g}$$

где:  $v$  - наблюдаемая скорость движения источника;  $R_0$  - расстояние между источником  $S$  и наблюдателем  $N$  в момент приема  $t_{rec}$ .

Существует критический угол наблюдения

$$\Theta_{cr} = \arccos \frac{V}{2c} \quad (5.4.14)$$

Угол aberrации определяется выражением

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{V}{c} \sin \Theta_0 / \left[ 1 - \frac{V}{c} \cos \Theta_0 \right] \quad (5.4.15)$$

**Система отсчета источника.** Запишем уравнения в развернутом виде для системы отсчета наблюдателя (рис. 5.7).

$$\begin{aligned} R \cos \Theta &= R_0 \cos \Theta_0 + VT_0; & T_0 &= R_0 / c; \\ R \sin \Theta &= R_0 \sin \Theta_0 \end{aligned} \quad (5.4.16)$$

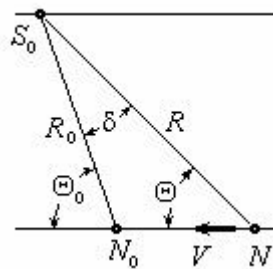


Рис. 5.7

Из (5.4.2) вытекают следующие соотношения для углов:

$$\sin \Theta = \frac{\sin \Theta_0}{\sqrt{1 - 2\frac{V}{c} \cos \Theta_0 + \left(\frac{V}{c}\right)^2}}; \quad \cos \Theta = \frac{\cos \Theta_0 - V/c}{\sqrt{1 - 2\frac{V}{c} \cos \Theta_0 + \left(\frac{V}{c}\right)^2}}; \quad (5.4.17)$$

$$\cos \Theta_0 = \frac{V}{c} (\sin \Theta)^2 + \cos \Theta \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c} \sin \Theta\right)^2} \quad (5.4.18)$$

$$\sin \Theta_0 = \left[ -\frac{V}{c} \cos \Theta + \sqrt{1 - \left(\frac{V}{c} \sin \Theta\right)^2} \right] \sin \Theta \quad (5.4.19)$$

Результаты (5.4.10) – (5.4.12) соответствуют результатам (5.4.17) – (5.4.19). Поэтому мы имеем аналогичные результаты.

$$\frac{R}{R_0} = \frac{f}{f_0} = \frac{1}{n_g} \quad (5.4.20)$$

где:  $R_0$  - расстояние между источником  $S$  и наблюдателем  $N$  в момент приема  $t_{rec}$ .

**Изменения ракурса.** Явление изменения ракурса движущегося источника. С явлением изменения направления наблюдаемого фронта волны прямо связано явление изменения ракурса наблюдаемого источника.

В системе отсчета источника лучи к наблюдателю распространяются под углом  $\Theta_0$ . Благодаря относительному движению наблюдатель будет воспринимать фронт волны так, как будто лучи подходят к нему под углом  $\Theta$  (рис. 3).

Из-за этого наблюдаемый объект будет казаться для него повернутым на угол абберации. Это явление, поскольку мы говорим о мнимом изображении. Сам объект не меняет свою форму. В отличие от преобразования Лоренца световой луч изменяет свое сечение при абберации света.

## 5. Сопоставление результатов преобразований

Теперь мы можем сравнить результаты параметрического преобразования и преобразования Лоренца. Данные приведены в таблице 1

Таблица 1

Явления	Параметрическое преобразование Галилея	Новая интерпретация преобразования Лоренца
Закон «преломления»	$n_g = \sqrt{1 - 2\frac{V}{c} \cos \Theta + \left(\frac{V}{c}\right)^2}$	$n_f = -\frac{V}{c} \cos \Theta + \sqrt{1 + (V/c)^2}$
Приближенное выражение	$n_g \approx 1 - \frac{V}{c} \cos \Theta + \frac{1}{2} \left(\frac{V}{c}\right)^2$	$n_f \approx 1 - \frac{V}{c} \cos \Theta + \frac{1}{2} \left(\frac{V}{c}\right)^2$
Искажение наблюдаемого расстояния	$R = R_0/n_g$	$R = R_0/n_f$
Наблюдаемая скорость движения	$v = V/n_g$	$v = V/n_f$
Эффект Доплера	$\omega = \omega_0/n_g$	$\omega = \omega_0/n_f$
Критический угол	$\Theta_{кр} = \arccos \frac{V}{2c}$	$\Theta_{кр} = \arccos \frac{\sqrt{1 + (V/c)^2} - 1}{V/c}$

Из таблицы следует, что результаты имеют качественное подобие. При малых скоростях (линейное приближение) результаты преобразования Лоренца и параметрического преобразования Галилея совпадают. При малых скоростях явления имеют одинаковое объяснение. Это помогает дать правильные объяснения явлений в рамках преобразования Лоренца.

## 6. Обобщение

**6.1 Поступательное криволинейное движение.** Параметрический характер преобразования позволяет обобщить это преобразование для произвольного поступательного движения

$$\mathbf{R}' = \mathbf{R}(t) - \mathbf{a}(t) \quad (5.6.1)$$

где  $\mathbf{a}(t)$  некоторый вектор, зависящий от времени.

**6.2 Связь расстояний.** Рассмотрим поступательное криволинейное движение светового источника относительно наблюдателя. Наблюдатель покоится в инерциальной системе отсчета (рис. 5.8).

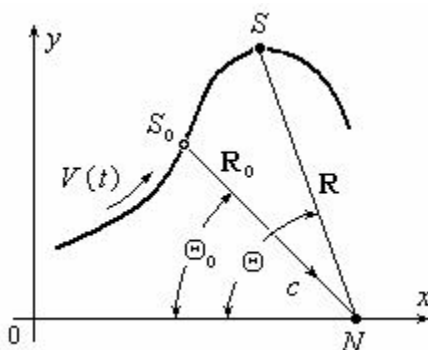


Рис. 5.8

Световой источник  $S$  движется по единственной траектории  $\mathbf{R}(t)$ . Расстояния  $\mathbf{R}(t)$  и  $\mathbf{R}_0(t)$  связывают наблюдателя  $N$  со световым источником в различные моменты времени. Поэтому для  $V < c$  мы можем записать соотношение

$$R(t) = R_0[t - R_0(t)/c] \quad (5.6.2)$$

**Видимое** расстояние в момент приема наблюдателем светового сигнала  $\mathbf{R}_0(t)$  это расстояние до реального положения светового источника  $\mathbf{R}(t)$  в момент излучения, т.е. в момент времени  $t - R_0(t)/c$  (запаздывание). Зная реальное движение, например, планеты мы можем вычислить параметры наблюдаемого движения этой планеты (отклонения наблюдаемой скорости от реальной скорости движения в фиксированной точке траектории и т.д.).

**6.3 Вращательное движение.** Параметрическое преобразование пространственных векторов не затрагивает время  $t$ . Поэтому мы можем сделать второе обобщение, т.е. распространить параметрическое преобразование для вращательного движения вида

$$x'_\alpha = b_{\alpha\beta}(t)x_\beta - a_\alpha(t) \quad \det|b_{\alpha\beta}| = 1 \quad (5.6.3)$$

где  $b_{\alpha\beta}$  есть матрица вращения.

Следует заметить, что частные производные вычисляются стандартным способом без учета времени (см. выражение (2.3)). Заметим, что параметрическое преобразование

Галилея не изменяет длин  $R$  и сохраняет неизменным угол  $\delta$  между векторами  $\mathbf{R}(t)$  и  $\mathbf{R}_0(t)$ .

## 7. Обсуждение

Итак, мы рассмотрели параметрическое преобразование. Уравнения Максвелла сохраняют свою форму при переходе наблюдателя из одной инерциальной системы отсчета в другую, не только при преобразовании Лоренца, но и при параметрическом преобразовании Галилея. Скорость света во всех инерциальных системах отсчета оказывается *неизменной*.

1. Мы можем отметить для преобразования Лоренца и параметрического преобразования следующее: пространство для всех инерциальных систем отсчета является *общим* евклидовым, а время *единым*.
2. Поскольку параметрическое преобразование является альтернативным преобразованием по отношению к преобразованию Лоренца, *необходимы эксперименты*, чтобы сделать правильный выбор.
3. Мы хотим также отметить *качественное подобие объяснений* в рамках этих преобразований, а также *совпадение* результатов при малых скоростях относительного движения.
4. Возможно, преобразование Лоренца лучше соответствует физическим процессам. Однако мы не отбрасываем параметрическое преобразование. Во-первых, параметрическое преобразование имеет *простой математический формализм* и позволяет легко объяснять физические явления. Качественное объяснение мы можем использовать для преобразования Лоренца. Во вторых, *количественные результаты обоих преобразований совпадают при  $V \ll c$* . Здесь параметрическое преобразование можно использовать как *линейное приближение* преобразования Лоренца.
5. Мы надеемся, что приведенные результаты будут полезны астрономам и астрофизикам.

### Источники информации:

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. - М.: Физматгиз, 1961.
2. Реквием по теории? [http://jtdigest.narod.ru/dig1\\_02/einstain.htm](http://jtdigest.narod.ru/dig1_02/einstain.htm)
3. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А.Кулигина. Новая интерпретация преобразования Лоренца. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/10661.html>

### Дополнительная информация:

Скажем несколько слов об общей теории относительности. Мы в Главе 4 дали главные ошибки, рождающие несостоятельность ОТО. Тогдашняя мода (именно *мода* в начале XX века) на «новейшую теорию» сослужила плохую службу науке. Вот, как Ландау характеризует свое пристрастное отношение к ОТО в «Теории поля»[1]:

«Теория гравитационных полей, построенная на основе теории относительности, носит название **общей теории относительности**. Она была создана Эйнштейном (и окончательно сформулирована в 1916 г.) и является, пожалуй, самой красивой из существующих физических теорий. Замечательно, что она была построена Эйнштейном чисто дедуктивным путем и лишь в дальнейшем была подтверждена астрономическими измерениями».

Таких экспериментов тогда было три:

1. Смещение перигелия Меркурия.
2. Отклонение светового луча в гравитационном поле Солнца.
3. Гравитационное красное смещение, или замедление времени в гравитационном поле.

Указанные выше эксперименты могут иметь другое объяснение, опирающееся на классические пространственно-временные отношения. Но объяснение требует изложения гипотез, от которых мы здесь воздерживаемся. Есть интересные работы, которые необходимо принимать во внимание.

Например, Г. Ивченков проанализировал эксперимент Эддингтона. Он пишет [4]:

«Приведенный здесь анализ достаточно тривиален и мог быть сделан и в 1919 году еще до экспедиции. Но, по-видимому, надо было поддержать ОТО любой ценой, даже с помощью подобных методов. После Эддингтона туда потянулись и другие "экспериментаторы". Все это вместе и дает этот "эффект", который можно назвать "эффектом Эддингтона - Эйнштейна". Другими словами, основанием для триумфального шествия ОТО послужил экспериментальный результат, полученный вследствие грубейших ошибок (или прямого мошенничества, так как, думаю, они знали, что делали), введшей в заблуждение ученых (что, в общем-то, случается в науке время от времени).

Данная здесь оценка результатов не одинока, приведенный ниже абзац это подтверждает (выделено автором).

... Eddington was one of the first to appreciate the importance of Einstein's theories of special and general relativity, and published a treatise on the subject. He led an expedition to observe the total solar eclipse of 1919, in which the bending of light rays predicted by general relativity was observed (**although it was later shown that the uncertainties were too large to make any definitive statement**).

"Эддингтон был одним из первых, кто оценил важность Специальной и Общей Теории Относительности Эйнштейна и который опубликовал статьи на эту тему. Он руководил экспедицией которая наблюдала полное солнечное затмение 1919 года, в котором было зарегистрировано отклонение луча света, предсказанное Общей Теорией Относительности (**хотя, позднее было показано, что неопределенности были настолько большие, что это не позволяло сделать какое-либо определенное заключение**). " (перевод Г. И.)... ..

... ..Кстати, о лорде Эддингтоне, он не был нейтральным экспериментатором, а являлся в то время одним из главных релятивистов, внесшим большой вклад в развитие ОТО. Уверяют, что он был настолько увлечен ОТО (тогда очень модной, революционной теорией), что говорили, что если он не получит положительный результат в этой экспедиции, то может застрелиться. Как видим, этого не произошло».

СТО и ОТО подвергаются постоянной критике, но «научная элита» старается отмолчаться или обвинить критиков в «лженауке». Свидетельств тому много. Например, В. Н. Леонович в [5] пишет:

«При выявлении признаков лженауки в реальных ситуациях, может возникнуть нравственная проблема. Действительно, если господство лженауки продолжается достаточно долго, то лженаука может воспитать плеяду ученых, ограниченные способности которых не в силах были преодолеть навязываемую ложь, и они теперь воспринимают ложь как истину. Возникает вопрос: как относиться к этому, целенаправленно сформированному интеллектуальному уродству. Видимо, как относятся к больным во время эпидемии, просто их надо лечить, т.е. переучивать.

Критика ТО Эйнштейна запрещена специальным Решением Президиума АН.

Жизнь поставила академическую лженауку перед выбором. Либо не противится критике ТО – и тогда неминуемый и скорый крах множества карьер, либо запрет крики – и тогда возможно затяжное, сохраняющее статус, противостояние. Выбор был сделан, и его потребовалось обосновать.

В ход пошел еще один прием, обозначаемый в русском фольклоре фразой “валить дурака”. Для обоснования Запрета критики ТО, РАН приводит следующий аргумент: перегруженность рецензирующих органов, вызванную якобы непомерно большим потоком заведомо лженаучной продукции.

Декларируемая показная неспособность РАН в этом вопросе поражает».

Поражает не только это. Поражает обилие фальсификаций и подгонок в официальной научной прессе с целью поддержки СТО и ОТО [6].

С 1919 года прошло почти 100 лет. За это время прошло не одно солнечное затмение. Однако никто так и не захотел (запретили?) провести повторные измерения отклонения луча света хотя бы для проверки и подтверждения результата Эддингтона. А ведь современные методы обладают гораздо более высокой степенью точности измерений!

#### **Источники информации:**

4. Г. Ивченков . Самое важное подтверждение ОТО или что измерил лорд Эддингтон в 1919». <http://ivanik3.narod.ru/TO/eddingtonIvchenkov.pdf>. <http://new-idea.kulichki.net/?mode=art&pf=eddington.htm>.
5. В. Н. Леонович. Лженаука и ее метаморфозы. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12317.html>.
6. О.Х. Деревенских. Фиговые листики теории относительности. <http://newfiz.narod.ru/rel-opus.htm>.

# Глава 6. Ошибки при описании взаимодействия инерциальных зарядов

## 1. Предварительные замечания

Обращает на себя внимание **подобие** законов квазистатической электродинамики для инерциальных зарядов, подчиняющихся закону Кулона, и закона всемирного тяготения Ньютона. Рассматривая в этой Главе **электродинамические ошибки**, мы будем постоянно иметь в виду эту **аналогию**. Мы будем считать (это было обосновано в Главе 4), что в теории тяготения имеется **инерциальная масса** и **гравитационный заряд**, численно (в пределах погрешности измерений) примерно равный инерциальной массе. Здесь примерное численное равенство обусловлено двумя причинами. Первая – сложившаяся система единиц измерения. Вторая – отсутствие знаний, определяющих природу гравитационного заряда. Электромагнитная природа инерции была установлена нами в Главе 2.

Классическая механика построена на принципе относительности Галилея-Пуанкаре, который утверждает, что фундаментальные законы физики одни и те же во всех инерционных системах.

Как было установлено в Главе 4, преобразование Лоренца справедливо только для световых волн. При этом пространство и время сохраняют свой классический смысл. Поэтому для материальных тел и их полей преобразование Галилея сохраняется.

В классической механике реализация этого принципа очевидна (например, закон всемирного тяготения, закон Кулона и т.д.). В упомянутых законах взаимодействие определяется относительным расстоянием между двумя телами  $\mathbf{R}_{12} = \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_2$ . Переход наблюдателя в новую инерционную систему сохраняет неизменным относительное расстояние между двумя телами.

В стандартных учебниках нерелятивистское выражение для взаимодействий зарядов **выведено небрежно** (например [1], [2] и т.д.). Функция Лагранжа, отвечающая за взаимодействие, записывается следующим образом [1]:

$$L_{вз} = ceu_i A_i \approx -e\phi + ev\mathbf{A} \quad (6.1.1)$$

Это **неправильный** (ошибочный) результат. Можно **предположить**, что этот «вывод» есть, по сути, элементарная подгонка, чтобы получить формулу Лоренца для двух **нерелятивистских** взаимодействующих зарядов. Чтобы показать ошибку, мы распишем выражение (6.1.1) подробно

$$L_{12} = ce_1 u_{i1} e_2 u_{i2} / 4\pi\epsilon r_{12} = ce_1 e_2 u_{12} / 4\pi\epsilon r_{12} \quad (6.1.2)$$

где  $u_{12} = u_{i1} u_{i2}$  есть **истинный скаляр**, инвариантный относительно преобразования Лоренца.

$$u_{12} \approx -[1 + (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 / 2c^2] = -[1 - \mathbf{v}_1 \mathbf{v}_2 / c^2 + (v_1^2 + v_2^2) / 2c^2] \quad (6.1.3)$$

Члены суммы в скобках (правая часть (6.1.3)), удовлетворяют условию

$$e_1 e_2 (v_1^2 + v_2^2) / 8\pi\epsilon c^2 r_{12} \ll m_1 v_1^2 / 2 + m_2 v_2^2 / 2 \quad (6.1.4)$$

Кажется, что мы можем, опираясь на (6.1.4), пренебречь членами в (6.1.2), чтобы получить (6.1.1). Но это **ошибка**. Она оказала негативное влияние на развитии физики. Помимо некорректного математического результата в физику одновременно вошла **гносеологическая** ошибка. Благодаря ей, работа и сила перестали быть инвариантными

величинами не только относительно преобразования Лоренца, но и относительно преобразования Галилея.

## 2. Взаимодействие двух зарядов

Мы исправим ошибки в описании взаимодействия инерциальных зарядов. Напомним, что мы должны отбросить требование выполнения Лоренц-ковариантности уравнений. Теперь мы не ограничены этим требованием в выборе лагранжиана взаимодействия. Единственным условием является его инвариантность относительно преобразования Галилея.

Такой лагранжиан взаимодействия должен зависеть от **относительного расстояния** между зарядами и **относительной скорости** их движения.

Запишем общую форму лагранжиана взаимодействия зарядов

$$L_{вз} = -e_1 e_2 f(v_{12}^2 / c^2) / 4\pi\epsilon r_{12}$$

где:  $f(v_{12}^2 / c^2)$  может быть  $\sqrt{1 + (v_{12}/c)^2}$ , или  $\text{ch}(v_{12}/c)$ , или  $1/\sqrt{1 - (v_{12}/c)^2}$  и т.д.

Относительная скорость  $v_{12}$  равна  $v_{12} = |\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2|$ . Современная техника позволяет экспериментально установить вид функции  $f(v_{12}^2 / c^2)$  как для малых, так и для больших скоростей.

Запишем интеграл действия:

$$S = \iint \left[ \frac{m_1 v_1^2}{2} - \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon r_{12}} f\left(\frac{v_{12}^2}{c^2}\right) + \frac{m_2 v_2^2}{2} \right] dt \quad (6.2.1)$$

Для удобства анализа и простоты выкладок мы ограничимся малыми относительными скоростями. Распространение выводов для больших скоростей не представляет принципиальных трудностей. Запишем интеграл действия  $S$  при  $v \ll c$ .

$$S \approx \int \left( m_1 \frac{v_1^2}{2} - \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon r_{12}} \left[ 1 + \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2}{2c^2} \right] + m_2 \frac{v_2^2}{2} \right) dt \quad (6.2.2)$$

Как мы видим, это выражение соответствует формуле (6.1.3). Можно придать выражению (6.2.2) стандартный вид

$$S \approx \int \left( m_1 \frac{v_1^2}{2} - e_1 \phi_2 - \frac{1}{2} e_1 \mathbf{v}_{12} \mathbf{A}_2 + m_2 \frac{v_2^2}{2} \right) dt \quad (6.2.3)$$

где:  $\mathbf{v}_{12} = \mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2$ ;  $\mathbf{A}_2 = \phi_2 \mathbf{v}_{12} / c^2$  это векторный потенциал, воздействующий на заряд  $e_1$ , который создается зарядом  $e_2$ , движущимся относительно заряда  $e_1$ .

Из интеграла действия (6.2.3) следует уравнение движения для первого заряда при условии, что заряд  $e_2$  как бы "заморожен" ( $\mathbf{R}_2$  и  $\mathbf{v}_2$  постоянны).

$$m_1 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = -e_1 \text{grad}\phi_2 - e_1 \frac{\partial \mathbf{A}_2}{2\partial t} - \frac{1}{2} e_1 (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2) \times \text{rot} \mathbf{A}_2 \quad (6.2.4)$$

Уравнение движения второго заряда можно получить тем же путем.

$$m_2 \frac{d\mathbf{v}_2}{dt} = -e_2 \text{grad}\phi_1 - e_2 \frac{\partial \mathbf{A}_1}{2\partial t} - \frac{1}{2} e_2 (\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1) \times \text{rot} \mathbf{A}_1 \quad (6.2.5)$$

где:  $\mathbf{A}_1 = \phi_1(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1)/c^2$

Кажется, что множитель 1/2 в выражении (6.2.5) противоречит современной точке зрения. Однако прямых экспериментов по прямой проверке взаимодействия двух зарядов при малых скоростях  $v \ll c$  не велось. Мы рассмотрим ниже взаимодействие заряда с током и покажем правильность наших выкладок.

Выражения (6.2.4) и (6.2.5) являются инвариантными относительно преобразования Галилея. Взаимодействие зарядов не зависит от выбора наблюдателем инерциальной системы. Третий принцип Ньютона (действие равно противодействию) всегда выполняется  $\mathbf{F}_{12} = -\mathbf{F}_{21}$ .

### 3. Взаимодействие заряда и проводника с током

Мы будем считать, что отдельно взятые положительные и отрицательные заряды проводника много больше свободного заряда  $q$ , и не будем учитывать его влияние на проводник. В точке, где движется заряд  $q$ , положительный заряд проводника создает потенциал  $\phi_1$ , а отрицательный – потенциал  $\phi_2$  как показано на рис. 6.1. Проводник квазинейтрален, т.е. суммарный скалярный потенциал вне проводника равен нулю  $\phi_1 + \phi_2 = 0$ .

Запишем функцию Лагранжа, учитывая, что он равен сумме лагранжианов взаимодействия заряда с положительными и отрицательными зарядами проводника.

$$L = \frac{mv^2}{2} - q\phi_1\left[1 + \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v})^2}{2c^2}\right] - q\phi_2\left[1 + \frac{(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v})^2}{2c^2}\right] \quad (6.3.1)$$

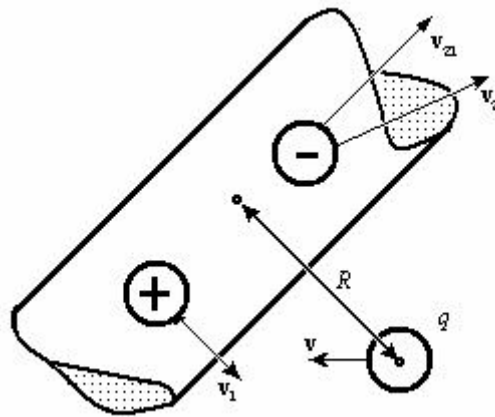


Рис. 6.1 Обозначения:  $v_1$  - скорость положительных зарядов проводника (ионов);  $v_2$  – скорость электронов проводимости проводника;  $v$  – скорость свободного заряда;  $v_{21} = v_2 - v_1$  – средняя скорость электронов проводимости в проводнике.

Учитывая квазинейтральность проводника, мы можем записать функцию Лагранжа в следующем виде:

$$L = \frac{mv^2}{2} + q\phi_1 \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)(\mathbf{v} - \frac{(\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)}{2})}{c^2} \quad (6.3.2)$$

Можно выражению (6.3.2) придать стандартный вид после введения следующих обозначений:

- $\mathbf{A} = \frac{\phi_1(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)}{c^2}$  - векторный потенциал проводника в точке заряда  $q$ ;

- $\mathbf{v}_0 = (\mathbf{v}_1 + \mathbf{v}_2)/2$  - скорость базовой системы отсчета;
- $\mathbf{v}_r = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0$  - скорость движения заряда  $q$  в базовой системе.

Базовая система отсчета это инерциальная система, в которой положительные заряды (ионы) проводника и электроны проводимости движутся **с равными скоростями в противоположные стороны**. Это своеобразный «центр инерции» зарядов проводника. Выражение (6.3.2) можно теперь записать в «стандартной» форме.

$$L = \frac{mv^2}{2} + q\mathbf{v}_r\mathbf{A}$$

Известно, что средняя скорость электронов проводимости в проводнике  $(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)$  весьма малая величина. Поэтому потенциал  $\phi_1$  практически есть функция  $(\mathbf{R} - \mathbf{v}_0 t) \approx (\mathbf{R} - \mathbf{v}_1 t)$ . Другими словами, мы можем считать, что базовая система отсчета проводника связана с самим проводником. Принимая это во внимание, можно записать уравнение движения заряда, в правой части которого имеется лоренцева сила

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -q \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + q(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) \times \text{rot} \mathbf{A} \quad (6.3.3)$$

Выражение (6.3.3) может быть записано в другой форме

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q\mathbf{E}' - q \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + q\mathbf{v} \times \text{rot} \mathbf{A}$$

где  $\mathbf{E}' = -\mathbf{v}_0 \times \text{rot} \mathbf{A} = -\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}$

Это известный результат преобразования магнитного поля с помощью преобразования Лоренца, примененного для заряда, движущегося в базовой системе отсчета. В базовой системе, как было сказано, положительные и отрицательные заряды проводника имеют одинаковую скорость, но движутся в противоположных направлениях. Система отсчета заряда движется относительно базовой системы со скоростью  $\mathbf{v}_0$  [2], [3].

Вернемся к выражению (6.3.3) и заменим в нем векторный потенциал скалярным

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = q \text{grad} \phi_1 \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)}{c^2} \quad (6.3.4)$$

Из (6.3.4) следует, что заряды не взаимодействуют с проводником, если:

- $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 = 0$ ; тривиальный случай отсутствия тока в проводнике;
- $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 = 0$ ; заряд покоится в базовой системе отсчета проводника;
- $(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0) = 0$ , но  $\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2 \neq 0$  и  $\mathbf{v} - \mathbf{v}_0 \neq 0$ ; точечный заряд движется в базовой системе перпендикулярно проводнику. Если бы мы рассматривали сферический протяженный заряд, то при таком движении он бы начал вращение.

Обычно средняя скорость электронов проводимости является маленькой. Поэтому возможно приближенно полагать, что базовая система отсчета проводника связана с проводником. Если движущийся заряд пересекает силовые линии магнитного поля, то на заряд действует сила. Если же заряд покоится в базовой системе, то магнитные силы отсутствуют.

Мы можем распространить понятие «Базовая система отсчета» на замкнутые контуры с током, на электромагнитны и магниты. У магнита, электромагнита и т.д. есть свои базовые системы отсчета.

Например, токовое кольцо создает магнитное поле. Такое кольцо можно сравнить с магнитом. Если кольцо вращается или движется, тогда магнитное поле вращается или движется вместе с кольцом (магнитом). В системе отсчета наблюдателя движение магнитного поля производит электрическое поле. Это важный аспект для понимания сути магнитных взаимодействий [4], [5].

#### 4. Работа и сила

Выясним теперь содержание понятий «сила» и «работа». Неправильная интерпретация этих понятий рождает парадоксы и ошибки при объяснении явлений электродинамики. Особенно много таких ошибок при объяснении магнитных явлений. Мы их рассмотрим в следующей главе (Глава 7).

Понятию «сила» можно дать в классической механике следующее определение:

*«Сила – это свойство материального объекта (источника данного свойства), которое проявляется при взаимодействии материальных объектов и приводит к изменению состояния взаимодействующих объектов (импульс, траектория и др.)».*

- Отметим, что сила это **свойство** объекта, а не некий материальный объект. «Голой» силы, т.е. силы без источника (как свойства без объекта) не бывает. Сила всегда имеет свой источник. Источниками сил могут быть самые разнообразные материальные объекты: заряд со своим полем, электромагнитная волна, которая несет с собой свое свойство – силовую характеристику, т.е. напряженность своего поля и т.д.
- Сила проявляется только во **взаимодействии**, т.е. во взаимном действии. Взаимность действия в классической механике отражается **третьим принципом Ньютона**. Для проявления силы необходимы, по крайней мере, два объекта, которые должны взаимодействовать.
- Очень важно, что сила зависит только от **относительных величин**: скоростей и расстояний. Положение субъекта-наблюдателя **не влияет** на силу взаимодействия. Как нами ранее было установлено, сила инвариантна относительно преобразования Галилея.

Работа является второй стороной (энергетической характеристикой) взаимодействия. Дадим следующее определение:

*«Работа – объективная количественная характеристика качественного изменения движения материи, характеризующая энергетическую сторону взаимодействия».*

Отметим, что работа связана не с движением объекта относительно наблюдателя, т.е. не с самим движением в системе отсчета наблюдателя, а с **качественным измерением** движения, рассматриваемым в **любой** фиксированной инерциальной системе отсчета. Качественное изменение движения в широком смысле есть переход одного вида энергии в другой, от одного материального объекта к другому.

**Работа** – объективное понятие. Работа определяется в механике **относительным** движением материальных объектов и не зависит от положения наблюдателя. Это свойство определяет **инвариантность работы** относительно преобразования Галилея, т.е. независимость работы от волевого выбора наблюдателем инерциальной системы отсчета.

Ниже мы рассмотрим примеры, чтобы объяснить характерные ошибки интерпретации.

## 5. Примеры гносеологических ошибок

**Пример 1.** Рассмотрим два взаимодействующих тела. Уравнения движения этих тел имеют вид:

$$m_1 \frac{d\mathbf{v}_1}{dt} = \mathbf{F}_{12} \quad \text{и} \quad m_2 \frac{d\mathbf{v}_2}{dt} = \mathbf{F}_{21} \quad (6.5.1)$$

Вычислим дифференциал работы.

$$dA = \mathbf{F}_{12}(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)dt = \mathbf{F}_{12}d\mathbf{R}_{12} = \mathbf{F}_{21}d\mathbf{R}_{21} \quad (6.5.2)$$

Работа, которую совершает каждая частица, равна

$$dA_1 = \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{F}_{12}d\mathbf{R}_{12} \quad dA_2 = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{F}_{12}d\mathbf{R}_{12} \quad (6.5.3)$$

Выражения (6.5.3) не зависят от выбора инерциальной системы отсчета. Часто в учебниках можно встретить следующее выражение для работы, совершаемой телами:

$$d\tilde{A}_1 = \mathbf{F}_{12}\mathbf{v}_1 dt \quad \text{и} \quad d\tilde{A}_2 = \mathbf{F}_{21}\mathbf{v}_2 dt \quad (6.5.4)$$

Выражение (6.5.4) можно рассматривать как стандартную гносеологическую ошибку. Сила всегда является **свойством** взаимодействующего тела. Это свойство ошибочно **отрывают** от частицы и превращают в некую самостоятельную субстанцию, которая покоится в системе отсчета наблюдателя. В результате такого подхода появляется **«работа»**, которая зависит от субъективного выбора наблюдателем инерциальной системы отсчета (виртуальная работа). Ее нельзя рассматривать как реальную, действительную работу [3].

**Пример 2.** В учебниках можно прочитать, что

$$dA = d\frac{mv^2}{2} = e\mathbf{v}\mathbf{E}dt \quad (6.5.5)$$

Мы должны ограничить использование этого выражения следующим условием.

Выражение (6.5.5) справедливо только при условии, что источник поля **Е покоится** в системе отсчета наблюдателя. В общем случае выражение (6.5.5) неверно, поскольку в нем не учитывается движение источника электрического поля.

## 6. «Конвективный потенциал»

Это тоже пример гносеологической ошибки. Описание «конвективного» потенциала приведено в учебнике [3]. Пусть заряды покоятся. Кулоновские силы двух неподвижных зарядов уравновешены механическими силами. Наблюдателю, который движется мимо зарядов с постоянной скоростью, будет казаться, что на заряды действует момент сил.

Итак, цитируем объяснение в [3]:

*«Два электрона, движущихся параллельно друг другу с одинаковой скоростью и, взаимодействуют между собой. Сила взаимодействия определяется выражением для силы Лоренца...*

$$\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$$

*...после преобразования...*

$$\mathbf{F} = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon} \nabla \left( \frac{1 - u^2/c^2}{s} \right) = -\nabla\psi$$

... Функция

$\psi = \frac{e^2(1-u^2/c^2)}{4\pi\epsilon s}$  называется конвективным потенциалом...».

Обращаем ваше внимание на то, что конвективный потенциал является мгновенно действующим, а не запаздывающим в соответствии с Главой 2. Далее [3]:

«Сила  $F_2$ , с которой электрон  $e_1$ , находящийся в точке  $(x_1, y_1, z_1)$ , действует на электрон  $e_2$ , находящийся в точке  $(x_2, y_2, z_2)$ , должна быть перпендикулярна поверхности эллипсоида

$$s = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right) [(y_1 - y_2)^2 + (z_1 - z_2)^2]}$$

ибо последняя является эквипотенциальной поверхностью...

... Таким образом, за исключением случаев, когда линия, соединяющая электроны, параллельна или перпендикулярна к направлению движения, силы действия и противодействия не коллинеарны».

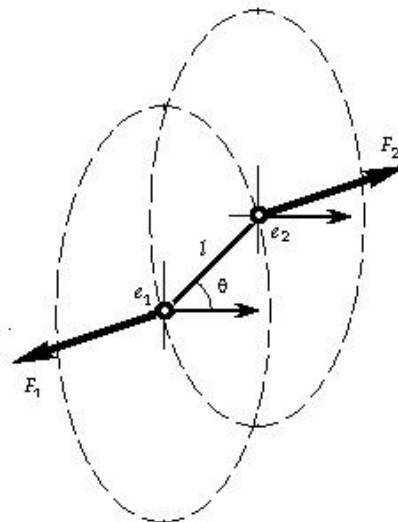


Рис. 6.2

Здесь, видимо, также опечатка, поскольку силы коллинеарные, но не лежат на одной прямой. Естественно, что появляется вращающий момент (рис. 6.2). Заметим, что [3]:

«... для наблюдателя, движущегося с зарядами, заряды не представляют собой элементов тока. Поэтому взаимодействие между ними будет чисто кулоновским».

Итак, [3]:

«Вращательный момент, предсказываемый теорией, реально существует для наблюдателя, движущегося относительно зарядов со скоростью  $u$ . Он мог бы быть измерен, если бы не нужно было учитывать механические соображения. Мы уже указывали, что представление о «жестком» стержне несовместимо с теорией относительности .... Положение полностью аналогично тому, которое было при рассмотрении равновесия рычага – вращательный момент компенсируется приростом момента импульса. Во всяком случае, равновесие есть свойство, инвариантное относительно преобразований Лоренца».

Ясно, что здесь мы имеем дело не с объяснением физического явления, предсказываемого СТО, а с декларацией об «инвариантности» равновесия в любой инерциальной системе

отсчета («Во всяком случае, равновесие есть свойство, инвариантное относительно преобразований Лоренца» [3]). Мы читали нечто подобное в объяснении «Парадокса рычага». В следующем параграфе мы выясним причину парадокса.

## 6. Объяснение «появления» вращающего момента

Мы сейчас не будем рассматривать формализм релятивистских формул. Мы будем интересоваться только гносеологической (эпистемологической) ошибкой объяснения. Ошибка обусловлена существующим определением напряженности поля.

В зарубежных учебниках можно прочесть [6]: “*The electric field intensity is defined as the force per unit positive charge that would be experienced by a stationary point charge, or "test charge", at a given location in the field:*

$$\mathbf{E} = \mathbf{F} / q_t$$

Это определение принято и у нас: *Напряженность электрического поля в данной точке пространства численно равна силе, действующей на единичный положительный точечный заряд* (пробный заряд).

Однако приведенные определения не полны и, следовательно, они **ошибочны**. Пробный заряд должен **покоиться** в точке  $A(x, y, z)$ , где измеряется поле (система отсчета наблюдателя). **Это весьма важно!** Если заряд движется через точку  $A(x, y, z)$  со скоростью  $\mathbf{u}$ , тогда на заряд будет действовать другая сила  $\mathbf{F}' \neq \mathbf{F}$ .

По этой причине объяснение в [3] содержит ошибку. Автор приписывает **движущемуся** заряду силу, которая действовала бы на **неподвижный** пробный заряд. Как следствие мы вычисляем вращающий момент, который **не существует** в реальности. Напомним, что сила инвариантна относительно преобразования Галилея. Дадим **свое** определение напряженности электрического поля  $\mathbf{E}$ , пригодное для релятивистского и классического вариантов.

**Определение.** *Напряженность электрического поля (в данной точке пространства и в данный момент времени) есть силовая характеристика этого поля, численно равная силе, действующей на единичный, положительный, точечный заряд (т.е. на пробный заряд), покоящийся в этой точке, и имеющая направление, совпадающее с направлением вектора силы.*

Это определение корректно.

1. Во-первых, философская сторона определения - «**силовая характеристика**» - позволяет нам не воспринимать напряженность как самостоятельный вид материи. Она отражает одно из **свойств** такого **явления** как электромагнитное поле. Заметим, что «**энергетической характеристикой**» электрического поля является потенциал (в том числе и конвективный), поскольку он определяется через понятие «**работа**». Сила есть одно из **свойств** волны или материального тела. Без введения подобных уточнений возможна путаница. Например, некоторые исследователи ошибочно пытаются рассматривать силу, как некий **самостоятельный** «материальный объект», существующий как бы независимо от источника, который создает эту силу. Взаимодействуют заряды, а силы, возникающие между ними, это **свойства** зарядов (источников этих сил).
2. Во вторых, мы хотим обратить внимание на появление в определении понятия «напряженность» слова «**покоящийся**». Дело в том, что в данный момент времени в данной точке пространства мы можем «поместить» в исследуемое поле **движущийся** единичный заряд. Естественно, что на него со стороны поля будет

действовать уже *другая* сила (= будет измерена *другая* напряженность поля), отличная от той, которая действовала бы на **покоящийся** заряд.

**Приведем пример.** Пусть мы имеем однородное магнитное поле магнита, *покоящегося* в нашей системе отсчета. Если пробный заряд **покоится**, то на него магнитное поле не будет воздействовать, т.е. напряженность электрического поля, действующего на пробный единичный заряд, равна нулю. Но если заряд движется со скоростью  $\mathbf{v}$  относительно магнита, то в соответствии с формулой Лоренца на него будет действовать сила и существовать, пропорциональная ей напряженность электрического поля

$$\mathbf{E} = \mathbf{F}/e = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Рассмотрим теперь случай, когда этот магнит со своим полем перемещается с постоянной скоростью  $\mathbf{u}$  в нашей системе отсчета. Иногда можно встретить утверждения, что и в данном случае на покоящийся заряд магнитное поле не будет воздействовать. При этом сторонники такой точки зрения «кивают» на приведенную выше формулу Лоренца. Действительно, если скорость заряда равна нулю, то и сила (= напряженность электрического поля) должна быть равной нулю. Но это ошибочная точка зрения.

Движущееся магнитное поле порождает напряженность электрического поля, равную

$$\mathbf{E}' = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}$$

Эта напряженность создает силу, которая будет воздействовать на **покоящийся** в нашей инерциальной системе отсчета пробный заряд. Под ее воздействием свободный заряд начнет двигаться ускоренно, т.е. совершать работу.

Теперь, опираясь на определение напряженности электрического поля, мы можем дать непротиворечивое объяснение «конвективному потенциалу».

Итак, обратимся к рис. 6.2 и рассмотрим напряженность поля, создаваемую первым зарядом  $e_1$ , которая существует в той точке пространства, где в данный момент находится движущийся заряд  $e_2$ . Для этой цели (в соответствии с определением понятия «напряженность электрического поля») мы поместим в данную точку пространства в момент времени, соответствующий пролету второго заряда, **неподвижный** пробный заряд.

Естественно, что на этот **неподвижный** заряд будет действовать сила, определяемая формулой Лоренца. Но будет ли действовать та же самая сила на **движущийся** заряд? Ответ на этот вопрос должен быть в общем случае **отрицательным**. На движущийся заряд будет действовать *другая* сила, отличная от той, которую мы измерили с помощью неподвижного пробного заряда.

Но вернемся к рассматриваемому парадоксу. Что же мы имеем? А имеем мы **подмену** сил, если говорить с точки зрения физики. Мы **незаконно подменяем** силу, которая воздействует на движущийся заряд, другой силой, которая действует на **неподвижный** в нашей системе отсчета заряд. Если бы мы вычисленные для неподвижного заряда силы заменили **реальными** силами, то никакого парадокса, связанного с появлением вращающего момента, мы бы не обнаружили.

Взаимодействие в современной механике имеет **объективный** характер, как это имеет место в механике Ньютона. Оно не может зависеть от выбора наблюдателем инерциальной системы отсчета.

## 7. Взаимодействие двух проводников

Рассмотрим взаимодействие двух проводников с токами. Проводник мы можем представить в виде ионной решетки положительных зарядов и электронов проводимости.

Пусть первый проводник (т.е. его положительная ионная решетка) движется со скоростью  $\mathbf{v}_1$ , а второй проводник движется со скоростью  $\mathbf{v}_3$ , как показано на рис. 6.3.

Функция Лагранжа определяется суммой парных взаимодействий положительных и отрицательных зарядов двух проводников. Выделим во втором проводнике объем  $dV$ . В этом проводнике  $\rho_3$  и  $\rho_4$  — это плотности положительных и отрицательных зарядов соответственно. Пусть в этом объеме положительные заряды первого проводника создают потенциал  $\phi_1$ , а отрицательные —  $\phi_2$ .

Мы рассматриваем оба проводника как квазинейтральные системы:  $\rho_3 + \rho_4 = 0$ ;  $\phi_1 + \phi_2 = 0$ .

Плотность лагранжиана взаимодействия равна

$$\Lambda = -\frac{\phi_1 \rho_3}{c^2} \left(1 + \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_3)^2}{2c^2}\right) - \frac{\phi_1 \rho_4}{c^2} \left(1 + \frac{(\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_4)^2}{2c^2}\right) - \frac{\phi_2 \rho_3}{c^2} \left(1 + \frac{(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_3)^2}{2c^2}\right) - \frac{\phi_2 \rho_4}{c^2} \left(1 + \frac{(\mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_4)^2}{2c^2}\right) = \frac{\phi_1 \mathbf{v}_{12}}{c^2} \rho_3 \mathbf{v}_{34} = \mathbf{j} \mathbf{A} \quad (6.7.1)$$

где:  $\mathbf{j} = \rho_3 \mathbf{v}_{34} = \rho_4 \mathbf{v}_{43}$  — плотность тока в проводнике 2;  $\mathbf{A} = \phi_1 \mathbf{v}_{12} / c^2 = \phi_2 \mathbf{v}_{21} / c^2$  — векторный потенциал, создаваемый проводником 1 в объеме  $dV$  проводника 2.

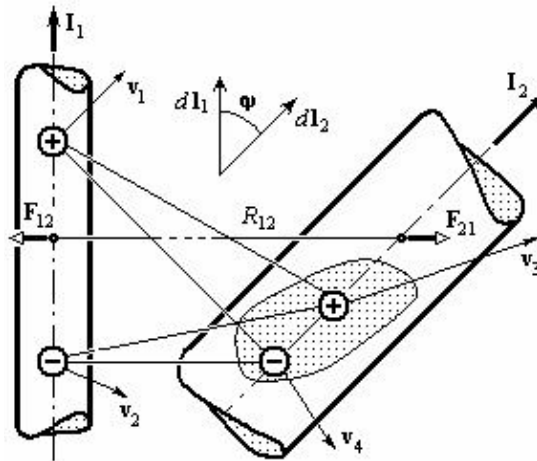


Рис. 6.3. Обозначения на рисунке 2 следующие:  $\mathbf{v}_1$  — скорость положительных зарядов проводника 1;  $\mathbf{v}_2$  — средняя скорость отрицательных зарядов проводника 1;  $\mathbf{v}_3$  — скорость положительных зарядов проводника 2;  $\mathbf{v}_4$  — средняя скорость отрицательных зарядов проводника 2;  $\mathbf{v}_{21} = \mathbf{v}_2 - \mathbf{v}_1$  — средняя скорость движения отрицательных зарядов в проводнике 1 относительно положительных;  $\mathbf{v}_{43} = \mathbf{v}_4 - \mathbf{v}_3$  — средняя скорость движения отрицательных зарядов в проводнике 2 относительно положительных.

Мы видим, что плотность функции Лагранжа совпадает с известной функцией. Однако это только внешнее сходство. Вид функции (6.7.1) является следствием полной компенсации кулоновских потенциалов в квазинейтральных системах. Это не релятивистский эффект. Выражение (6.7.1) **инвариантно относительно преобразования Галилея.**

Для получения функции Лагранжа необходимо (6.7.1) проинтегрировать по всему объему, содержащему проводники.

$$L = \int \mathbf{j} \mathbf{A} dV \quad (6.7.2)$$

Пусть длины проводников  $dl_1$  и  $dl_2$  и размеры их поперечных сечений  $s_1$  и  $s_2$  малы по сравнению с расстоянием  $R_{12}$  между этими проводниками. Тогда мы можем векторный потенциал первого проводника записать в известной форме:

$$\mathbf{A} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I_1 d\mathbf{l}_1}{R_{12}} \quad (6.7.3)$$

где:  $I_1$  – ток, протекающий через поперечное сечение первого проводника,  $I_1 = \int \rho_2 \mathbf{v}_{21} d\mathbf{s}$ .

Подставим выражение (6.7.3) в формулу (6.7.2).

$$L = \int \frac{\mu}{4\pi} \mathbf{j} \frac{I_1 d\mathbf{l}_1}{R_{12}} dV \quad (6.7.4)$$

Объем  $dV$  маленький. Векторный потенциал  $\mathbf{A}$  можно считать постоянным в этом объеме. С учетом этого выражение (6.7.4) принимает окончательный вид

$$L = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I_1 d\mathbf{l}_1}{R_{12}} \int \mathbf{j} dV = \frac{\mu}{4\pi} \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} \quad (6.7.5)$$

где  $I_2 = \int \rho_4 \mathbf{v}_{43} d\mathbf{s}_2$ .

Отметим, что выражение (6.7.5) инвариантно относительно преобразования Галилея.

Теперь мы можем, опираясь на (6.7.5), рассмотреть взаимодействие двух бесконечно малых проводников с токами, т.е. взаимодействие двух элементарных токов.

Чтобы выяснить особенности взаимодействия элементарных токов, запишем интеграл действия, опираясь на (6.7.5):

$$S = \int L dt = \int \frac{\mu}{4\pi} \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} dt \quad (6.7.6)$$

Варьировать мы можем только две величины  $\mathbf{R}_{12}$  – расстояние между двумя проводниками и  $\phi_{12}$  – угол взаимной ориентации элементов тока.

Будем варьировать  $\mathbf{R}_{12}$  при постоянном угле  $\phi_{12}$ .

$$\begin{aligned} \delta S &= \delta \int \frac{\mu}{4\pi} \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} dt = \frac{\mu}{4\pi} \int (I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2) \delta \left( \frac{1}{R_{12}} \right) dt = \\ &= \int \frac{\mu}{4\pi} \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}^3} \mathbf{R}_{12} \delta \mathbf{R}_{12} dt = \int \mathbf{F}_{12} \delta \mathbf{R}_{12} dt = 0 \end{aligned}$$

Отсюда следует, что

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}^3} \mathbf{R}_{12} = -\mathbf{F}_{21} \quad (6.7.7)$$

Как мы видим, Третий принцип Ньютона выполняется.

Будем варьировать угол взаимной ориентации элементов тока  $\phi_{12}$  при неизменном расстоянии  $\mathbf{R}_{12}$

$$\begin{aligned} \delta S &= \int \frac{\mu}{4\pi} \delta \frac{(I_1 d\mathbf{l}_1 \cdot I_2 d\mathbf{l}_2)}{R_{12}} dt = \int \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi R_{12}} ([d\mathbf{l}_1 \times \delta \phi_{12}] d\mathbf{l}_2) dt = \\ &= - \int \frac{\mu I_1 I_2}{4\pi R_{12}} ([d\mathbf{l}_1 \times d\mathbf{l}_2] \delta \phi_{12}) dt = \int \mathbf{M}_{21} \delta \phi_{12} dt = - \int \mathbf{M}_{12} \delta \phi_{12} dt = 0 \end{aligned}$$

Отсюда следует, что

$$\mathbf{M}_{21} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{[I_1 d\mathbf{l}_1 \times I_2 d\mathbf{l}_2]}{R_{12}^3} = -\mathbf{M}_{12} \quad (6.7.8)$$

Результаты (6.7.7) и (6.7.8) **полностью описывают явления**, связанные с взаимодействием двух элементарных токов. Третий принцип Ньютона не нарушается.

Правильность полученного вывода можно подтвердить, используя выражение для силы Лоренца при отсутствии электростатических кулоновских сил.

$$\mathbf{F}_{12} = -q_2 \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} + q_2 \mathbf{v}_2 \times \text{rot} \mathbf{A}_1 \quad (6.7.9)$$

Вычислим значения

$$\mathbf{A}_1 = \frac{\phi_1 \mathbf{v}_1}{c^2} = \mu \frac{q_1 \mathbf{v}_1}{4\pi R_{12}^3} \quad q_2 \frac{\partial \mathbf{A}_1}{\partial t} = q_2 \frac{\mathbf{v}_1}{c_2} \frac{\partial \phi_1}{\partial t} = -\frac{\mu}{4\pi R_{12}^3} q_1 \mathbf{v}_1 (q_2 \mathbf{v}_2 \mathbf{R}_{21})$$

$$q_2 \mathbf{v}_2 \times \text{rot} \mathbf{A}_1 = -\frac{\mu}{4\pi R_{12}^3} q_2 \mathbf{v}_2 \times [\mathbf{R}_{21} \times q_1 \mathbf{v}_1]$$

Подставляя эти выражения в (6.7.9), получим

$$\mathbf{F}_{12} = -\frac{\mu \mathbf{R}_{21} (q_1 \mathbf{v}_1 q_2 \mathbf{v}_2)}{4\pi R_{12}^3} = -\mathbf{F}_{21} \quad (6.7.10)$$

По своей форме полученное выражение соответствует выражению (6.7.10).

Действительно, если  $q_1 \mathbf{v}_1$  соответствует  $I_1 d\mathbf{l}_1$ , а  $q_2 \mathbf{v}_2$  соответствует  $I_2 d\mathbf{l}_2$ , то придем к выражению (6.7.7), что и требовалось показать.

## 8. Парадокс Тамма

Существующая в современной литературе [7] асимметрия закона Ампера (или формулы Био-Саварра) в ряде случаев приводит к нарушению Третьего закона Ньютона. Это видно из современной записи выражений для сил:

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I_1 d\mathbf{l}_1 \times [\mathbf{R}_{12} \times I_2 d\mathbf{l}_2]}{R_{12}^3}, \quad \mathbf{F}_{12} = \frac{\mu}{4\pi} \frac{I_2 d\mathbf{l}_2 \times [\mathbf{R}_{21} \times I_1 d\mathbf{l}_1]}{R_{12}^3} \quad (6.8.1)$$

В общем случае  $\mathbf{F}_{12} \neq \mathbf{F}_{21}$ . Пример подобного нарушения приведен в [7], а рисунок из этой работы воспроизведен ниже.

На рис. 6.4 показано, что второй элемент тока воздействует на первый с силой  $\mathbf{F}_{21}$ , отличной от нуля, а сам не испытывает никакого воздействия со стороны первого элемента тока.

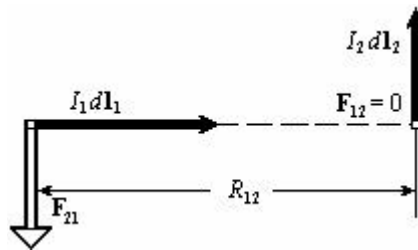


Рис. 6.4

Полученные нами соотношения (6.7.7) и (6.7.8) устраняют асимметрию закона Ампера. На элементы токов будет действовать только вращающий момент (6.7.8).

## 9. Механика взаимодействующих частиц

Рассмотрим замкнутую систему, состоящую из большого числа заряженных частиц, взаимодействующих между собой. Пусть эти частицы локализованы в некотором объеме  $V_0$ .

Мы используем для построения функции Лагранжа выражение (6.2.4). Мы обобщаем это выражение, взяв общую форму лагранжиана взаимодействия. Для  $i$  и  $k$  частиц запишем следующую функцию Лагранжа

$$L_{ik}^* = m_i \frac{v_i^2}{2} + L_{ik}(R_{ik}; v_{ik}) + m_k \frac{v_k^2}{2}; \quad L_{ik} = L_{ki}; \quad L_{ii} = 0 \quad (6.9.1)$$

Общий вид функции действия для замкнутой консервативной системы можно записать в следующем виде:

$$S = \int \sum_{i=1}^N \left[ \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{k>i} L_{ik}(R_{ik}; v_{ik}) \right] dt \quad (6.9.2)$$

Изучим свойства системы, описываемой действием (6.5.1). Прежде всего, найдем уравнение движения для  $i$ -той частицы. Для этого найдем вариацию действия  $\delta S$  и обратим ее в нуль. Варьировать подинтегральное выражение мы будем при следующих условиях: мы будем менять координату  $i$ -той частицы  $\mathbf{R}_i$ , полагая  $t$  и координаты других частиц фиксированными (постоянными). В результате мы получим следующую систему уравнений движения:

$$\frac{dm_i \mathbf{v}_i}{dt} = \sum_{k=1}^N \left( \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{R}_{ik}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ik}} \right) = \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_{ki} \quad (6.9.3)$$

где:  $\delta \mathbf{R}_{ik} = \delta \mathbf{R}_i - \delta \mathbf{R}_k = \delta \mathbf{R}_i$  поскольку  $\delta \mathbf{R}_k$  постоянна;  $\delta \mathbf{v}_{ik} = \delta \mathbf{v}_i - \delta \mathbf{v}_k = \delta \mathbf{v}_i$ , поскольку  $\delta \mathbf{R}_k$  постоянна;

$$\mathbf{F}_{ki} = \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{R}_{ik}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ik}} = -\mathbf{F}_{ik} \quad (6.9.4)$$

Из (6.9.4) видно, что третий принцип Ньютона выполняется, т.е. действие **всегда** равно противодействию. Более того, сила  $\mathbf{F}_{ki}$  оказывается инвариантной относительно преобразования Галилея, поскольку зависит от относительных величин  $\mathbf{v}_{ik}$  и  $\mathbf{R}_{ik}$ . Выражение (6.9.4) объясняет отрицательный результат эксперимента Траутона и Нобла [3].

Ниже мы обсудим содержание понятий «сила» и «работа», а сейчас найдем работу, совершаемую,  $i$  – частицей.

Умножим (6.9.3) на  $\mathbf{v}_i dt$

$$dK_i = d \frac{m_i v_i^2}{2} = \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_{ki} \mathbf{v}_i dt \quad i = 1, 2, \dots, N \quad (6.9.4)$$

Это дифференциал кинетической энергии частицы при ее взаимодействии с другими частицами при условии, что все остальные частицы покоятся. Просуммируем (6.9.4) по индексу  $i$ .

$$dK = \sum_{i=1}^N dK_i = \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_{ki} \mathbf{v}_i dt = \sum_{i=1}^N \sum_{k>i}^N \mathbf{F}_{ki} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_k) dt = \sum_{i=1}^N \sum_{k>i}^N \mathbf{F}_{ki} d\mathbf{R}_{ik} dt \quad (6.9.5)$$

Соотношение (6.9.5) показывает, что изменение кинетической энергии всех взаимодействующих частиц системы равно работе всех сил. Величина  $dK$  инвариантна относительно преобразования Галилея, т.е. не зависит от выбора инерциальной системы отсчета.

Время  $t$  можно рассматривать как четвертую координату частиц. Мы можем варьировать и эту координату. Наложим условие при варьировании  $t$ : положение  $i$ -частицы фиксировано ( $\mathbf{R}_i = \text{const}$ ;  $\mathbf{v}_i = 0$ ), а все остальные частицы перемещаются, но взаимодействуют только с  $i$ -частицей. Такое взаимодействие описывается следующей

$$\text{частной функции Лагранжа } L_i = \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{k=1}^N L_{ik}(R_{ik}; v_{ik}); L_{ii} = 0 \quad (6.9.6)$$

Найдем вариацию этой функции Лагранжа

$$\delta L_i = \frac{dL_i}{dt} \delta t = \delta \left[ \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{k=1}^N L_{ik}(R_{ik}; v_{ik}) \right] = \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N L_{ik} \delta t \quad (6.9.7)$$

При выводе последнего выражения мы учли, что  $i$ -частица покоится. Продолжим преобразование, воспользовавшись уравнением движения для  $k$ -частицы (6.9.3)

$$\begin{aligned} \delta L_i &= \frac{dL_i}{dt} \delta t = \left[ \sum_{k=1}^N \left( \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{R}_{ki}} \mathbf{v}_k + \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ki}} \frac{d\mathbf{v}_k}{dt} \right) \right] \delta t = \\ &= \left\{ \frac{d}{dt} \sum_{k=1}^N \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ki}} \mathbf{v}_k \right\} \delta t + \left\{ \sum_{k=1}^N \left[ \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{R}_{ki}} - \frac{d}{dt} \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ki}} \right] \right\} \mathbf{v}_k \delta t = 0 \end{aligned} \quad (6.9.8)$$

Перенесем полную производную в левую часть

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{d}{dt} \left\{ L_i - \sum_{k=1}^N \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ki}} \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ki}} \mathbf{v}_k \right\} = - \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_{ik} \mathbf{v}_k \quad (6.9.9)$$

Выражение (6.9.9) – это изменение потенциальной энергии  $i$ -частицы при ее взаимодействии с другими частицами, при условии что  $i$ -частица покоится, а остальные частицы перемещаются и взаимодействуют только с ней. Суммируя (6.9.9) по индексу  $i$ , получим полное изменение потенциальной энергии всех взаимодействующих частиц.

$$dE = \sum_{i=1}^N dE_i = - \sum_{i=1}^N \sum_{k=1}^N \mathbf{F}_{ik} \mathbf{v}_k dt = - \sum_{i=1}^N \sum_{k>i}^N \mathbf{F}_{ik} (\mathbf{v}_k - \mathbf{v}_i) dt = - \sum_{i=1}^N \sum_{k>i}^N \mathbf{F}_{ik} d\mathbf{R}_{ki} \quad (6.9.10)$$

Как и (6.9.5) соотношение (6.9.10) инвариантно относительно преобразования Галилея. Оно выражается через работу всех сил, действующих на частицы замкнутой системы. Поэтому величину  $dA$ , равную  $dA = dK = -dE$ , мы назовем дифференциалом работы, а саму величину  $A$  – работой. Законы сохранения приведены в Приложении А.

## 10. К теории тяготения

Поскольку прослеживается аналогия между квазистатическими явлениями электродинамики и законом Всемирного тяготения, выскажем несколько соображений.

Об эквивалентности инерциальной и тяготеющей масс. Наше отношение к этой гипотезе отрицательное. Инерциальная масса отражает способность материального объекта сохранять свое состояние и «противостоять» действию внешней силы. Гравитационная масса (гравитационный заряд) отражает способность материальных тел к взаимодействию между собой (к взаимному притяжению). отождествление столь разных свойств есть эклектика.

Между квазистатическими явлениями электродинамики и квазистатическими явлениями гравитации имеет место аналогия. По этой причине интеграл действия для двух взаимодействующих гравитационных зарядов (масс) можно записать в следующем виде

$$S = \int \left( m_1 \frac{v_1^2}{2} - \gamma \frac{m_{g1} m_{g2}}{r_{12}} \left[ 1 + \frac{v_{12}^2}{2c^2} \right] + m_1 \frac{v_1^2}{2} \right) dt$$

где  $m$  – инерциальная масса;  $m_g$  – гравитационный заряд;  $v_{12}$  – относительная скорость тел;  $\gamma$  – постоянная тяготения. Мы не будем приводить расчетов, которые предсказывают смещение перигелия Меркурия такое же, какое следует из эйнштейновских представлений Специальной теории относительности (20'' за столетие).

Следует отметить, что на смещение перигелия влияют и другие факторы. Например, солнце испускает большое число нейтральных и заряженных частиц. Вокруг него на большом расстоянии существует положительный пространственный заряд, сквозь который пролетают Земля и другие планеты. Естественно, что и они в результате столкновений с заряженными частицами приобретают заряд. При этом электрическое поле, где движутся планеты, уже не подчиняется закону  $R^{-2}$ . Если, например, заряд солнца составляет сотни кулон, то поправка к смещению перигелия может составить величину того же порядка, что и указанная ранее.

## Заключение

Таким образом, мы исправили ошибки и показали, что взаимодействие зарядов не противоречит механике Ньютона. Принцип причинной связи не нарушается [8]. Электромагнитная волна это особый вид материи. Электромагнитные волны необходимо рассматривать специально.

## Приложение А. Законы сохранения

Запишем теперь законы сохранения, вытекающие из (6.9.2). Мы не будем воспроизводить промежуточные результаты, поскольку существуют стандартные способы получения законов сохранения (первых интегралов), изложенные в любом учебнике по теоретической механике.

1. Из инвариантности функции Лагранжа относительно преобразования Галилея следует, что **центр инерции замкнутой системы**, определяемый выражением

$$\mathbf{R}_c = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \mathbf{R}_i}{\sum_{i=1}^N m_i}, \quad (6.A.1)$$

движется относительно наблюдателя **с постоянной скоростью**

$$\mathbf{v}_c = \frac{d\mathbf{R}_c}{dt} = \frac{\sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i}{\sum_{i=1}^N m_i}. \quad (6.A.2)$$

2. **Закон сохранения энергии.** В силу того, что функция Лагранжа не зависит явно от времени (инвариантна относительно преобразования  $t = t' + t_0$ , где  $t_0 = \text{const}$ ) имеет место закон сохранения энергии:

$$E = \sum_{i=1}^N \frac{m_i v_i^2}{2} + \sum_{i=1}^N \sum_{k>i}^N \left( \frac{\partial L_{ik}}{\partial v_{ik}} v_{ik} - L_{ik} \right) \quad (6.A.3)$$

3. **Закон сохранения импульса** вытекает из инвариантности функции Лагранжа относительно преобразования  $\mathbf{R} = \mathbf{R}' + \mathbf{R}_0$ , где  $\mathbf{R}_0 = \text{const}$ .

$$\mathbf{P} = \sum_{i=1}^N \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}_i} = \left( \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i + \sum_{k=1}^N \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_i} \right) = \sum_{i=1}^N m_i \mathbf{v}_i \quad (6.A.4)$$

4. **Закон сохранения момента импульса.** Из инвариантности функции Лагранжа относительно вращений пространственных координат  $\mathbf{R} = \mathbf{R}_0 + [\mathbf{R}_0 \times d\boldsymbol{\phi}]$ , где  $\mathbf{R}_0$  – постоянен, а  $d\boldsymbol{\phi}$  – угол поворота, следует закон сохранения момента импульса

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^N \left( [m_i \mathbf{R}_i \times \mathbf{v}_i] + \sum_{k>i}^N [\mathbf{R}_{ik} \times \frac{\partial L_{ik}}{\partial \mathbf{v}_{ik}}] \right) \quad (6.A.5)$$

Уравнения движения, законы сохранения, выражение для сил, работы **инвариантны относительно преобразования Галилея**. Они не зависят от выбора инерциальной системы отсчета и отражают сущность процессов взаимодействия.

### Источники информации:

1. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля. - М.: ФИЗМАТГИЗ, 1963.
2. J. Jackson, Classical Electrodynamics, Wiley, New York (1963).
3. W. Panofsky & M. Phillips, Classical electricity and Magnetism Wesley Publishing Co. Inc., Cambridge, MA: Addison-Wesley, USA, (1961)
4. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина. Магнитные парадоксы и их объяснение. <http://www.twirpx.com/file/292739/>
5. М.В. Корнева, В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина. Анализ классической электродинамики и теории относительности. <http://n-t.ru/tp/ns/ak.pdf>
6. R.F. Feynman, R.B. Leighton, M. Sands. The Feynman Lectures on Physics. V. 1, ADDISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, INC. 1963.
7. И.Е. Тамм. Основы теории электричества. – М.: ГИТТЛ, 1954.
8. В.А. Кулигин. Причинность и взаимодействие в физике. Сборник Воронежского государственного университета: «Детерминизм в современной науке». Воронеж, 1987. (См. Также: <http://n-t.ru/tp/ns/pvf.htm>).

# Глава 7. Объяснение магнитных явлений

## Введение

Результаты Главы 6 позволяют дать непротиворечивое объяснение «магнитным парадоксам» в рамках классических представлений. Часть парадоксов собрана в статье Г.В. Николаева [1]. Мы подтвердим эффективность использования мгновенно действующих потенциалов для объяснения магнитных явлений..

## 1. Униполярная индукция

Специальная теория относительности никогда не могла дать корректного объяснения этому явлению (см., например, [1]). Здесь мы дадим новое объяснение в рамках классической механики Ньютона. Качественное объяснение не представляет принципиальных трудностей. Однако количественный пример, как правило, связан с громоздкими вычислениями, за которыми утрачивается его наглядность. Это первая причина, заставившая нас отыскивать наиболее простые модели для анализа. Вторая причина заключалась в том, чтобы подобрать наиболее универсальную модель, на которой мы могли бы исследовать разные модели униполярных генераторов.

Модель униполярного генератора представлена на рис. 7.1. Устройство содержит токовое кольцо, эквивалентное магниту, и проводящий диск со скользящим контактом. Кольцо и диск могут вращаться независимо друг от друга с разными угловыми скоростями. Такое устройство является универсальным и позволяет моделировать униполярные генераторы разных типов. Например, если диск и кольцо с током вращаются с одинаковой угловой скоростью, мы имеем униполярный генератор с вращающимся магнитом. Если же токовое кольцо неподвижно, но вращается диск, тогда мы имеем дело с другим типом униполярного генератора.

Рассмотрим работу униполярного генератора в общем случае. Будем считать, что  $h \ll a$  (см. рис. 7.1). Иными словами, вращающийся диск, кольцо с током и цепь  $AVC$  лежат в одной плоскости  $z = 0$ .

Сделаем несколько предварительных замечаний. ЭДС индукции генерируется кольцом с током в двух частях замкнутой цепи  $AVCOA$ . В первой неподвижной части цепи  $AVC$  возбуждается ЭДС индукции  $U_1$ . Если кольцо с током неподвижно, ЭДС  $U_1 = 0$ . Второй участок, где возникает ЭДС индукции, есть отрезок  $OC$  на диске. Здесь индуцируется ЭДС  $U_2$ . Суммарная ЭДС в цепи  $AVCOA$  равна

$$U = U_1 - U_2 \quad (7.1.1)$$

Когда  $\omega_1 = 0$ , вся цепь  $AVCOA$  покоится и суммарная ЭДС равна нулю,  $U = 0$ .

Порядок вычисления ЭДС  $U$  простой. Мы будем вычислять суммарную напряженность поля в некоторой точке  $D$  на оси  $x$ . Величина  $U$  получается в результате интегрирования суммарной напряженности поля. Выделим элемент  $dl$  на кольце с током. Его можно рассматривать как элемент тока, который движется со скоростью  $\mathbf{v}_0$ .

1. Пусть точка  $D$  неподвижной цепи  $AVC$  расположена на расстоянии  $R$  от оси  $z$ . Легко видеть, что напряженность поля в точке  $D$  равна

$$d\mathbf{E}_1 = -\text{grad}(d\phi^*) = -\frac{(\mathbf{v}_1 \mathbf{v}_0)}{c^2} \frac{dq_1}{d\phi} \frac{\mathbf{R}}{4\pi\epsilon R^3} d\phi \quad (7.1.2) \quad \text{где: } q_1 - \text{суммарный}$$

положительный заряд вращающегося кольца с током;  $R$  есть расстояние между  $dl$  и точкой

$D$ ;  $v_0$  - скорость базовой системы отсчета элемента с током  $dl$  ( $v_0, v_{12} \ll c$ );

$$R = \sqrt{r^2 + a^2 - 2ar \cos \varphi} \quad (7.1.3)$$

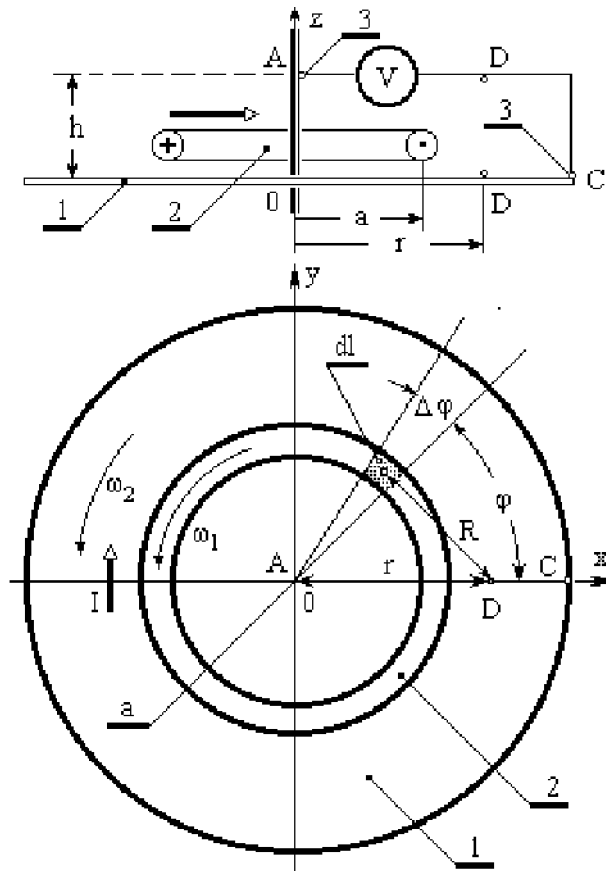


Рис. 7.1. 1 – проводящий диск; 2 – кольцо с током; 3 – скользящий контакт.

2. Рассмотрим теперь точку  $D$  на вращающемся диске. Скорость перемещения точки  $D$  равна:

$$v = \omega_2 r \quad (7.1.4)$$

Напряженность поля в этой точке  $D$  равна

$$d\mathbf{E}_2 = -\frac{(\mathbf{v}_{12} \mathbf{v}_0)}{c^2} \frac{dq_1}{d\varphi} \frac{\mathbf{R}}{4\pi\epsilon R^3} d\varphi \quad (7.1.5)$$

Рассмотрим физический смысл уравнения (7.1.5). Очевидно, что напряженность поля можно представить как сумму напряженностей.

$$d\mathbf{E}_2 = d\mathbf{E}'_2 + d\mathbf{E}''_2 \quad (7.1.6)$$

где:

а.  $d\mathbf{E}'_2 = -\frac{(\mathbf{v}_{12} \mathbf{v}_0)}{c^2} \frac{dq_1}{d\varphi} \frac{\mathbf{R}}{4\pi\epsilon R^3} d\varphi$  – напряженность поля, которое возбуждается при условии, что кольцо с током вращается, а проводящий диск неподвижен.

б.  $d\mathbf{E}''_2 = \frac{(\mathbf{v}_{12} \mathbf{v})}{c^2} \frac{dq_1}{d\varphi} \frac{\mathbf{R}}{4\pi\epsilon R^3} d\varphi$  – напряженность поля, которое возбуждается при условии, что проводящий диск вращается, а неподвижно теперь кольцо с током.

3. Общая напряженность поля равна разности напряженностей полей.

$$d\mathbf{E} = d\mathbf{E}_1 - d\mathbf{E}_2 \quad (7.1.7)$$

Легко видеть, что компоненты  $dE_1$  и  $dE_2$  взаимно уничтожаются, и мы получаем следующие компоненты напряженности общего поля  $d\mathbf{E}$ .

$$dE_r = -\mu \frac{(\mathbf{v}_{12} \mathbf{v})}{c^2} \cos \varphi \frac{dq_1}{d\varphi} \frac{(a - r \cos \varphi)}{R^3} d\varphi \quad (7.1.8)$$

$$dE_\varphi = -\mu \frac{(\mathbf{v}_{12} \mathbf{v})}{c^2} \cos \varphi \frac{dq_1}{d\varphi} \frac{a \sin \varphi}{R^3} d\varphi \quad (7.1.9)$$

Полная напряженность поля, создаваемого всем кольцом с током, вычисляется путем интегрирования этих выражений в пределах от 0 до  $2\pi$ . Очевидно, что в суммарной напряженности поля  $\mathbf{E}$  сохраняется только радиальный компонент в силу четности  $dE_r$  и нечетности  $dE_\varphi$ .

$$E_r = -\mu \frac{I a r \omega_2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi (a - r \cos \varphi)}{R^3} d\varphi; \quad E_\varphi = 0. \quad (7.1.10)$$

где:  $I = v_{12} \frac{dq_1}{dl}$ ;  $dl = a d\varphi$ .

Теперь, интегрируя  $E_r$  по  $r$ , вычислим ЭДС индукции  $U$

$$U = \int_0^c E_r dr = - \int_0^c \mu \frac{I a r \omega_2}{4\pi} \left[ \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi (a - r \cos \varphi)}{R^3} d\varphi \right] dr \quad (7.1.11)$$

Из формулы видно, что эта ЭДС не зависит от угловой скорости  $\omega_1$ .

4. Теперь покажем, что ЭДС (7.1.11) можно вычислить другим способом, например, используя закон Фарадея  $U = -\frac{d\Phi}{dt}$ .

Рассмотрим точки  $C$  и  $C^*$ , которые расположены, как показано на рис. 7.2. Точка  $C$  расположена на неподвижном скользящем контакте, а  $C^*$  на вращающемся диске.

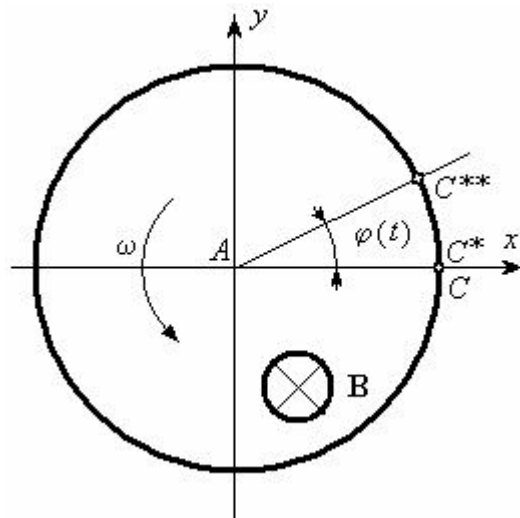


Рис. 7.2

В начальный момент времени  $t$  координаты этих точек равны. В следующий момент времени  $t + \Delta t$  точка  $C^*$  переместится и займет положение  $C^{**}$ . Полный поток  $\Phi$ , который протекает через сектор  $ACC^{**}$ , равен

$$\Phi = \int_0^{\varphi(t)} \left[ \int_0^c rB(r)dr \right] d\varphi \quad (7.1.13)$$

Этот поток  $\Phi$  не зависит от угловой скорости  $\omega_1$ . Используя выражение (7.12) найдем ЭДС  $U$ .

$$U = -\frac{d\Phi}{dt} = -\omega_2 \int_0^c rB(r)dr \quad (7.1.14),$$

где  $\omega_2 = \frac{d\varphi(t)}{dt}$ .

Теперь, используя закон Био-Саварра, вычислим индукцию магнитного поля  $B(r)$ .

$$B(r) = \int_0^{2\pi} \mu \frac{Ia \cos\varphi (a - r \cos\varphi)}{4\pi R^3} d\varphi \quad (7.1.15)$$

Если мы сравним уравнения (7.1.14) и (7.1.15) с выражением (7.1.11), то окажется, что они эквивалентны.

Таким образом, мы провели детальный анализ униполярной индукции.

## 2. Мотор Фарадея

В статье Г.В. Николаева [1] приводится эксперимент № 37 (Опыт А.Родина) [1].

Теория униполярного генератора детально разобрана и изложена выше. В силу обратимости можно тем же способом объяснить принцип действия униполярного мотора. Но есть несколько важных моментов, которые следовало бы здесь рассмотреть. А.Родин экспериментально установил, что реакция на цилиндрическом магните-статоре при вращающемся диске-роторе в униполярном двигателе полностью отсутствует. Здесь мы ответим на два вопроса.

**Первый вопрос:** еще раз рассмотрим вопрос о том, вращается ли магнитное поле вместе с магнитом в униполярном генераторе или же оно покоится, хотя магнит вращается? Причина появления этого вопроса в том, что ЭДС не зависит от скорости вращения магнита, т.е. магнит остается как бы «безучастным» к взаимодействию. Л.Д. Ландау считал, что **поле движется вместе с магнитом** [2]. И.Е. Тамм имел другую точку зрения. Он настаивал, что магнитное **поле неподвижно**, даже если магнит вращается [3]. Именно книга Тамма сформировала у многих ошибочную точку зрения.

Попробуем решить простенькую задачку. Пусть имеется бесконечный стержневой магнит прямоугольного сечения (рис. 7.3), ориентированный вдоль оси  $x$ .

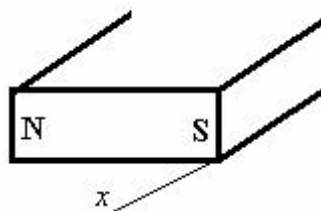


Рис. 7.3

Допустим, этот магнит закрыт от Вас непрозрачной диэлектрической пластиной. Можно ли **определить**: движется ли магнит вдоль оси  $x$  или же он неподвижен?

Чтобы дать ответ на этот вопрос экспериментатор может поставить такой эксперимент. Он может наполнить пластмассовый тазик трансформаторным маслом и взять пенопластовые кружки с закрепленными на них сверху металлическими шариками. Затем он может зарядить эти шарики разными зарядами и поместить их в тазик, расположив тазик над телом магнита. Если магнитное поле неподвижно, кружки будут плавать, располагаясь случайным образом. Но если магнитное поле движется, то произойдет разделение зарядов. Кружки с положительными зарядами соберутся в одной стороне, а с отрицательными - на противоположной от них стороне!

Если при движении магнита его магнитное поле неподвижно, какая сила их смогла разделить? Магнитное поле есть **свойство** магнита. Мы не сможем магнитное поле и «железку» магнита разнести в разные стороны, сделать их независимыми друг от друга.

Второй вопрос мы формулируем, после рассмотрения эксперимента Родина.

**Эксперимент № 37.** Описание. «Обнаружено, что реакция на цилиндрическом магните-статоре при вращающемся диске-роторе в униполярном двигателе полностью отсутствует. В рамках известных представлений явление не имеет корректного объяснения, так как находится в противоречии с законами механики.

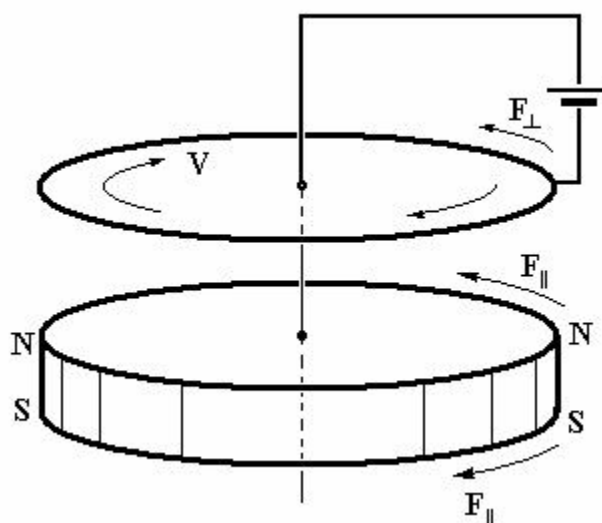


Рис. 7.4

*В действительности к магниту приложены скомпенсированные продольные силы  $F_{\parallel}$  от вращающегося диска и неподвижного проводника токоподвода, в результате чего суммарный момент на магните равен нулю и он остается в состоянии покоя. Роль статора выполняет неподвижный проводник токоподвода, на который передается реакция от магнита - поперечная сила  $F_{\perp}$ , однако непосредственного действия на вращающийся диск-ротор магнитное поле токоподводящего проводника-статора не оказывает. Таким образом, от токоподводящего проводника-статора вращающийся момент передается на магнит, а от магнита, в свою очередь, вращающийся момент передается на диск-ротор, при этом магнит выполняет роль активного передаточного тела, оставаясь все время неподвижным. Суммарный вращающийся момент на магните всегда остается равным нулю».*

**Второй вопрос:** Всегда ли суммарный вращающийся момент на магните остается равным нулю?

Вопрос этот достаточно важный, поскольку он связан с соблюдением 3 принципа Ньютона (равенство действия противодействию). Мы рассмотрим случай прямолинейного движения, поскольку никаких **принципиальных** отличий в работе униполярных моторов и генераторов от линейных моторов и генераторов нет.

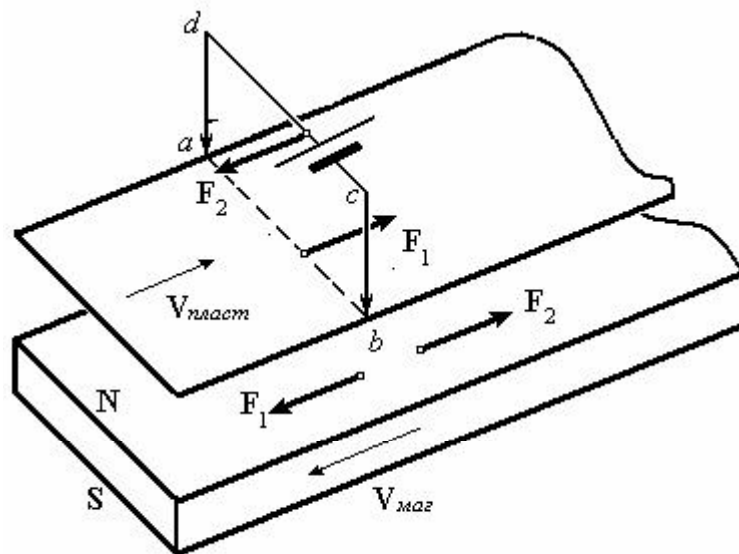


Рис. 7.5

Как видно из рисунка в контуре  $abcd$  протекает ток. На ток, протекающий по движущейся пластине от  $b$  к  $a$ , со стороны магнита действует сила  $F_1$ , направленная вдоль скорости пластины. Точно такая же сила, но направленная в противоположную сторону, действует на движущийся магнит. На неподвижную перемычку  $cd$  со стороны магнита тоже действует сила, поскольку от  $d$  к  $c$  протекает тот же ток. Точно такая же сила, но направленная в противоположную сторону, действует на движущийся магнит. В результате на магнит воздействует разностная величина  $\Delta F$ , направленная вдоль скорости магнита (рис. 7.5).

Она равна:  $\Delta F = F_1 - F_2$ . Поскольку  $F_1 = F_2$ , силовое воздействие на магнит будет действительно отсутствовать.

### 3. Мотор Маринова

Принцип действия мотора Маринова изложен в [4], а эксперименты, подтверждающие эксперимент Маринова в [5], [6]. Одна из реализаций этого мотора показана на рис. 7.6.

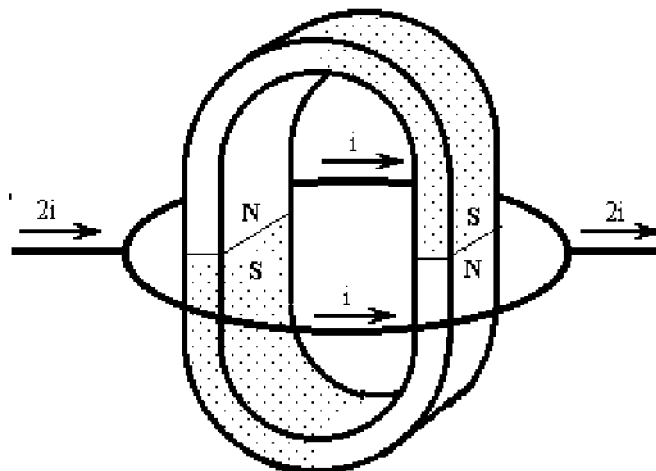


Рис. 7.6

Два подковообразных магнита соединены противоположными полюсами. В плоскости, которая проходит через соединение полюсов магнитов, расположен круговой проводящий виток. В качестве витка Маринов использовал ртуть. Через два скользящих контакта к ртутному кольцу подключается источник тока, который создает ток  $i$  в каждой из половин кольца.

Согласно формуле Лоренца сила, действующая на любой элемент  $d\mathbf{l}$  этого кольца, равна:

$d\mathbf{F} = [i d\mathbf{l} \times \mathbf{B}]$  где:  $i$  – ток;  $\mathbf{B}$  – индукция магнитного поля;  $d\mathbf{l}$  – элемент проводящего кольца.

Она должна действовать перпендикулярно элементу  $d\mathbf{l}$ . Такая сила не может создавать вращающий момент, действующий на кольцо. Однако это вращение не только наблюдалось экспериментально, но была измерена величина вращающего момента [5], [6]. Было предложено объяснение этого явления.

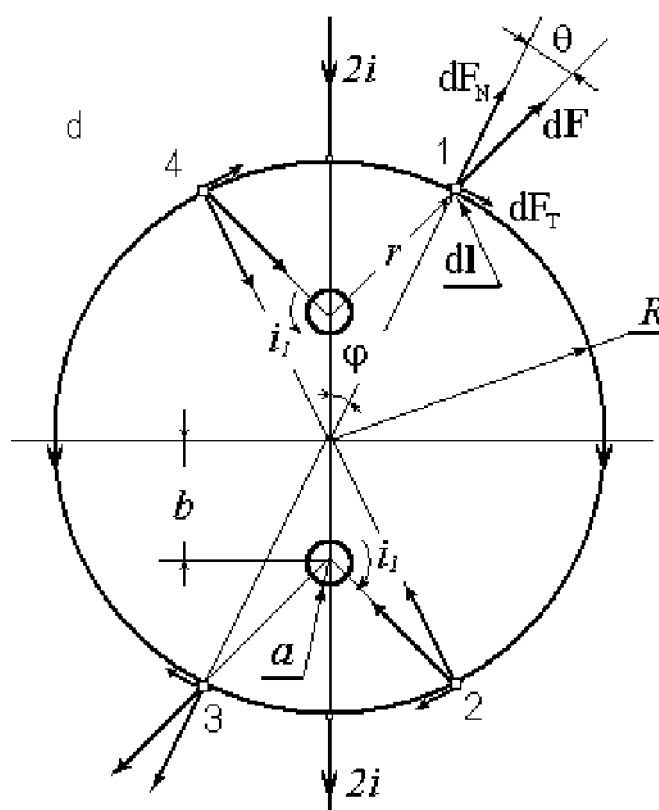


Рис. 7.7

Мы приведем свое объяснение, опирающееся на ньютоновскую теорию. Упрощенная схема мотора Маринова приведена на рис. 7.7. Постоянный кольцевой магнит, магнитные силовые линии которого перпендикулярны плоскости рисунка, представлен двумя замкнутыми кольцевыми токами  $i_1$ . Внешнее проводящее кольцо снабжено двумя скользящими контактами, подключенными к источнику постоянного тока. Все упомянутые элементы лежат в одной плоскости.

Рассмотрим элемент тока  $d\mathbf{l}$ , расположенный в позиции 1 на рис. 7.7. Сила  $d\mathbf{F}$  ( $a \ll r$ ), которая воздействует на этот элемент тока со стороны кольцевого тока, направлена вдоль линии, связывающей  $d\mathbf{l}$  с кольцевым током в соответствии с принципом равенства действия и противодействия. Эта сила имеет две проекции. Первая проекция  $dF_N$

направлена вдоль радиуса  $R$ . Вторая проекция  $d\mathbf{F}_T$  направлена по касательной к окружности с током  $i$ . Эта сила создает угловой момент  $d\mathbf{M}$ .

$$dM = R dF_T = R dF \sin \theta \quad (7.3.1)$$

Другие три элемента тока, расположенные симметрично, как показано на рис. 7.7, создают точно такие же вращающие моменты. Суммарный момент, действующий на кольцо с током  $i$ , равен:

$$M = 4R \int_0^\pi \frac{dF}{d\varphi} \sin \theta d\varphi \quad (7.3.2)$$

В то же время, согласно теории Лоренца сила, действующая на проводник с током, всегда перпендикулярна проводнику с этим током и вращающий момент, действующий на кольцо с током  $i$ , должен быть равен нулю. Объяснение магнитных явлений с позиции ньютоновской механики не имеет затруднений и позволяет получить правильные объяснения этих явлений.

#### 4. Эксперименты Р. Сигалова

Приведем описание первого эксперимента [1]. Другие эксперименты (Сигалова и др. № 5, 6, 7, 8, 14, 15, 17, 19 и Николаева № 2, 4, 20, 21, 23) являются вариациями на ту же тему.

**Эксперимент № 1.** Цитируем:

*«При подключении тока к П-образному проводнику последний приходит в поступательное движение. В рамках известных представлений подобное движение возможно только при взаимодействии П-образного проводника с собственным магнитным полем.»*

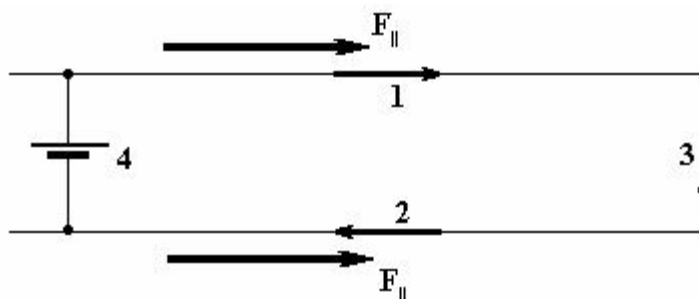


Рис. 7.8

*Объяснение основывается на предположении, что магнитное поле  $H$  боковых участков тока 1, 2 оказывает давление на жестко связанный с ними участок тока 3 проводника, под действием которого последний приходит в поступательное движение, увлекая за собой и участки тока 1, 2 П-образного проводника. При длине контура в 2-3 раза большей ширины, на 3 порядка меньшей силой действия магнитного поля  $H$  неподвижного проводника 4 на участок тока 3 подвижного П-образного проводника можно пренебречь. Для разрешения противоречий с законами механики Ампером было допущено существование продольной силы  $F_{||}$ , действующей вдоль проводников 1, 2, однако существование данной силы противоречит основам классической электродинамики».*

Можно объяснить это явление через взаимодействие проводников или же с энергетической точки зрения. Мы рассмотрим оба подхода, которые приводят к одинаковым качественным и количественным результатам.

- 1 **Энергетический подход.** Рассмотрим плоский замкнутый кольцевой контур радиусом  $R$ , образованный проводом радиусом  $r$ . Пусть вдоль этого контура течет ток  $I$ .

Подсчитаем энергию поля векторного потенциала, создаваемую током. Она равна

$$W = LI^2 / 2$$

Индуктивность этого контура с точностью до членов порядка  $(r / R)^4$  равна [7]

$$L = \mu_0 \left[ R \left( \ln \frac{8R}{r} - \frac{7}{4} \right) \right]$$

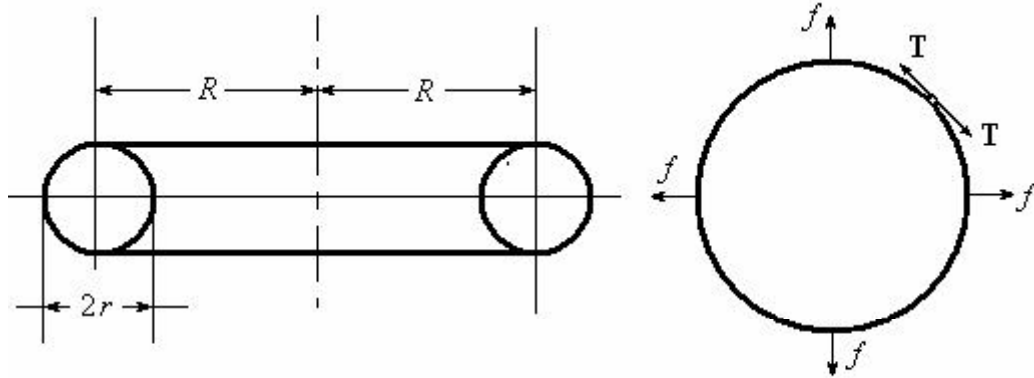


Рис. 7.9

На части контура будут действовать растягивающие сил с погонной величиной  $f$ . Они будут создавать натяжение  $T$ , стремящееся «растянуть» контур, разорвать его.

Допустим, что в результате этого контур увеличил свой радиус на величину  $\Delta R$ . Ток при этом не изменится. Изменится индуктивность контура и, соответственно его энергия. Изменение энергии есть работа, совершенная силами  $f$ .

Итак

$$\Delta A = [L(R + \Delta R) - L(R)]I^2 / 2 = \Delta LI^2 / 2 = 2\pi Rf \cdot \Delta R = 2\pi \Delta R T$$

Отсюда можно найти величину погонной силы

$$f = \frac{\Delta A}{\Delta R} = \frac{I^2 \Delta L}{4\pi R \Delta R} \approx \frac{I^2 dL}{4\pi R dR} = \frac{I^2}{4\pi R} \mu_0 \left[ \ln \frac{8R}{r} - \frac{3}{4} \right]$$

Соответственно

$$T = \frac{I^2}{2} \mu_0 \left[ \ln \frac{8R}{r} - \frac{3}{4} \right]$$

Таким образом, ничего «странного» в этих экспериментах не обнаруживается. Все плоские замкнутые контура должны растягиваться при прохождении по ним тока.

В этом смысле эксперименты № 5 и 6 «не вписываются» в это объяснение (противоречат ему). Либо авторы дали не полного описания эксперимента, либо он проведен некорректно, либо дано неверное объяснение.

- 2 **Силовой подход.** Проводники контура 1-2-3 (рис. 7.10) образуют жесткую систему, которая взаимодействует с проводником 4. В соответствии с формулой (4.4.4) мы можем рассматривать парные взаимодействия частей контура 1-2-3 с проводником 4. Равнодействующая этих сил стремится «отодвинуть» проводник 4

от остальной части этого контура. Здесь третий закон Ньютона не нарушается. Что касается моментов сил, то эти моменты взаимно уничтожаются.

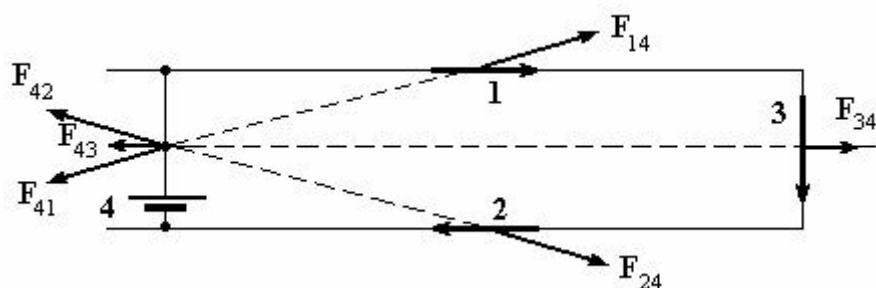


Рис. 7.10

Точно так же можно рассмотреть и объяснить другие эксперименты этой группы.

## 5. Эксперимент Г. Николаева

Эксперименты, рассмотренные выше, относились к такому классу, когда движение проводника происходило в направлении, перпендикулярном самому проводнику. Здесь мы рассмотрим эксперименты, когда движение проводника коллинеарно его ориентации.

**Эксперимент №3 [1].** Описание. «Для демонстрации выполнимости законов механики при взаимодействии перпендикулярных элементов тока подвижный прямолинейный проводник 1 на подвесе размещается на расстоянии 2—4 мм от остальных

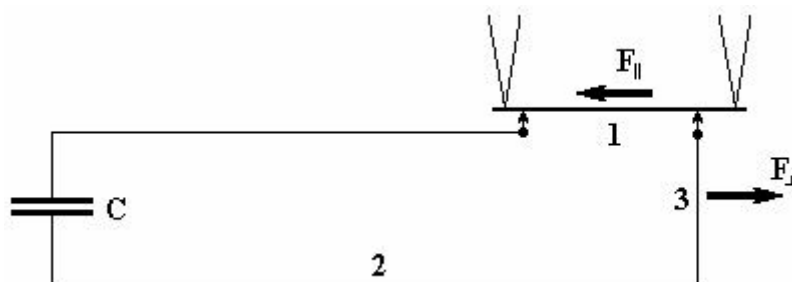


Рис. 7.11

проводников прямоугольного контура. Емкость  $C$  заряжается до 10-20 кВ. При пробое промежутков между подвижным проводником 1 и проводниками контура подвижный проводник приходит в поступательное движение вдоль направления тока в нем в направлении действующей на него продольной силы  $F_{\parallel}$ . Поперечные силы  $F_{\perp}$  реакции от подвижного проводника 1 приложены к боковому проводнику 3 контура».

В этом объяснении нет объяснения причин появления сил. При большом напряжении на емкости возникает большой импульсный разрядный ток. Основным переносчиком заряда являются электроны проводимости. При разряде электроны движутся против направления тока, создавая мощный механический импульс. Соответственно, в силу закона сохранения импульса положительные ионы проводника должны двигаться в обратном направлении. По этой причине их движение (т.е. движение проводника) совпадает с направлением тока.

## 6. Эксперимент Черникова

**Эксперимент № 40 [1].** Описание. «На проводник стоком в магнитном поле постоянного магнита действует сила Лоренца. Однако если проводник закрыть цилиндрическим

*экраном из магнитомягкого материала, то действие на проводник магнитного поля практически исчезает, но зато сила оказывается приложенной теперь к обесточенному экрану. Явление объяснимо только при учете взаимодействия токов проводника и индуцированных эквивалентных токов экрана с полями векторного потенциала во внутренней полости экрана».*

Однако имеется и другое объяснение. Цилиндрический экран «забирает на себя» силовые внешние линии магнитного поля. Проводник с током оказывается под меньшим воздействием внешнего магнитного поля (эффект экранирования). В силу этого «действие на проводник магнитного поля практически исчезает». Это одна часть объяснения.

Рассмотрим другую часть. Вокруг проводника с током существует напряженность магнитного поля  $H$ . Она убывает как  $R^{-1}$  по мере удаления от проводника. В магнитном экране индукция магнитного поля  $B$  будет приблизительно в  $\mu$  раз больше, чем в воздухе вблизи экрана.

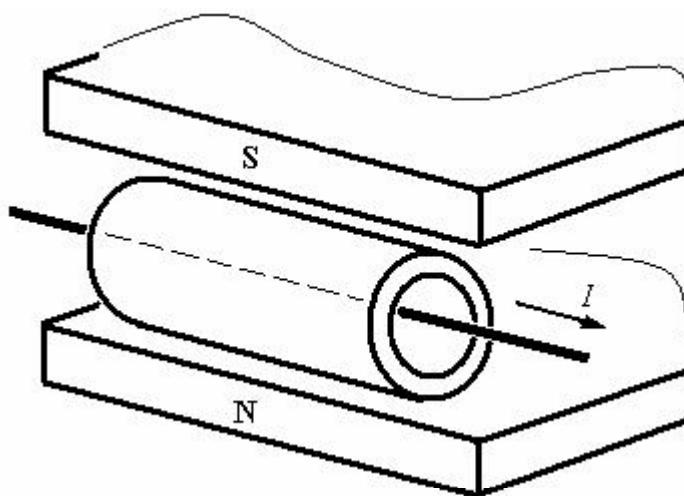


Рис. 7.12

Внешнее магнитное поле тоже создает свою индукцию в этом экране. В результате в одной половине экрана индукция оказывается больше, чем в другой (в одной половине внешнее и токовое поля складываются, а в другой - вычитаются). Это создает градиент энергии поля, который воздействует на экран, заставляя его перемещаться. Причем сила воздействия оказывается во много раз больше, чем сила воздействия на проводник без экрана.

Если бы не было этого явления, т.е. если бы сила действовала не на экран, а непосредственно на проводник с током, то электромоторы и генераторы оказались бы недолговечными. Из-за переменного давления на проводник его изоляция не могла бы долго служить (истирание изоляции).

## 7. Эксперимент Солунина и Костина

**Эксперимент № 33** [1]. «Для демонстрации явления взаимодействия движущегося заряда с полем векторного потенциала  $A$  на электронно-лучевую трубку 1 в месте расположения отклоняющих пластин 2 одета тороидальная обмотка 3. Тороидальная обмотка выполнена из наружного и внутреннего слоев, намотанных медным проводом 0.62 мм с общим количеством витков 500. Необходимость двухслойной намотки вызвана тем, чтобы исключить магнитные поля кольцевого тока (одна обмотка лево-винтовая, другая - правовинтовая): Обмотки включены так, чтобы их магнитные потоки

суммировались. Электроны в трубке ускорялись разностью потенциалов 400 В. На вертикальные пластины подавалось постоянное; отклоняющее напряжение для задания базисного смещения электронного луча на экране (5-20 мм). Ток в обмотке менялся в пределах 0-5 А.

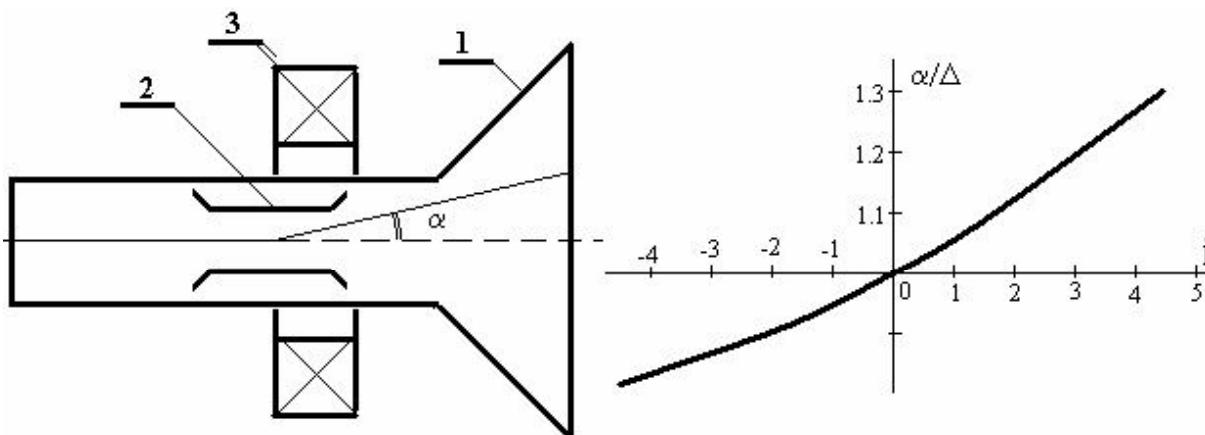


Рис. 7.13 Обозначения: 1 – электроннолучевая трубка; 2 – отклоняющие пластины; 3 – катушка с током.

Результаты эксперимента представлены на графике. При увеличении тока одного направления угол отклонения электронного луча увеличивает свою величину по отношению к базисному отклонению. Увеличение угла отклонения электронного луча при неизменном напряжении на отклоняющих пластинах обусловлено уменьшением скорости движения электронов пучка за счет взаимодействия их с полем векторного потенциала  $A$  тороидальной обмотки. При изменении тока в обмотке на обратный угол отклонения электронного луча уменьшает свою величину по отношению к его базисному отклонению, регистрируя эффект увеличения скорости электронов пучка при их взаимодействии с полем векторного потенциала  $A$  тороидальной обмотки.

Таким образом, положительными результатами описываемого опыта однозначно доказываются существование обычного классического аналога известного опыта Аронова-Бома и существование эффекта изменения скорости движения электронов при их взаимодействии с полем векторного потенциала  $A$ . Положительными результатами опыта однозначно подтверждается также существование неизвестного ранее в науке явления продольного магнитного взаимодействия».

Это весьма интересный эксперимент. К сожалению, источники, на которые ссылается автор работы [1] найти не удалось, а из описания трудно судить о корректности эксперимента и его интерпретации. Ниже мы предложим другой вариант эксперимента, родственного эксперименту Солунина и Костина, и предлагаем его поставить.

**Предлагаемый эксперимент.** Схема эксперимента представлена на рис. 7.14.

На подвесе установлен диск, соединенный скользящими контактами с источником питания. По диску протекает ток  $I_2$ , который взаимодействует с магнитным полем тонкой катушки (кольцо с  $N$  витками) и может поворачиваться вокруг своей оси. Многовитковая катушка запитывается током  $I_1$ . В результате взаимодействия диска с катушкой на диск должен действовать вращающий момент, поворачивающий диск на определенный угол.

$$d^2 \mathbf{M}_{12} = \frac{\mu}{4\pi R_2} [I_1 d\mathbf{A}_1 \times I_2 d\mathbf{A}_2] = -d^2 \mathbf{M}_{21} \quad (4.4.5)$$

Величина момента сил  $M$  (или угла отклонения) зависит от расстояния  $a$ , см. рис. 7.14. Предполагаемая зависимость дана на рис. 7.15.

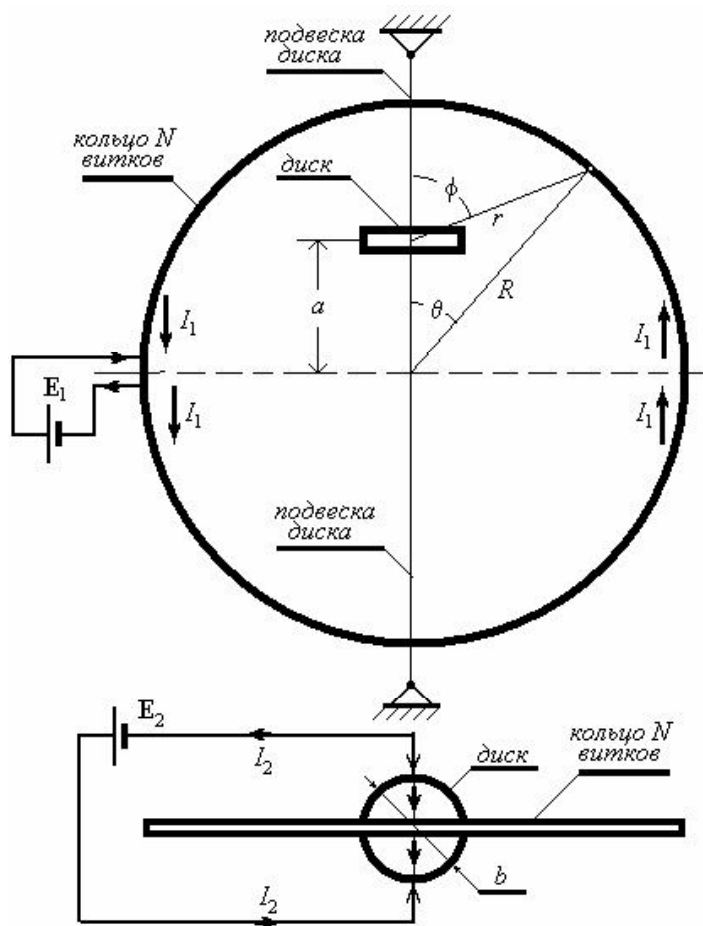


Рис. 7.14 Вариант с кольцевой катушкой

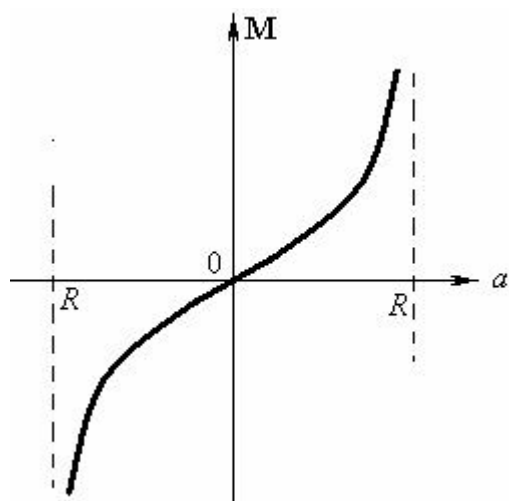


Рис. 7.15 Предполагаемый график зависимости

## Заключение

Мы рассмотрели не все эксперименты, изложенные в работе [1]. Если при описании квазистатических явлений электродинамики опираться на **механику Ньютона** (на мгновенное действие на расстоянии, а не на релятивистские «фантазии»), можно с успехом дать корректное объяснение существующим кажущимися «парадоксальными» экспериментальным результатам.

**Источник информации:**

1. Г.В. Николаев Современная электродинамика и причины ее парадоксальности.  
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/004a/02310011.htm>
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: ФИЗМАТГИЗ, 1963.
3. И.Е. Тамм. Основы теории электричества. – М.: ГИТТЛ, 1954.
4. S. Marinov. Forces between current elements. Galilean Electrodynamics, vol. 9, no 2, 1998.
5. Wesley J.P. "The Marinov Motor, Notional Induction without a Magnetic B Field", Apeiron, July- October, V. 5, no. 3...4, 1998.
6. Thomas E. Phipps. "Observations of the Marinov Motor", Apeiron, July – October, V. 5, no. 3...4, 1998
7. Калантаров П.Л., Цейтлин Л.А.. Рвсчет индуктивностей. (Справочная книга), - Л.: Энергия, 1970.

## Глава 8. Магнетронные генераторы и усилители

### Введение

Электронный вакуумный прибор со скрещенными полями под названием «магнетрон» известен давно и, казалось бы, хорошо изучен экспериментально. Над его теорией работали такие видные ученые как Л.Бриллюэн, П.Капица (цикл «Электроника больших мощностей») и другие. Но теоретические проблемы так и не были решены до конца. Одной из причин является сложность математического описания, другой – отсутствие правильной *физической модели*. За период существования этого прибора было предложено несколько моделей магнетрона: одно- и многопоточные, статистические, параметрические и др. Однако до настоящего времени нет однозначного объяснения принципа его работы.

Причина носит опять **гносеологический характер**. Опираясь на ошибочное определение понятий «сила» и «работа» исследователи так и не смогли понять принцип работы и создать модель для расчета этих приборов. Формулы, которые используются в настоящее время, не точны и имеют интуитивную основу.

Целью анализа является попытка показать основные ошибки в теории и дать последовательное изложение новой модели работы магнетрона. Сначала мы проанализируем особенности резонансной системы магнетронного генератора. Затем рассмотрим новый подход к описанию механизма образования отрицательного сопротивления, необходимого для возникновения генерации и усиления в приборах М типа.

### 1. Эквивалентная схема замещения резонансной системы

Магнетрон является вакуумным диодом, помещенным в магнитное поле (см. рис. 8.1).

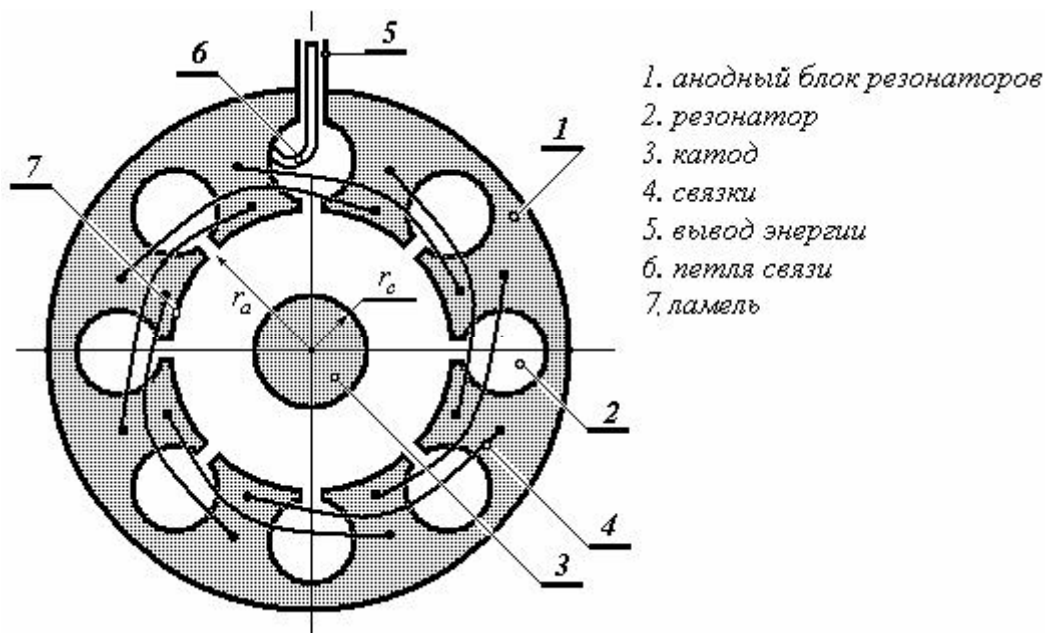


Рис. 8.1. Анодный блок магнетрона со связками.

Силовые линии магнитного поля идут вдоль оси прибора, т.е. перпендикулярно плоскости чертежа (см. рис. 8.1). Анод магнетрона выполняется из толстой меди. В центре прибора расположен катод. Между анодом и катодом образуется *пространство взаимодействия*

электронов с электромагнитными полями. В анодном блоке симметрично выполнены пустотелые цилиндрические резонаторы, связанные прорезями (щелями) с пространством взаимодействия. Резонаторы отделены друг от друга. Число их обычно выбирается четным.

Поверхность анодного блока между соседними резонаторами называется *ламелью*. Каждый из резонаторов можно заменить колебательным контуром, индуктивностью которого служит внутренняя поверхность резонатора, а емкость образуется параллельными плоскостями прорези (щели). Генерация магнетрона в рабочем режиме проходит на колебаниях  $\pi$ -вида, когда переменные поля в соседних резонаторах находятся в противофазе. Для улучшения работы магнетрона ламели через одну соединяются связками (проводниками). Связки имеют индуктивный характер. Между катодом и каждой из ламелей образуется конструктивная емкость.

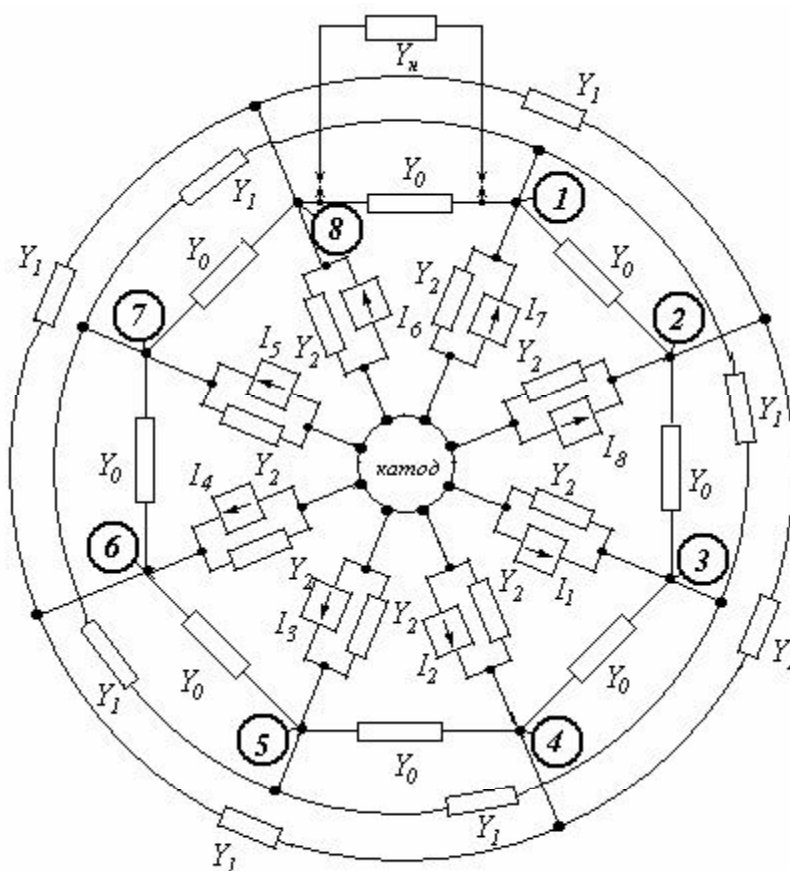


Рис 8. 2. Эквивалентная схема замещения. Обозначения на схеме:  $Y_0 = i\omega C_0 + 1/i\omega L_0 + G_0$  - проводимость резонатора, равная сумме емкостной проводимости, индуктивной проводимости и проводимости потерь в резонаторе;  $Y_1 = 1/i\omega L_{св}$  - индуктивная проводимость связок;  $Y_2 = i\omega C_{ак}$  - емкостная проводимость между ламелью и катодом;  $Y_н$  - проводимость нагрузки равная сумме активной проводимости и реактивной проводимости нагрузки;  $I_k$  - ток, обусловленный электронами, летящими от катода к ламели с номером  $k$  (узел схемы); цифры в кружках соответствуют номерам узлов схемы, т.е. номерам ламелей ( $k = 1, 2, \dots, 8$ )

Размеры внутренней полости резонатора (пространства взаимодействия) обычно значительно меньше длины волны, а скорости электронов значительно меньше скорости света. Это позволяет пренебречь запаздыванием и рассматривать магнетронный прибор с позиций квазистатической электродинамики. Как следствие, для анализа квазистатических уравнений мы можем применить хорошо разработанный математический аппарат теории нелинейных колебаний. Эквивалентная электрическая

схема замещения магнетронного генератора (низкочастотный аналог) приведена на рис. 8.2.

## 2. Система уравнений и нормальные колебания без нагрузки

Опираясь на эквивалентную схему (рис.8.2) сначала методом узловых потенциалов составим систему уравнений без учета проводимости нагрузки. Для простоты анализа будем полагать, что взаимная индуктивность между резонаторами равна нулю. Потенциал катода будем считать равным нулю. В общем случае для магнетрона с  $N$  резонаторами уравнение в матричной форме имеет вид

$$[\mathbf{Y}][\Phi] = [\mathbf{I}] \quad (8.2.1)$$

$$\text{где: } [\mathbf{Y}] = \begin{bmatrix} Y & -Y_0 & -Y_1 & 0 & \dots & -Y_1 & -Y_0 \\ -Y_0 & Y & -Y_0 & -Y_1 & \dots & 0 & -Y_1 \\ -Y_1 & -Y_0 & Y & -Y_0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -Y_0 & -Y_1 & 0 & 0 & \dots & -Y_0 & Y \end{bmatrix} \quad [\Phi] = \begin{bmatrix} \Phi_1 \\ \Phi_2 \\ \Phi_3 \\ \dots \\ \Phi_N \end{bmatrix} \quad [\mathbf{I}] = \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ I_3 \\ \dots \\ I_N \end{bmatrix}$$

$\Phi_k$  – потенциал  $k$  – го узла (ламели);  $I_k$  – ток, текущий от  $k$  – ой ламели к катоду;

$$Y = 2Y_0 + 2Y_1 + Y_2; \quad k = 1, 2, \dots, N.$$

Теперь можно систему уравнений привести к виду, удобному для анализа. Нетрудно видеть, что в силу геометрической и электрической симметрии схемы матрица  $[\mathbf{Y}]$  является не только симметричной, но и циклической. Цикличность матрицы определяется условием

$$Y_{[k; k+p]} = Y_{[s; s+p]} \quad (8.2.2)$$

Квадратные скобки при индексах в выражении (8.2.2) означают, что суммирование ведется по модулю  $N$ , т.е.  $[k+M] = [k]$ . В дальнейшем для упрощения записи мы будем эти скобки опускать, не забывая о том, что суммирование всегда ведется по модулю  $N$ .

Систему уравнений (8.2.1) можно привести к диагональному виду. Поскольку система является вырожденной, способов приведения ее к диагональному виду существует несколько. Мы выберем тот, который наиболее отвечает физической задаче.

Мы должны учесть то обстоятельство, что при подсоединении нагрузки вырождение снимается и матрица  $[\mathbf{Y}]$  перестает быть циклической. Однако определенная симметрия схемы (как геометрическая, так и электрическая) сохраняется. С подключенной нагрузкой схема будет обладать симметрией относительно плоскости  $B - B$ , как показано в правой части рис. 8.3.

В магнетроне, как видно из этого рисунка, колебания могут быть симметричными относительно плоскости  $A - A$  (левая часть рис. 8.3) и симметричными относительно плоскости  $B - B$  (правая часть рис. 8.3). В соответствии с этим мы можем колебания разделить на два вида: *симметричные колебания*, энергия которых не теряется в нагрузке, и *антисимметричные колебания*, которые отдают в нагрузку свою энергию.

Исходя из этих физических соображений, сделаем следующую замену переменных.

$$\Phi_k = \sqrt{\frac{N}{2}} \left[ \sum_{s=1}^{N/2} \epsilon_s U_s \cos \frac{\pi}{N} (2k-1)(s-1) + \sum_{s=1+N/2}^N \epsilon_s U_s \sin \frac{\pi}{N} (2k-1)(s-1) \right] \quad (8.2.3.)$$

где:  $U_s$  – амплитуда нормального колебания с номером  $s$ ;

$$\varepsilon_s = \begin{cases} 1/\sqrt{2} & \text{при } s=1 \text{ или } s=1+N/2 \\ 1 & \text{при } s \neq 1 \text{ или } s \neq 1+N/2 \end{cases}$$

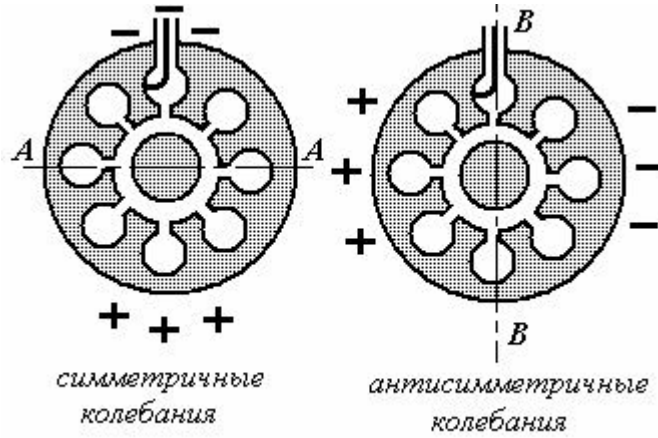


Рис. 8.3

В матричной форме преобразование имеет вид

$$[\Phi] = [\mathbf{T}][\mathbf{U}] \quad (8.2.4)$$

$$\text{где } [\mathbf{T}] = \sqrt{\frac{2}{N}} \begin{bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos \frac{\pi}{N} & \dots & \frac{1}{\sqrt{2}} & \sin \frac{\pi}{N} \left(\frac{N}{2} + 1\right) & \dots \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos \frac{3\pi}{N} & \dots & \frac{1}{\sqrt{2}} & \sin \frac{3\pi}{N} \left(\frac{N}{2} + 1\right) & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \frac{1}{\sqrt{2}} & \cos \frac{(2N+1)\pi}{N} & \dots & \frac{1}{\sqrt{2}} & \sin \frac{(2N+1)\pi}{N} \left(\frac{N}{2} + 1\right) & \dots \end{bmatrix}$$

Матрица  $[\mathbf{T}]$  обладает следующим важным свойством  $[\mathbf{T}]^T = [\mathbf{T}]^{-1}$ , т.е. транспонированная матрица является одновременно и обратной матрицей. Подставим теперь выражение (8.2.3) в выражение (8.2.4) и умножим результат слева на матрицу  $[\mathbf{T}]^{-1}$ .

$$[\mathbf{T}]^{-1}[\mathbf{Y}][\mathbf{T}][\mathbf{U}] = [\mathbf{T}]^{-1}[\mathbf{I}] \quad \text{или}$$

$$[\tilde{\mathbf{Y}}][\mathbf{U}] = [\tilde{\mathbf{I}}] \quad (8.2.5)$$

$$\text{где: } [\tilde{\mathbf{Y}}] = [\mathbf{T}]^{-1}[\mathbf{Y}][\mathbf{T}]; \quad [\tilde{\mathbf{I}}] = [\mathbf{T}]^{-1}[\mathbf{I}]$$

Прямой проверкой можно убедиться, что новая матрица является диагональной, если матрица  $[\mathbf{Y}]$  является циклической.

Действительно,

$$\tilde{Y}_{lm} = \sum_s \sum_k T_{ls}^{-1} Y_{sk} T_{km} \quad (8.2.6)$$

Заметим, что из цикличности  $Y_{sk}$  следует

$$Y_{sk} = Y_{s;k+p} = Y_{l;l+p} = Y_{1;1+p}$$

для любых  $s, k, l, p$ , если  $k = s + p$  (суммирование индексов по модулю  $N$ ).

Пользуясь тем, что  $T_{sl}^{-1} = T_{ls}$ , преобразуем соотношение (8.2.6)

$$Y_{lm} = \sum_s \sum_k Y_{sk} T'_{sl} T'_{km} = \sum_p \sum_s Y_{s,s+p} T'_{sl} T'_{s+p,m} = \sum_{p=0}^{N-1} Y_{1;p+1} \sum_{s=1}^N T'_{s+p,m} T'_{sl} \quad (8.2.7)$$

Нетрудно видеть, что для  $l \neq m$  имеет место тождество  $\sum_{s=1}^N T'_{s+p,m} T'_{sl} = 0$

Рассмотрим теперь случай, когда  $l = m$ .

Пусть  $m < N/2$ , тогда сумма  $S_{mp}$  будет равна

$$\begin{aligned} S_{mp} &= \sum_{s=1}^N T'_{p+s,m} T'_{sm} = \frac{2}{N} \sum_{s=1}^N \varepsilon_m^2 \cos \frac{\pi}{N} \{(m-1)[2(s+p)-1]\} \cos \frac{\pi}{N} \{(m-1)(2s-1)\} = \\ &= \frac{1}{N} \sum_{s=1}^N \varepsilon_m^2 \cos \frac{\pi}{N} [(m-1)2p] = \cos \frac{2\pi p(m-1)}{N} \quad \text{для} \quad m = 1, 2, 3, \dots, \frac{N}{2} \end{aligned} \quad (8.2.8)$$

Аналогично для  $N/2 < m \leq N$  имеем

$$S_{mp} = \cos \frac{2\pi p(m-1)}{N} \quad \text{для} \quad m = \frac{N+1}{2}, \dots, N \quad (8.2.9)$$

Таким образом

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_{mm} &= \sum_{p=0}^{N-1} Y_{1;1+p} \cos \frac{2\pi}{N} p(m-1) \\ \tilde{Y}_{mn} &= 0 \quad m \neq n \end{aligned}$$

Запишем правую часть

$$\tilde{I}_m = \sum_{s=0}^{N-1} I_s T_{ms}^{-1} = \sum_{s=0}^{N-1} I_s T_{sm} \quad (8.2.10)$$

Итак, система уравнений (8.2.1) при отсутствии нагрузки распадается на  $N$  независимых уравнений для нормальных колебаний с амплитудами  $U_1, U_2, \dots, U_N$  и с соответствующими частотами.

$$U_m [Y_{11} - 2 \sum_{p=0}^{N/2-1} Y_{1;1+p} \cos \frac{2\pi p(m-1)}{N}] = \tilde{I}_m \quad (8.2.11)$$

где  $Y_{11} = Y = 2Y_0 + 2Y_1 + Y_2$ ;  $Y_{12} = -Y_0$ ;  $Y_{13} = -Y_1$ ;  $Y_{14} = 0$  и так далее.

Мы привели систему уравнений к диагональному виду так, что получили независимые уравнения для нормальных колебаний двух видов.

2. *Симметричные* колебания  $\varphi_k = \varphi_{N-k+1}$  ( $k = 1, 2, \dots, N/2$ ). Симметричным колебаниям отвечают нормальные колебания  $U_s$  ( $s = 1, 2, \dots, N/2$ ).
6. *Антисимметричные* колебания  $\varphi_k = -\varphi_{N-k+1}$  ( $k = 1 + N/2, \dots, N$ ). Им отвечают нормальные колебания с амплитудой  $U_s$  ( $s = 1 + N/2, \dots, N$ ).

Очевидно, что симметричные колебания не будут вызывать токов в нагрузке  $Y_n$ , а нагрузка, в свою очередь, не будет влиять на эти колебания. Это не относится к антисимметричным колебаниям, влияние нагрузки на которые будет рассмотрено ниже.

### 3. Нормальные колебания при наличии нагрузки

Матрица проводимостей при наличии нагрузки  $[Y_p]$  будет равна сумме матриц проводимости ненагруженного магнетрона  $[Y]$  и матрицы проводимости нагрузки  $[Y^n]$ .

$$[\mathbf{Y}_p] = [\mathbf{Y}] + [\mathbf{Y}^H] \quad (8.3.1)$$

$$\text{где } [\mathbf{Y}^H] = \begin{bmatrix} Y^H & 0 & \dots & 0 & -Y^H \\ 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ -Y^H & 0 & \dots & 0 & Y^H \end{bmatrix}$$

Преобразуем матрицу проводимостей  $[\mathbf{Y}_p]$  тем же способом, что и матрицу  $[\mathbf{Y}]$  с помощью матрицы  $[\mathbf{T}]$ . В результате получим следующие уравнения для симметричных и антисимметричных колебаний.

3. *Симметричные колебания.* Они описываются теми же самыми уравнениями, которые были получены в предыдущем параграфе. Это очевидно, поскольку подключение нагрузки не влияет на эти колебания.

$$\tilde{Y}_{mm} U_m = \tilde{I}_m \quad \text{или} \quad U_m \left[ Y_{11} - 2 \sum_{p=0}^{N/2-1} Y_{1,1+p} \cos \frac{2\pi p(m-1)}{N} \right] = \tilde{I}_m \quad (8.3.2)$$

где  $m = 1, 2, \dots, N/2$

4. *Антисимметричные колебания.* Здесь картина другая. Благодаря включению нагрузки эти (ранее независимые) колебания оказываются связанными между собой.

$$\tilde{Y}_{kk} U_k + \sum_{l=1+N/2}^N C_{kl} U_l = \tilde{I}_k \quad k = 1+N/2, \dots, N \quad (8.3.3)$$

$$\text{где } C_{kl} = \sum_m \sum_s T_{km}^{-1} Y_{ms}^H T_{sl} = Y^H [T_{1k}' T_{1l}' + T_{Nk}' T_{Nl}' - T_{1k}' T_{Nl}' - T_{Nk}' T_{1l}'] = Y^H [T_{1k}' - T_{Nk}'] [T_{1l}' - T_{Nl}']$$

Учитывая, что первая половина столбцов матрицы  $[\mathbf{T}]$  симметрична, вторая антисимметрична, несложно найти, что

$$C_{kl} = 4Y^H T_{1k}' T_{1l}' = \frac{8}{N} Y^H \varepsilon_k \varepsilon_l \sin \frac{\pi(k-1)}{N} \sin \frac{\pi(l-1)}{N} \quad (8.3.4)$$

$$l, k = 1 + N/2, \dots, N$$

#### 4. Восьми резонаторный магнетрон

Для иллюстрации полученных результатов рассмотрим магнетрон с восьмью резонаторами ( $N = 8$ ). Вычислим коэффициенты матрицы  $C_{kb}$ , входящие в уравнение (8.3.3).

$$[\mathbf{C}] = \begin{bmatrix} 0,5Y^H & 0,4157Y^H & 0,4619Y^H & 0,6935Y^H \\ 0,4157Y^H & 0,6913Y^H & 0,7682Y^H & 0,8155Y^H \\ 0,4619Y^H & 0,7682Y^H & 0,8536Y^H & 0,9061Y^H \\ 0,6935Y^H & 0,8155Y^H & 0,9061Y^H & 0,9619Y^H \end{bmatrix}$$

Систему уравнений (8.3.3) можно привести к виду, удобному для представления эквивалентной схемы замещения для узловых потенциалов.

$$(\tilde{Y}_{kk} + \tilde{C}_{kk}) U_k + \sum_{l=1+N/2}^N C_{kl} (U_l - U_k) = \tilde{I}_k \quad (8.4.1)$$

где  $k = 1 + N/2, \dots, N$ ;  $\tilde{C}_{kk} = \sum_{l=1+N/2}^N C_{kl}$  или

$$\tilde{C}_{55} = 1,8511Y^H; \quad \tilde{C}_{66} = 2,6907Y^H; \quad \tilde{C}_{77} = 2,9898Y^H; \quad \tilde{C}_{88} = 3,337Y^H$$

Эквивалентные схемы, соответствующие связанным колебаниям антисимметричных видов и нормальным колебаниям симметричных видов приведены на рис. 8.4.

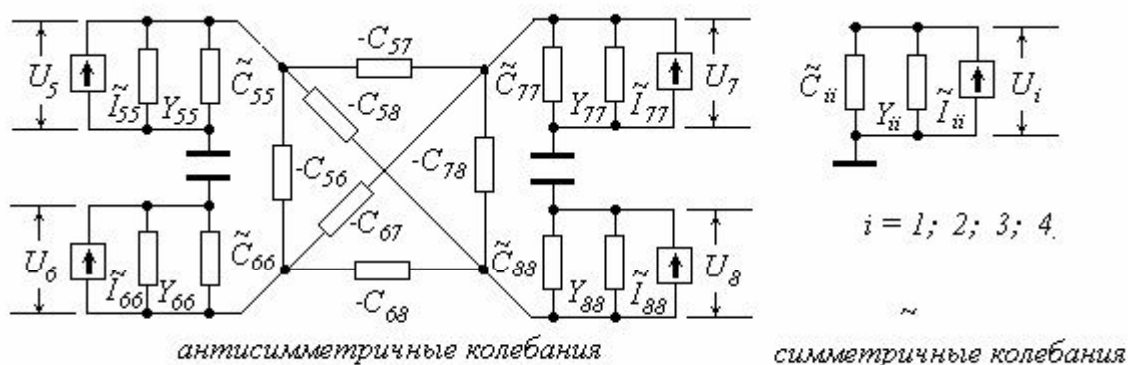


Рис. 8.4 Эквивалентная схема.

Основными колебаниями в магнетроне (рабочие колебания) являются колебания  $\pi$  - вида, когда фазы потенциалов двух соседних ламелей отличаются на  $180^\circ$ . Этим колебаниям соответствует номер  $N/2 + 1$ . Для  $N = 8$  он соответствует 5.

Предположим, что в магнетроне существуют колебания  $\pi$  - вида, а остальные колебания являются вынужденными и их амплитуды малы. Разумно предположить для анализа, что все токи  $\tilde{I}_{kk}$  кроме тока  $\tilde{I}_{55}$  также равны нулю или пренебрежимо малы. Из-за наличия проводимости нагрузки резонансные системы, отвечающие за нормальные колебания антисимметричного вида, оказываются связанными между собой через какие-то проводимости, пропорциональные проводимости нагрузки. Для тока  $\tilde{I}_{55}$  нагрузкой будет теперь служить не одночастотный колебательный контур, задающий частоту колебаний  $\pi$  - вида, а сложная система из 4-х контуров. Добротность каждого из этих контуров будет зависеть от собственных потерь в резонаторах и потерь, вносимых нагрузкой.

То же самое будет иметь место для любого антисимметричного колебания. Примерный вид частотных характеристик сопротивлений для каждого из нормальных колебаний антисимметричного вида изображен на рис. 8.5. Заметим, что колебания различных частот каждого вида являются конкурирующими. Одно из возникших колебаний подавляет колебания на других частотах.

Обычно наилучшие условия (наибольшее сопротивление) возникают для основной частоты колебаний  $\pi$  - вида. Они возникают при более низких напряжениях на анодном блоке. Из рисунка видно, что колебания  $\pi$  - вида, вообще говоря, могут возникать на любой из четырех частот при наличии определенных условий. Именно это обстоятельство является причиной «перескоков частоты», когда колебания возникают на соседней частоте  $f_{56}$  вместо основной частоты  $f_{55}$ . Подобному явлению в современной литературе дается некорректное объяснение. «Перескоки частоты» связывают с *пространственными гармониками*.

Дадим пояснение этим гармоникам. Граничные условия на поверхности резонатора имеют периодический характер. В силу этого, переменное электромагнитное поле можно представить в виде суммы неких пространственных гармоник (теорема Флоке).

Согласно *современному* подходу считается, что электроны взаимодействуют с одной из пространственных гармоник. Ошибка (обусловленная глубоким непониманием физики процесса) в том, что в отличие от типов волн в волноводах, резонаторах и замедляющих структурах мы не можем выделить отдельно пространственную гармонику и увеличить

только ее амплитуду. Амплитуды пространственных гармоник взаимосвязаны настолько, что возрастание одной из них невозможно без точно такого же возрастания других.

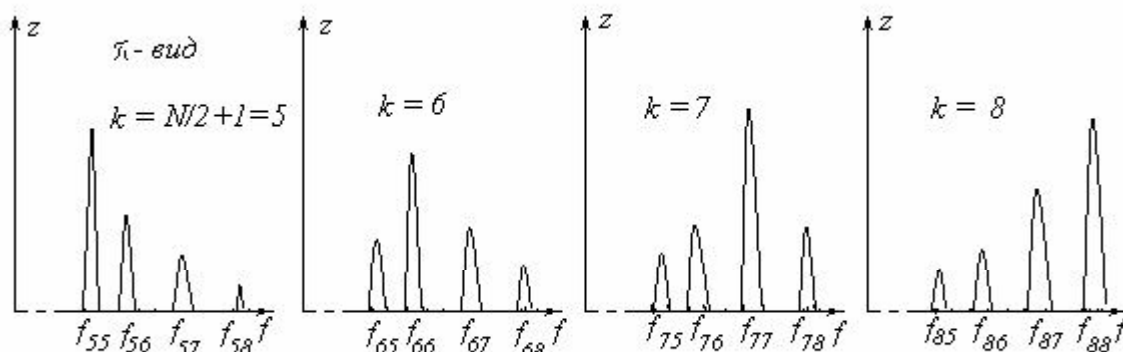


Рис. 8.5. Частотные характеристики видов антисимметричных колебаний

В то же время, электрон взаимодействует с *суммарным* полем, не выделяя гармоник. Пространственные гармоники оказались «спасительной соломинкой» от конфуза, когда физические объяснения заходили в тупик из-за использования некорректных моделей (как в теории приборов типа О, так и М типа). Сколько *спекуляций* создано на их основе! Однако пространственные гармоники могут быть полезными при описании *периодического изменения* конфигурации поля во времени, которое возникает по мере того, как волна проходит расстояние, равное периоду замедляющей структуры.

Отметим, что частоты собственных колебаний  $f_{kk}$  антисимметричного вида из-за влияния проводимости нагрузки, через которую осуществляется связь между резонансными системами, *будут отличаться* от частот соответствующих видов симметричных колебаний. В силу этого режим «бегущей волны» напряжения в магнетроне *невозможен*. В магнетроне устанавливается *стоячая* волна напряжения. Этому способствует также отражение бегущей волны от резонатора, к которому подключена нагрузка.

Для полноты анализа заметим, что если ток  $\tilde{I}_{55}$  аппроксимировать кубической параболой, как это обычно делается в теории нелинейных колебаний, то нагрузочные характеристики на круговой диаграмме (мощность, изменение частоты генерации и др.) качественно хорошо отвечают экспериментальным нагрузочным характеристикам магнетронов.

## 5. Бриллюеновское состояние (замагниченная электронная плазма)

Физические теории опираются на определенные модели. Можно точно описать модель математически и решить уравнения с большой точностью, но если модель не совсем отвечает объективной реальности, этим вычислениям нельзя доверять полностью. Именно по этой причине мы будем стараться объяснить физику явления, чтобы на ее основе определить правильную модель и описать механизм работы магнетрона. Учитывая, что пространственный заряд играет решающую роль, мы будем опираться на магнитогидродинамический подход.

Поскольку размеры пространства взаимодействия обычно много меньше длины волны в свободном пространстве, работа магнетронного генератора может иметь объяснение в рамках *квазистатических* представлений. Уравнение движения электрона в магнитном и электрическом полях и уравнения Максвелла для этого случая имеют стандартный вид.

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = e(\mathbf{E}_0 + \mathbf{E} - \text{grad}\phi) + e[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]; \quad \Delta\phi = -\frac{\rho}{\varepsilon}; \quad \text{div}\rho\mathbf{v} = -\frac{\partial\rho}{\partial t}; \quad \text{div}\phi\mathbf{v} = -\frac{\partial\phi}{\partial t}$$

где:  $e$  – заряд электрона,  $m$  – масса электрона,  $v$  – скорость движения пространственного заряда,  $E_0$  – постоянное электрическое поле между анодом и катодом магнетрона,  $E$  – переменное электрическое поле в пространстве взаимодействия,  $B$  – индукция магнитного поля,  $\phi$  – потенциал поля пространственного заряда, образованного электронами,  $\rho$  – плотность пространственного заряда.

Электрон, летящий в скрещенных полях при отсутствии пространственного заряда и переменного поля, движется по циклоиде. Его движение можно представить как сумму поступательного движения и вращательного движения. Скорость поступательного движения равна  $v_0 = E_0 / B$ . Вращательное движение происходит вокруг некоторой оси, параллельной  $B$ , с угловой скоростью  $\omega_0 = \eta B$ , где  $\eta = e / m$ .

В магнетронах всегда выполняется соотношение  $\omega_0 \gg \omega$  (условие замагниченности электронной плазмы), где  $\omega$  частота генерируемых колебаний. Чем лучше выполняется это условие, тем легче возникают колебания. В дальнейшем мы будем полагать, что электронная плазма сильно замагничена. В этом случае устанавливается *бриллюеновское* движение электронного потока. Оно интересно по многим причинам.

- Во-первых, плотность пространственного заряда или же концентрация электронов  $n$  в пучке постоянна и равна  $n_0 = \frac{BH}{mc^2}$ .
- Во вторых, величина  $n$  такова, что поле пространственного заряда является достаточно большим. Оно играет *принципиальную* роль, и его уже нельзя рассматривать как поправку первого приближения.
- В третьих, скорость электронов в пучке зависит от потенциала внешнего поля и поля пространственного заряда. Чем выше потенциал, тем больше скорость, как показано на рис. 8.6. Можно сказать, что заряды движутся вдоль линий постоянного потенциала (эквипотенциальные линии) результирующего поля. В этом движении они не совершают никакой работы.
- В четвертых, любой «посторонний» электрон, вылетевший из катода и влетающий в этот поток «усмиряется» этим потоком. Если без потока его траектория имела бы циклоидальный характер, то внутри потока она «выпрямляется», т.е. поток работает как демпфирующее устройство (рис. 8.6).

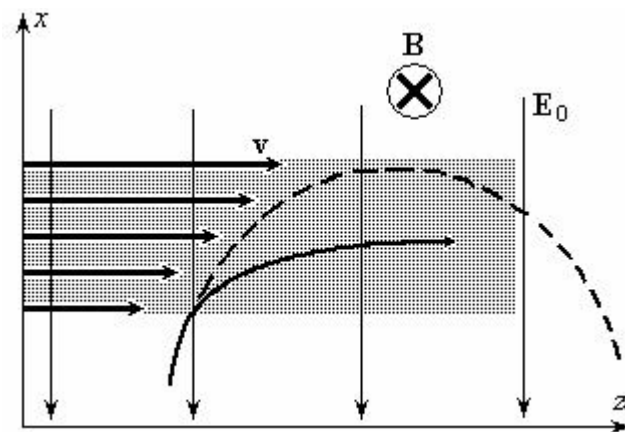


Рис. 8.6. Пунктирная кривая – циклоидальное движение заряда без электронного потока, непрерывная кривая – траектория, «сглаженная» потоком.

Заметим также, что в адиабатическом приближении скорость перемещения центра, вокруг которого вращается электрон, совпадает с бриллюеновской скоростью  $v = E / B$ .

## 6. Магнетрон с двумя анодами

На примере двух анодного разрезного магнетрона мы покажем механизм образования отрицательного сопротивления, без которого невозможна генерация. Рассмотрим режим ограничения тока катода, когда потенциалы обоих анодов одинаковы. В этом случае пространство между катодом и анодами заполняется электронами до тех пор, пока поле у поверхности катода не станет равным нулю. В этом случае электроны уже не вырываются из катода внешним электрическим полем (экранировка катода электронным потоком), и вокруг катода образуется электронный бриллиуеновский поток, как показано на рис. 8.7.

Этот поток имеет следующие характеристики:

1. Плотность пространственного заряда  $\rho = e \frac{BH}{2mc^2} [1 + \frac{r_k^4}{r^4}] = e \frac{\epsilon \omega_0 B}{2} [1 + \frac{r_k^4}{r^4}]$ . Она максимальна у катода.
2. Угловая скорость слоев потока  $\omega = \frac{\omega_0}{2} [1 - \frac{r_k^2}{r^2}]$ . Вблизи катода она равна нулю.
3. Распределение потенциала внутри пространственного заряда  $U = \frac{\omega_0^2 r^2}{8\eta} [1 - \frac{r_k^2}{r^2}]$ .

При увеличении потенциала анода при его критическом значении  $U_{кр}$  верхние слои потока начнут скользить по поверхности анодов ( $r = r_a$ ). С этого момента возникает анодный ток. Исходя из изложенного, мы можем записать уравнение «параболы критического режима»

$$U_{кр} = \frac{\omega_0^2 r^2}{8\eta} [1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}].$$

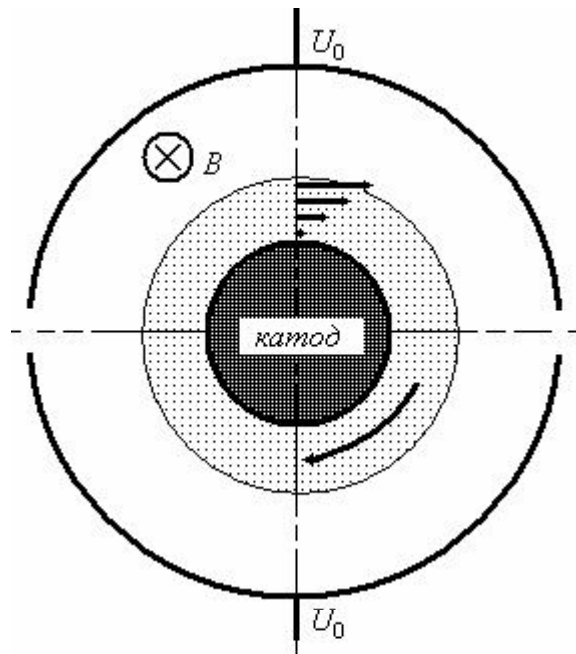


Рис. 8.7. Поток при ограничении тока катода пространственным зарядом. Напряжения на ламелях одинаковые.

Интересно отметить, что это выражение совпадает с выражением, которое получается для отдельного электрона, который движется по циклоиде, когда верхняя часть его траектории касается анода.

Теперь мы изменим потенциал анодов на небольшую величину в разные стороны и рассмотрим, как перераспределится поток. Будем считать, что катод «нейтрален», т.е. теперь он не излучает электроны и не поглощает их.

При измененном поле пространственный заряд начнет перераспределяться, и придет к некоторому стационарному состоянию. Мы не будем обсуждать вопрос о времени установления этого состояния. Важно то, что поток против анода с большим потенциалом будет узким, и скорости электронов вблизи поверхности катода будут большими, как показано на рис. 8.8. Толщина слоя электронов уменьшится.

Против анода с меньшим потенциалом движение электронов замедляется, и они начинают здесь скапливаться (как показано на рис. 8.8). Образуется область, ограниченная индексами  $adcb$ . Электроны в этой области образуют круговое движение, не выходя из нее. Эюра скоростей в диаметральной сечении приведена на рис. 8.8. В центре этой области создается отрицательный потенциал ниже потенциала катода. Замкнутая кривая  $adcb$  очерчивает границы «фиктивного катода».

Если бы мы рассмотрели *реальный* случай, то обнаружили бы следующее. Напряженность поля на поверхности катода  $afc$  положительна (направлена к катоду), и под ее воздействием катод будет постоянно эмитировать электроны. Эти электроны, двигаясь, начнут заполнять область против анода с меньшим потенциалом. На поверхности катода  $abc$  вектор напряженности поля изменит направление на обратное и будет направлен от катода. Здесь у поверхности катода электроны начнут двигаться в обратном направлении. На участке  $bc$  электроны имеют радиальную составляющую скорости, направленную к катоду и станут бомбардировать катод, вызывая вторичную эмиссию и нагрев катода.

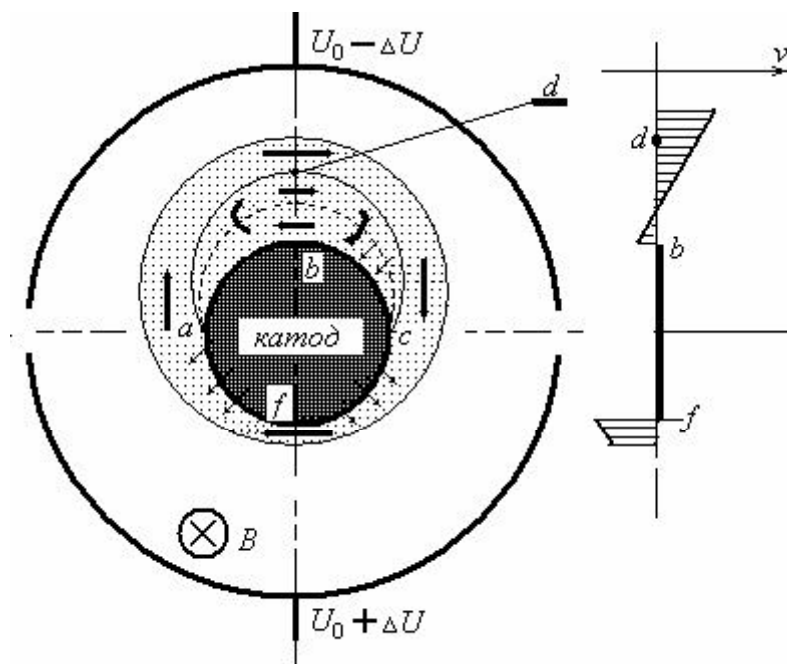


Рис. 8.8. Влияние изменения напряжения на ламелях на характер электронного потока.

Все изложенные факторы приводят к увеличению объема фиктивного катода. Расстояние между поверхностью фиктивного катода и анодом постепенно уменьшается и, наконец, достигает критической величины, при которой внешняя граница электронного потока начнет касаться анода с меньшим потенциалом, и в цепи этого анода потечет ток.

Поскольку нагрузка (колебательный контур) подключается между анодами, возникшая составляющая тока будет течь от анода с меньшим потенциалом, т.е. возникнет *отрицательное сопротивление*. Этот узкий поток электронов,двигающийся к аноду с

меньшим потенциалом, называется «*электронной спицей*». Таков качественный механизм образования отрицательного сопротивления.

Теперь можно объяснить механизм образования спиц в магнетроне. Спицы не существуют постоянно. Они имеют пульсирующий характер и возникают против тех ламелей, потенциал которых меньше. По мере уменьшения потенциала ламели (ниже  $U_0$ ) против нее возникает и начинает увеличиваться область фиктивного катода. Она подпитывается как за счет электронной эмиссии областей катода против ламелей с большим потенциалом, так и за счет вторичной эмиссии, как было показано ранее.

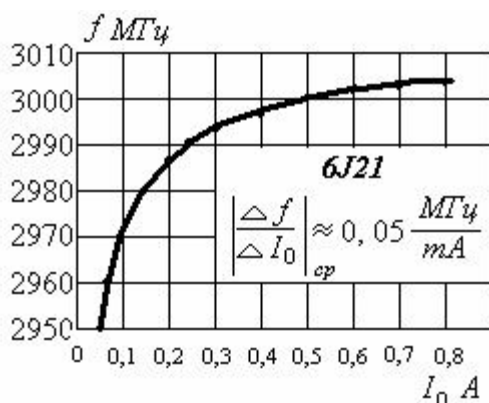


Рис. 8.9. Зависимость частоты от анодного тока для одного из экспериментальных магнетронов.

Вершина спицы не сразу достигает ламели. Для этого необходимо время, которое зависит от скорости эмиссии и которое уменьшается при увеличении тока через магнетрон. Это запаздывание обуславливает, так называемую, электронную перестройку частоты, график которой приведен на рис 8.9 (рис. IX.15 из [1]).

Когда напряжение ламели начнет возрастать, фиктивный катод уменьшается, и одновременно уменьшается ток ламели. При определенном значении переменного напряжения ток прекращается и спица «размывается». В следующий полупериод она начнет возникать против соседней ламели, напряжение которой теперь начнет падать.

Этот механизм прекрасно иллюстрируется численными расчетами, проведенными более чем 50 лет тому назад. Эти достаточно громоздкие для того времени расчеты проводились для большого числа электронов методом последовательных приближений для минимального во времени напряжения ламели. Рассчитывались траектории без учета пространственного заряда, по траекториям определялась плотность пространственного заряда, затем вычислялось поле пространственного заряда и т.д.

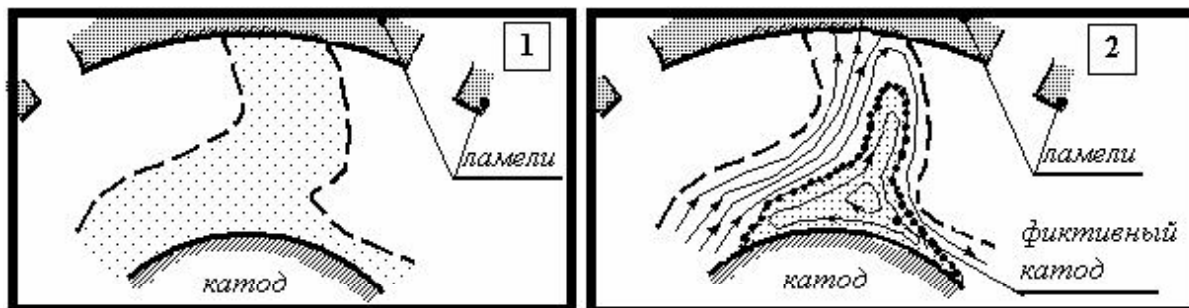


Рис. 8.10. Электронная спица. 1 – результаты численного расчета; 2 – интерпретация этого расчета (показан фиктивный катод и направление движения электронов).

На рис. 8.10 (под номером 1) представлена расчетная форма спицы [2]. Электронный поток движется к ламели с меньшим суммарным потенциалом. На том же рисунке (под номером 2) дана интерпретация этого расчетного результата. Показан примерный вид траекторий и обозначена область фиктивного катода.

## 7. Энеогообмен в приборах М типа

Пространственный заряд и его поле играют принципиальную роль в работе приборов магнетронного типа. Игнорирование этого фактора или учет поля пространственного заряда в качестве малой поправки ведут к неверному объяснению явлений и неправильному описанию энергообмена в приборе.

Обратимся к современной учебной литературе. Можно цитировать любой учебник, поскольку суть объяснений физических процессов описывается в них примерно одинаково. Возьмем, к примеру, монографию [1]. Там на стр. 75 приводится рисунок (Ш.5. б)), который вы воспроизводим ниже (см. рис. 8.11).

Как мы установили, группировка электронов в спицу возникает там, где имеется минимум электрического поля. На приведенном рисунке электроны в системе координат, связанной с волной, движутся *перпендикулярно* силовым линиям электрического поля электромагнитной волны. Этот результат, полученный в пренебрежении пространственным зарядом, характерен для описания всех приборов со скрещенными полями. И хотя автор [1] утверждает, что: «Учет пространственного заряда несколько усложняет картину, однако в принципе она остается *такой же*» - это заключение ошибочно. Конечно, учет пространственного заряда сложен, но он необходим, поскольку пространственный заряд играет *принципиальную роль* в формировании спиц в электронном потоке любого прибора типа М.

Поле пространственного заряда таково, что без его учета или учета в первом приближении невозможно правильно описать процесс движения зарядов и их взаимодействия с электромагнитной волной. Это обстоятельство определяет ответ на вопрос: правильная ли модель взаимодействия используется для расчетов?

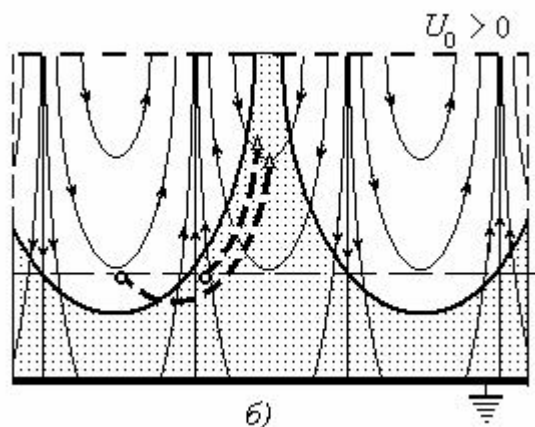


Рис. 8.11. Форма пучка, приобретаемая в процессе группировки электронов: б) нелинейный режим (большие возмущения). Пунктиром показаны траектории отдельных электронов.

Приведем часть еще одного рисунка (см. рис. 8.12) из [1] (рис. IX. 14). На нем рассматривается случай синхронизма между движением спицы и электромагнитного поля в магнетроне. И здесь пренебрежение пространственным зарядом и использование некорректной модели приводят к «сдвигу спицы» (к ее отставанию от поля на четверть длины волны). Благодаря этому сдвигу получается, что электроны перемещаются *перпендикулярно* силовым линиям этого поля.

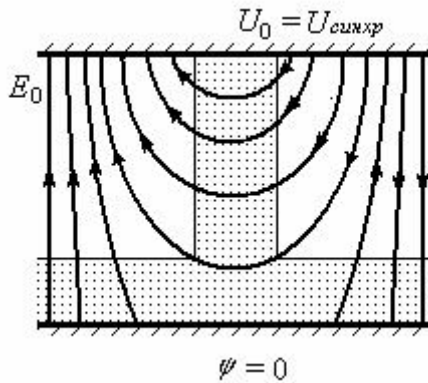


Рис. 8.12. Взаимное расположение максимума тормозящего поля и спицы в движущейся с волной системе отсчета.

Именно здесь возникает еще одно противоречие в корректности физического описания. Объемная плотность работы согласно электродинамике и механике равна скалярному произведению  $A = \mathbf{j}\mathbf{E}$ , где  $\mathbf{j}$  есть плотность тока, а  $\mathbf{E}$  напряженность электрического поля волны, с которой заряд взаимодействует. Если угол между ними  $90^\circ$ , то работа всегда равна нулю.

Например, в теории ламп бегущей или обратной волны работа по взаимодействию заряда с замедленной электромагнитной волной вычисляется по следующей формуле

$$A = e(\mathbf{v}_e - \mathbf{v}_\phi)\mathbf{E} = e(v_e - v_\phi)E_v$$

где:  $e$  – заряд электрона;  $\mathbf{v}_e$  – скорость электрона;  $\mathbf{v}_\phi$  – фазовая скорость электромагнитной волны;  $\mathbf{E}$  – вектор напряженности поля;  $E_v$  – проекция вектора напряженности на вектор скорости *относительного* движения заряда и волны.

Это верно, поскольку, если заряд не перемещается относительно волны или перемещается *перпендикулярно* ее силовым линиям, он не может отдавать или забирать от волны энергию. Здесь «работает» в полную силу принцип относительности.

Когда рассматриваются энергетические соотношения в приборах типа М, в частности в магнетронах, об этой относительности «забывают». Здесь мы сталкиваемся со следующей проблемой  $A = \mathbf{j}\mathbf{E} = jE \cos \theta = 0$ , поскольку электрон движется всегда *перпендикулярно* силовым линиям поля электромагнитной волны (вдоль их линий равного потенциала). Угол  $\theta$  между векторами  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{E}$  равен  $90^\circ$ . Каким образом электроны в этих приборах совершают работу?

Все объяснения со ссылками на магнитное поле и специфику движения зарядов являются необоснованными. Работа должна вычисляться единообразно для всех электромагнитных явлений безо всяких исключений. Используемые сейчас в теории приборов типа М вычисления свидетельствуют о непонимании сути физических процессов. Придумывать для приборов М типа «специальную физику», мягко говоря, излишество.

Как мы видим, «парадоксы» существуют не только в Специальной теории относительности. Они, благодаря эйнштейновской теории, возникают и в вакуумной электронике. Мы не будем здесь критиковать ошибочность понятий «взаимодействие» и «работа», принятые в СТО, на которые опирается теория приборов М типа. Это сделано в [3], [4].

Рассмотрим теперь математическую сторону вопроса и приведем формулы из [1]. Формулы приведены для приборов М типа с ленточными пучками, но суть вычислений неизменна для всех приборов М типа. Мы сохраним оригинальную нумерацию формул из [1].

1. Мощность взаимодействия тока на единицу длины электронного пучка (формула IV.1)

$$\frac{dP_e}{dz} = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{j} \mathbf{E}^*) dS .$$

Здесь записано правильное выражение для вычисления мощности,

если в подынтегральном выражении стоят *переменные* составляющие плотности тока и напряженности поля.

2. Далее приводится следующее выражение

$$\frac{dP_e}{dz} = \frac{1}{2} \int_S (i_0 \tilde{E}_y^* + \rho_0 v_z \tilde{E}_y^* + \rho_0 v_x \tilde{E}_x^*) dS ,$$

из которого после пренебрежения некоторыми членами вытекает:

$$\frac{dP_e}{dz} = \frac{1}{2} \int_S i_0 \tilde{E}_z dS \quad (\text{формула IV. 3}).$$

В приведенную формулу входит не *переменная* составляющая тока, а *постоянная* составляющая, т.е. формула не корректна. Заметим также, что в выражение входит *абсолютная* скорость движения электронов, а не скорость *относительного движения* зарядов и волны, как это делается в теории ЛБВ и ЛОВ типа О. Если мы подсчитаем мощность на единицу длины в системе отсчета, связанной с волной, то получим *нуль*.

Мы не будем проводить количественных оценок реального энергообмена между волной и потоком электронов. Это следует изложить отдельно. Приведем лишь качественное объяснение механизма взаимодействия электронного потока и волны.

Рассмотрим приборы с бегущей волной и электронными потоками ленточного типа. При движении электронного потока в магнитном поле на поток будет действовать переменное электромагнитное поле. В современной теории представление о взаимодействии иллюстрируется рис. 8.13 (рис. VI. 16). В системе отсчета, связанной с волной, в режиме синхронизма фазовая скорость волны и средняя скорость электронов пучка одинаковы. Электроны движутся *перпендикулярно* силовым линиям электрического поля (вдоль линий постоянного потенциала) и «*ухитряются*» совершать работу.

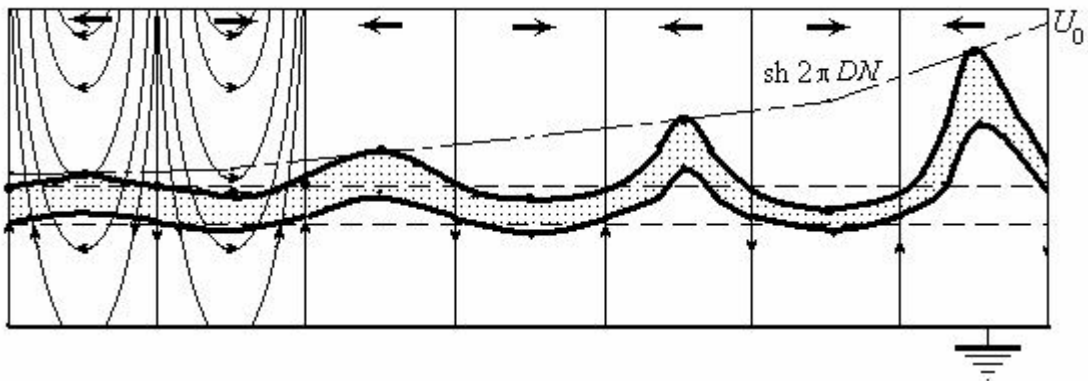


Рис. 8.13. Примерная форма электронного пучка, приобретаемая в процессе взаимодействия в ЛБВ типа М.

Необходимо подходить к проблеме формирования сгустков с учетом пространственного заряда. Сильно замагниченную электронную плазму можно рассматривать как слабо сжимаемую жидкость, не имеющую вязкости с концентрацией частиц  $\frac{eH}{mc^2} > n > \frac{eH}{2mc^2}$ .

К этой жидкости можно применять законы магнитной гидродинамики. С этой точки зрения деформация пучка при его взаимодействии с полем бегущей волны выглядит иначе, т.е. так, как показано на рис. 8.14. Тонкими стрелками показано направление движения электронов потока в поле волны.

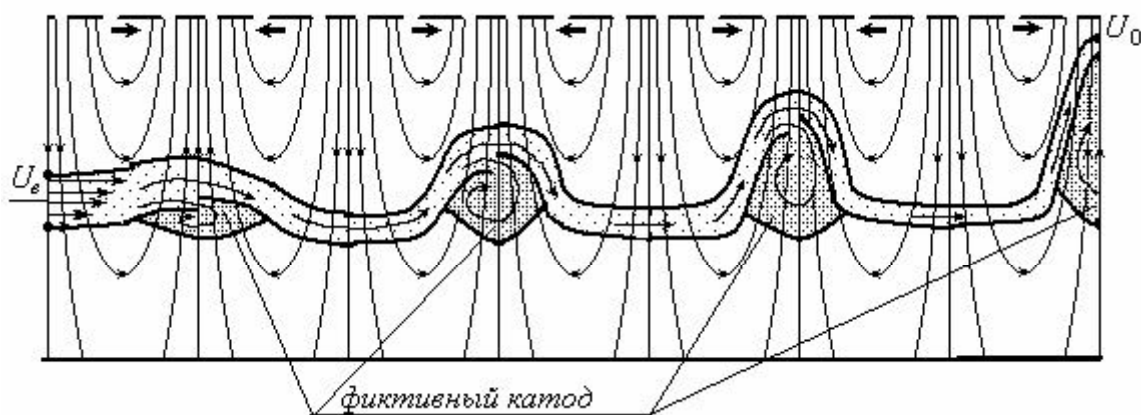


Рис. 8.14. Изменение формы пучка при взаимодействии с волной.

Прежде всего, заметим, что при «синхронизме», т.е. при равенстве фазовой скорости волны и средней скорости электронов, эффективного взаимодействия (так же, как и в приборах типа О) не получается. Средняя скорость электронов  $v_e$  должна *немного превышать* скорость волны  $v_\phi$ .

В тормозящей фазе поля (как и в магнетроне) образуется «сгусток» - небольшой фиктивный катод. Нижняя граница электронного потока может опускаться немного вниз. При этом она может достигнуть электрода с нулевым потенциалом и «бомбардировать» его. Фиктивный катод движется вместе с электромагнитной волной *синхронно*, находясь всегда в тормозящей фазе волны. По мере движения его объем увеличивается за счет постоянного притока электронов. Это видно из рис. 8.14.

С точки зрения энергообмена здесь нет никаких проблем. Электронный поток «подпирается» увеличивающимся фиктивным катодом и, двигаясь **вдоль** силовых линий поля волны, достигает поверхности замедляющей структуры. Одновременно он **забирает** энергию источника постоянного напряжения  $U_0$ , подаваемого на замедляющую структуру, и отдает ее электромагнитной волне.

Оценки показывают, что предельно возможный электронный коэффициент полезного действия (*кпд*), который можно достичь, определяется формулой:  $кпд = (1 - U_e / U_0)$ , где  $U_e$  – потенциал, отвечающий за среднюю скорость электронов пучка, влетающих в пространство взаимодействия;  $U_0$  – потенциал замедляющей структуры. В настоящее время обычный *кпд* приборов этого типа колеблется в пределах 60 процентов. Таким образом, потенциальные возможности приборов М типа пока не исчерпаны, и электронный *кпд* в них может достигать величин порядка 80 процентов и выше.

В теории СВЧ приборов М типа (как и в теории приборов О типа) просматривается **слабое понимание** физики процессов. Этот вывод можно распространить и на некоторые другие области электроники и электродинамики. Безусловно одно: по крайней мере, уже сейчас необходимо вносить соответствующие коррективы в учебники и учебные пособия по курсу «Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ» и, соответственно, в практику конструирования СВЧ приборов и ускорителей элементарных частиц.

Это не единственная ошибка в теории ускорителей циклотронного типа. В Главе 4 мы уже раскрыли суть и ошибочное объяснение *g*-фактора в ускорителях.

#### Источники информации:

1. В.С. Стальмахов. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями. – М: «Советское Радио». 1963.

2. Магнетроны сантиметрового диапазона. Пер. с англ. под ред. С.А. Зусмановского. Т. I-II, – М: «Советское Радио». 1950.
3. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Кризис релятивистских теорий. (Часть 6). НиТ, 2001. <http://www.n-t.ru/tp/ns/krt.htm>
4. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Ревизия теоретических основ релятивистской электродинамики. НиТ, 2005. <http://www.n-t.ru/tp/ns/rt.htm>

### **Добавление: «Теория ошибочна, а ускорители работают!»**

В этой работе мы не коснулись теории **релятивистских СВЧ** приборов и ускорителей. О причинах мы скажем ниже. Но есть два вопроса, на которые здесь хотелось бы сразу ответить.

1. Почему за более чем полувекковой период развития вакуумной электроники СВЧ, никто не обратил внимания на качественное несоответствие используемых моделей объективной реальности?
2. Почему характеристики приборов, рассчитанные на основе некорректных моделей, примерно соответствуют экспериментально измеренным характеристикам?

Можно дать следующий ответ на первый вопрос. Попыток предложить новую модель было много, но исследователи либо предлагали ошибочную модель, либо их модель отвергалась, поскольку входила в противоречие с существующими предрассудками. Здесь мы можем сослаться на свой печальный опыт. Лет 35 тому назад несколько наших попыток опубликовать результаты оказались безуспешными, поскольку противоречили мнению авторитетов. Сейчас также предлагаются новые модельные представления. Например, в работе [1] строится модель, опирающаяся на «самоорганизацию» электронов. Однако, несмотря на «красивый» *математический формализм* такие модели далеки от реальности.

Ответ на второй вопрос сложнее. Здесь в значительной мере работает психологический фактор. Разработчикам необходимо сдать изделие, отвечающее заданным параметрам, Заказчика не интересует, на какую модель опираются разработчики. Именно по этой причине у разработчиков нет ни времени, ни средств, для уточнения модели и принципа работы прибора. Они, после проведения расчетов, экспериментально «доводят» параметры до нужных значений, списывая расхождения между теорией и практикой на второстепенные факторы (на неучтенные при расчетах конструктивные элементы, на точность изготовления, на разброс параметров и др.).

Например, экспериментально измеренные характеристики распределения напряженности поля вдоль замедляющей структуры в работающей ЛОВ-О противоречили теоретическим представлениям. Вместо монотонного спада амплитуды волны от максимума у катода до нуля у коллектора, исследователи обнаруживали стоячие волны, т.е. существование отраженной волны. Чтобы объяснить присутствие отраженной волны, ругали поглотитель, который, как полагали, был плохо согласован с замедляющей структурой. А ведь без этих отражений (Глава 9) ЛОВ-О принципиально не сможет генерировать колебания.

Так рождается «красивая» *легенда* о том, что экспериментальные результаты *прекрасно подтверждают* теорию. С другой стороны, желание защитить диссертацию (любой ценой) заставляет соискателя часто скрывать такие расхождения, чтобы «не навлечь гнев» оппонентов и «авторитетов». Страшнее предрассудков «зверя нет». На научные конференции новые и критические работы не допускаются (как противоречащие мнению авторитетов), да и в «толстых» журналах им *не находится места*.

В теории *релятивистских* приборов (усилители, генераторы, ускорители), как и в теории плазмы, также немало ошибочных (например, теория пинч-эффекта [2]) и «узких мест». Например, не ясно: как электрон отдает энергию волне или же забирает ее от волны при взаимодействии с ней, сразу всей волне (мгновенно) или же он создает свое излучение, которое распространяется в разные стороны? Как правильно описать это излучение? и ряд других вопросов. Первое место здесь нужно отвести СТО как *некорректной модели*, на которую опирается теория релятивистских приборов. Перечислим наиболее важные точки критики.

1. В [3] было установлено, что преобразование Лоренца не является единственным, при котором уравнения Максвелла остаются *инвариантными*, а скорость света *постоянна*, т.е. не зависит от выбора инерциальной системы отсчета. Почему наука «уперлась» только в преобразование Лоренца? Возможно, другие преобразования будут лучше отвечать физике явлений? Как мы знаем (Глава 4), модифицированное преобразование Лоренца более отвечает физическим явлениям. Следовательно, принимать преобразование Лоренца как *единственно* возможное отражение объективной реальности преждевременно. Нужна экспериментальная проверка и выбор соответствующего преобразования. На международной конференции в беседе со специалистом, работающем на ускорителе, выяснилось, например, что кинетическая энергия релятивистской

частицы, подсчитанная по эйнштейновской формуле, плохо согласуется с экспериментом. Формула для кинетической энергии вида  $E_k = mv^2 / 2(1 - v^2 / c^2)$  более соответствует эксперименту.

2. Ранее в работе [6] было показано, что электродинамика несовместима с теорией относительности Эйнштейна (в современной электродинамике также не обошлось без подгонки под «хороший» результат). В Главе 6 показано, что квазистатические явления должны описываться в рамках ньютоновской теории. Это не противоречит классу преобразований лоренцевского типа, если они справедливы только для *электромагнитных волн* [7]. Да и с философской точки зрения желание навязать всем без исключения явлениям «лоренцевскую ковариантность» есть признак высокомерного отношения к природе, стремление задать ей свои законы, не сообразуясь со здравым смыслом и самой природой явлений (*философский конвенционализм*).
3. Помимо этого электродинамика описывает далеко не все виды электромагнитных явлений. Существуют безинерциальные заряды и токи, физика которых пока не ясна [8], [9] и ранее неизвестные виды излучения [10]. И теперь неизвестно в какую сторону «развернут» физику результаты новых исследований. Большие изменения благодаря устранению ошибок и предрассудков в классической электродинамике ожидают не только КЭД, теорию тяготения и астрофизику, но атомную физику, ядерную физику и т.д. Здесь, как всегда, тормозом развития новых представлений служит *теория относительности и ее апологеты*.
4. **Противники СТО справедливо** утверждают, что теория относительности ошибочна. Ее следует переосмыслить и заменить новой теорией. В ответ **сторонники СТО** заявляют: «*Вы утверждаете, что СТО ошибочна, но ускорители работают!*». Они парируют критику ссылкой на работу ускорителей, как на экспериментальное подтверждение СТО. Но это аргумент для дилетантов и неспециалистов. *Во-первых*, ускорители строятся не с целью проверки или подтверждения теории относительности. *Во вторых*, как мы убедились, все расхождения между расчетами ускорителей и реальной конструкцией «исчезают» благодаря «подгонкам» в теории (g-фактор), настройкам и доводкам при испытаниях и *утаиванию* расхождений между теорией и практикой, а также благодаря преклонению перед «авторитетами» и борьбой с «еретиками» в науке. *В третьих*, видимо не случайно догматизм в физике смыкается с религиозным догматизмом. А догматизму близка гигантомания (БАК, например, или проект нового Супер-ускорителя в МГУ). В некоторых ВУЗах («легендарный физтех» один из них) ввели кафедры теологии, чтобы с «Божьей помощью» объяснять явления и открывать новые закономерности в природе? Потрясающий прогресс научной мысли!
5. Что бы ни заявляли «оптимисты-догматики», защищая СТО и, ссылаясь при этом на успехи в области техники, на успехи в теории «большого взрыва», на достижения в суперструнных (схоластических) теориях и т.д., *фундаментальная наука* сейчас находится в застое. И здесь строительство ажурных башен из стропил математического формализма, скрывающих этот застой, скрывающих эти действительные противоречия и тупики в науке, не является спасением. Мы не против «умной математики», т.е. математики, **насыщенной физическим смыслом**. Но мы против «схоластической математики», далекой от практики и добавляемой для «научообразия». Стремление спрятаться от проблем за забором математических нагромождений уводит науку от природы, от правильного понимания *сути* явлений. Таким образом, *фундаментальные* проблемы физики не решаются, и их решение отодвигается на неопределенный срок. Главная причина застоя в физике в том, что позитивизм, зародившийся еще до создания СТО, расцвел в современной физике, во многом опираясь на теорию относительности Эйнштейна. Здесь роль этой теории неоспорима.

И еще одна важная проблема, прямо связанная с предыдущим. Правильная интерпретация явлений *принципиально* невозможна без привлечения *философии*. Мы убежденно говорим это, опираясь на собственный опыт. Без использования теории познания мы так и «блуждали» бы в плену бытующих предрассудков.

Так **как** квалифицировать ошибочные теории современной физики: как *лженауку*, как *шарлатанство* или как *заблуждения*? И можно ли отделить истину от заблуждения, не опираясь на добротную *теорию познания объективной истины*? Это мы обсудим в последней главе.

## Источники информации:

1. В.Г. Усиченко. Самоорганизация электронов в электронных приборах. ЖТФ, т. 74, вып. 11, 2004. Стр. 38-46. <http://www.ioffe.rssi.ru/journals/jtf/2004/11/p38-46.pdf>

2. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Кризис релятивистских теорий, (Часть 6). НиТ, 2001. <http://www.n-t.ru/tp/ns/krt.htm>
3. М.В. Корнева. Ошибка Лоренца. НиТ, 2004. [www.n-t.org/tp/ns/ol.htm](http://www.n-t.org/tp/ns/ol.htm)
4. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Парадоксы теории относительности на одно лицо. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8085.html>
5. В.А., Кулигина Г.А., Корнева М.В. К столетнему юбилею СТО. НиТ, 2002. <http://www.n-t.org/tp/ns/sto.htm>
6. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Электродинамика отвергает теорию относительности. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8037.html>
7. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Новое объяснение релятивистских явлений. НиТ, 2003. <http://www.n-t.org/tp/ns/nor.htm>
8. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева. Безинерциальные заряды и токи. НиТ, 2002. [www.n-t.ru/tp/ns/bzt1.htm](http://www.n-t.ru/tp/ns/bzt1.htm)
9. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина., М.В. Корнева, Г.П. Большаков. Безинерциальные заряды и токи. НиТ, 2002. <http://www.n-t.ru/tp/ns/bzt2.htm>
10. В.И. Коробейников. Новый вид электромагнитного излучения? НиТ, 2005. <http://n-t.org/tp/ts/2005>

## Глава 9. Ошибки при описании волновых процессов.

Казалось бы, что процессы излучения и приема электромагнитных волн, явления дифракции и интерференции хорошо изучены. Однако и здесь встречаются не только математические ошибки, но и ошибки в интерпретации явлений (гносеологические ошибки). Эти вопросы будут рассмотрены ниже.

### 1. Интерференционный парадокс

Волновой характер светового потока обычно иллюстрируют на примерах интерференции. Два когерентных источника, расположенных достаточно близко друг от друга создают на удаленном плоском экране интерференционную картину. На ней светлые полосы чередуются с темными. Они обусловлены фазами, с которыми волны приходят к точке интерференции.

На рис. 9.1 представлена схема интерференционного опыта. Мы для упрощения рассуждений будем считать, что расстояния  $R_1$  и  $R_2$  достаточно большие, что когерентные источники одинаковой интенсивности  $S_1$  и  $S_2$  расположены достаточно близко друг к другу, чтобы внутри отверстия поле можно было бы рассматривать приблизительно однородным, т.е. мало изменяющимся. Дифракционными явлениями пренебрегаем.

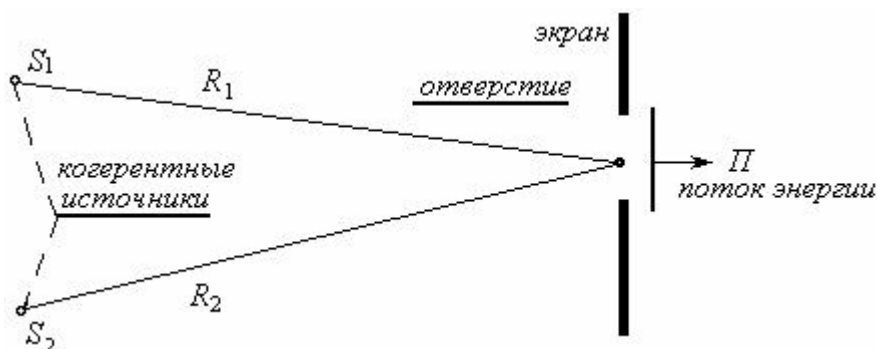


Рис. 9.1

Если разность хода лучей равна половине длины волны, то поля на поверхности отверстия в отверстии мы будем иметь «компенсацию» полей. Если же волны приходят в фазе, амплитуды полей складываются.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какой поток энергии проходит сквозь отверстие в первом и во втором случаях. Вопрос этот для специалистов достаточно прост, но мы его рассмотрим. В соответствии с принципом Гюйгенса-Френеля в первом случае поток сквозь отверстие проходить не будет ( $\Pi_1 = 0$ ). Об этом также свидетельствует вектор Пойнтинга, плотность которого в отверстии равна нулю (взаимная компенсация полей). В то же время, во втором случае мы будем иметь поток энергии. Поскольку вектора  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  от этих источников складываются в фазе (удваиваются), поток энергии  $\Pi_2$  через отверстие будет в **4** раза больше, чем поток одиночного источника.

Это и есть парадокс. Почему энергия перераспределяется? Почему в одном случае мы имеем нулевой поток энергии, а в другом учетверенный, а не удвоенный? Ответ на этот вопрос достаточно тривиален. Тем не менее, часто даже в учебниках встречаются ошибки.

Парадокс разрешается просто. Уравнения Максвелла линейны и, следовательно, справедлив принцип суперпозиции. Поток каждого из источников проходит независимо, не влияя друг на друга. Следовательно, сквозь отверстие независимо от фазы сложения

колебаний проходит один и тот же суммарный поток, равный  $\Pi = \Pi_1 + \Pi_2$ . Этот результат иллюстрируется рис. 9.2.

При вычитании волн ( $\Pi_1 = 0$ ) диаграмма излучения из отверстия будет иметь за экраном два главных лепестка, как показано на рис. 9.2, волны в которых имеют **противоположные** фазы. При сложении волн ( $\Pi_2$ ) за экраном будут также наблюдаться два лепестка излучения, волны в которых **синфазны**.

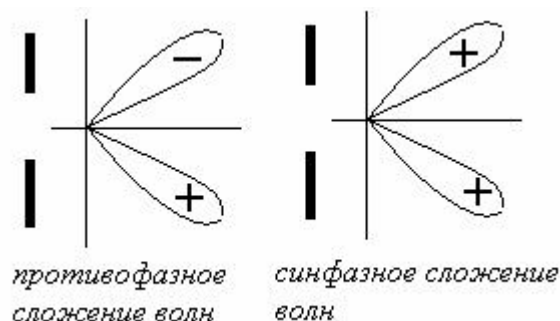


Рис. 9.2

Рассмотренный пример показывает, насколько аккуратно мы должны подходить не только к вычислениям, но и к объяснению явлений электродинамики.

## 2. Скорость переноса энергии волной

Вопрос о скорости переноса энергии волной связан с парадоксами, которые возникают при распространении волны в среде с аномальной дисперсией. Например, в такой среде вектор групповой скорости направлен **против** вектора Пойнтинга. Это признак некорректного определения понятия «групповая скорость», как «скорости переноса энергии волной». Помимо этого понятие «групповая скорость» предполагает наличие группы волн, поэтому оно не применимо к отдельной монохроматической волне.

Для примера рассмотрим две волны, распространяющиеся в среде с дисперсией в одну сторону вдоль оси  $z$ . Для простоты будем считать их амплитуды равными, а частоты разными. Суммарная напряженность поля равна

$$E_x = E \cos(\omega_1 t - \gamma_1 z) + E \cos(\omega_2 t - \gamma_2 z) = 2E \cos\left[\frac{\Delta\omega}{2}t - \frac{\Delta\gamma}{2}z\right] \cos\left[\frac{\omega_1 + \omega_2}{2}t - \frac{\gamma_1 + \gamma_2}{2}z\right] \quad (9.2.1)$$

где  $\omega$  и  $\gamma$  - частота и постоянная распространения сигнала в среде.

Первый косинус в выражении (9.2.1) определяет амплитуду биений (огибающую суммарного сигнала). Огибающая суммарного сигнала, как следует из формулы, перемещается в пространстве с групповой скоростью

$$v_{gp} = \Delta\omega / \Delta\gamma \quad (9.2.2)$$

где:  $\Delta\omega = \omega_1 - \omega_2$ ;  $\Delta\gamma = \gamma_1 - \gamma_2$ .

Второй косинус определяет среднюю фазовую скорость суммарной волны

$$v_{\phi} = \frac{\omega_1 + \omega_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \quad (9.2.3)$$

На рис. 9.3 приведена иллюстрация. В предыдущем параграфе мы рассматривали явление интерференции первого рода, когда интерференционная картина наблюдалась на плоскости, перпендикулярной направлению распространения волн.

Здесь мы имеем дело с интерференцией второго рода, когда мы рассматриваем картину, которая образуется вдоль направления распространения двух волн с разными частотами.

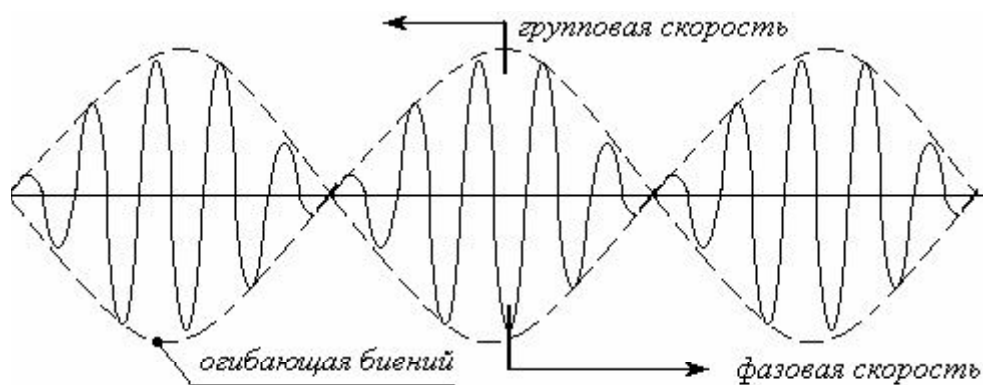


Рис. 9.3 Сложение двух колебаний.

Средняя фазовая скорость высокочастотного заполнения не меняет направления. Ее направление совпадает с направлением распространения радиоволн. Огибающая перемещается с групповой скоростью. Эта скорость зависит от дисперсии структуры, в которой волна распространяется. Величина групповой скорости не ограничена, а направление может совпадать с направлением волн или же быть направлено в противоположную сторону. Таким образом понятие «групповая скорость»:

- Во-первых, **не применимо** к монохроматической волне.
- Во вторых, это понятие вообще **не связано** с переносом энергии электромагнитной волной.

Чтобы определить скорость распространения энергии волной, рассмотрим пример. Пусть на плоский экран с отверстием падает монохроматическая волна. Нам необходимо определить скорость переноса энергии через отверстие, направленную перпендикулярно отверстию.

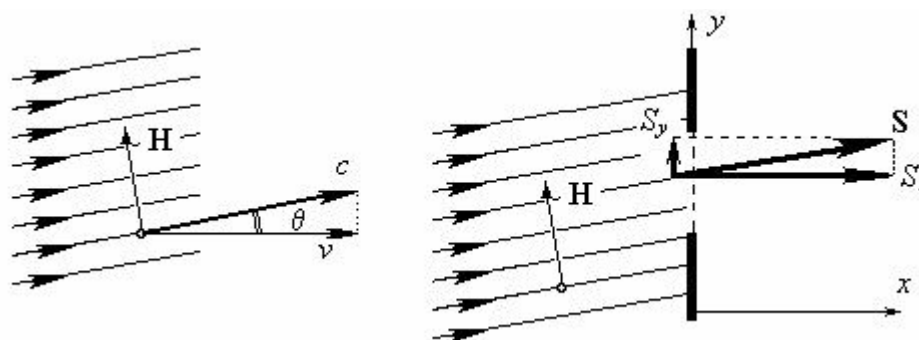


Рис. 9.4

Вектор  $\mathbf{E}$  направлен вдоль оси  $z$  перпендикулярно плоскости чертежа. Обычно (в теории волноводов) поступают просто. Берут и проецируют направление вектора скорости  $c$  на нормаль к поверхности отверстия, и получают  $v = c \cos \theta$ .

Однако здесь аналогия с материальными телами неуместна. Свет это особое образование. Для вычисления скорости необходимо разложить вектор плотности потока на составляющие и вычислить плотность энергии, переносимую через поперечное сечение отверстия.

Плотность потока  $S_y$  направлена вдоль плоскости (отверстия), поэтому она не участвует в переносе энергии через отверстие. Подсчитаем плотность потока  $S_x$ .

$$S_x = E_z H_y = EH \cos \theta \quad (9.2.4)$$

Теперь необходимо подсчитать плотность энергии, образующую плотность потока  $S_x$ .

$$w = \frac{\epsilon E_z^2}{2} + \frac{\mu H_y^2}{2} = \frac{\epsilon E^2}{2} + \frac{\mu H^2}{2} \cos^2 \theta \quad (9.2.5)$$

Учитывая связь между векторами  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , получим

$$v_{эн} = \frac{S_x}{w} = \frac{2EH}{\epsilon E^2 + \mu H^2 \cos^2 \theta} = \frac{2c \cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \quad (9.2.6)$$

Поскольку  $v_\phi = c \cos \theta$ , выражение (9.2.6) можно привести к удобной форме

$$v_{эн} = \frac{2c}{v_\phi/c + c/v_\phi} = \frac{2v_\phi}{1 + (v_\phi/c)^2} \quad (9.2.7)$$

### 3. Обобщение результата

В качестве примера рассмотрим произвольную ТМ волну, которая распространяется вдоль оси  $z$  с фазовым множителем  $\varphi = i(\omega t - \gamma z)$ . Распространение волны мы будем рассматривать в обобщенных цилиндрических координатах  $\xi, \eta$  и  $z$ . Пусть  $\mathbf{\eta}^0, \mathbf{\xi}^0$  и  $\mathbf{z}^0$  орты.

Электромагнитные поля могут быть выражены через потенциал Герца  $U$  [1].

$$\begin{aligned} E_\xi &= \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial^2 U}{\partial \xi \partial z} = -\frac{i\gamma}{h_\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi}; & H_\xi &= \frac{i\omega \epsilon}{h_\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} \\ E_\eta &= \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial^2 U}{\partial \eta \partial z} = -\frac{i\gamma}{h_\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta}; & H_\eta &= -\frac{i\omega \epsilon}{h_\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi} \\ E_z &= k^2 U + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = (k^2 + \gamma^2)U; & H_z &= 0 \end{aligned} \quad (9.3.1)$$

где:  $h_\xi(\xi; \eta)$  и  $h_\eta(\xi; \eta)$  коэффициенты Ламе;

$U$  – потенциал Герца, который удовлетворяет уравнению Гельмгольца:

$$\begin{aligned} \Delta U + k^2 U &= \frac{1}{h_\xi h_\eta} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{h_\eta}{h_\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{h_\xi}{h_\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) \right] + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + k^2 U = \\ &= \frac{1}{h_\xi h_\eta} \left[ \frac{\partial}{\partial \xi} \left( \frac{h_\eta}{h_\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left( \frac{h_\xi}{h_\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right) \right] + (k^2 - \gamma^2)U = 0 \end{aligned} \quad (9.3.2)$$

Потенциал бегущей волны есть  $U = U_0(\xi; \eta)e^{-\gamma z}$ ; где  $\gamma = \omega/v_\phi$  есть постоянная распространения волны.

Рассмотрим поперечные компоненты полей и запишем выражения для плотности энергии и плотности потока в направлении распространения энергии.

Комплексная плотность энергии

$$\dot{w}_\perp = \frac{\epsilon}{4} [(E_\xi)^2 + (E_\eta)^2] + \frac{\mu}{4} [(H_\xi)^2 + (H_\eta)^2] = \frac{\epsilon}{4} (\gamma^2 + k^2) \left[ \left( \frac{1}{h_\xi} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{1}{h_\eta} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right)^2 \right] \quad (9.3.3)$$

Комплексная плотность потока энергии

$$\dot{\mathbf{S}}_{\perp} = \frac{1}{2\mu} [(E_{\xi}\xi^0 + E_{\eta}\eta^0) \times (H_{\xi}\xi^0 + H_{\eta}\eta^0)] = \frac{\gamma\omega\varepsilon}{2} \left[ \left( \frac{1}{h_{\xi}} \frac{\partial U}{\partial \xi} \right)^2 + \left( \frac{1}{h_{\eta}} \frac{\partial U}{\partial \eta} \right)^2 \right] \mathbf{z}^0 \quad (9.3.4)$$

Легко видеть, что

$$\mathbf{v}_{\text{эн}} = \frac{\dot{\mathbf{S}}_{\perp}}{\dot{w}_{\perp}} = \frac{2\gamma\omega}{\gamma^2 + k^2} \mathbf{z}^0 = \frac{2v_{\phi} \mathbf{z}^0}{1 + (v_{\phi}/c)^2} \quad (9.3.5)$$

Аналогичный результат можно доказать и для ТЕ волн.

Выражение для скорости переноса энергии электромагнитной волной (9.3.5) справедливо для ТЕ и ТМ типов волн в волноводах, замедляющих структурах, в линиях передачи.

Итак, групповая скорость не имеет отношения к скорости переноса энергии монохроматической волной. В конце главы мы покажем: сколь важен этот вывод для практики (вакуумной СВЧ электроники).

#### 4. Волна в окрестности фокуса

Эта задача появилась благодаря желанию разобраться в процессах, происходящих при прохождении волной фокуса. В геометрической оптике пучки параллельных лучей, проходя тонкую круглую линзу, сходятся в точку, именуемую фокусом, как показано на рис. 9.5.

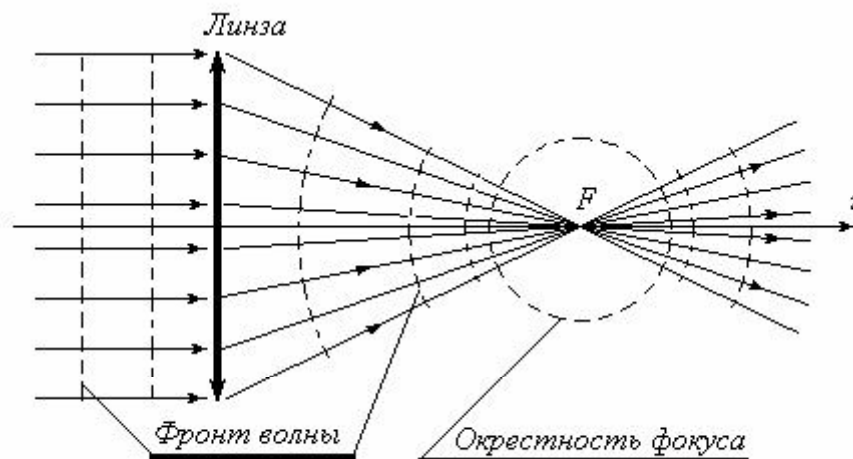


Рис. 9.5. Фокус как точка, где сходятся лучи.

Геометрическая оптика это предел волновой оптики. А что же происходит «на самом деле» в этой точке, т.е. в окрестности фокуса? Анализ показывает, что при конечной длине волны такой точки не существует. Волновая оптика свидетельствует, что волна, имеющая после прохождения линзы сферический фронт, по мере приближения к фокусу преобразуется. В окрестности фокуса она превращается в «трубку», где форма фронта становится плоской, как показано на рис. 9.5.

Между областями плоской и сферической волн появляется промежуточная (дифракционная) область, где происходят амплитудные и фазовые преобразования сферической волны в плоскую и обратно [2]. Распределение интенсивности светового потока в фокальной плоскости приведено на рис. 9.7.

Все это согласуется с представлениями, сложившимися в волновой теории света и в теории электромагнитных колебаний. Например, в теории синфазных антенн (рупорные или зеркальные антенны) плоскость  $\alpha$ - $O$ - $\alpha$  (фокальная плоскость) рассматривается как

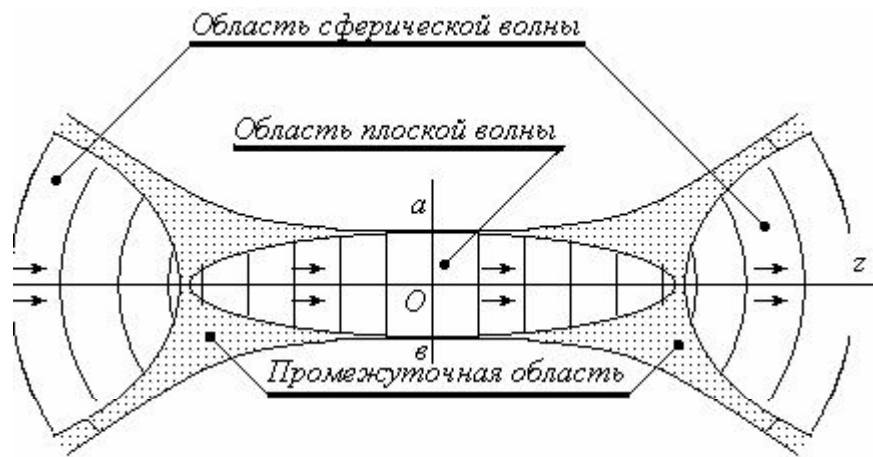


Рис. 9.6. Характер фронтов волны в окрестности фокуса

излучающая поверхность синфазной антенны. А область, простирающаяся от фокальной плоскости до перехода плоской волны в сферическую, является зоной формирования главного луча антенны.

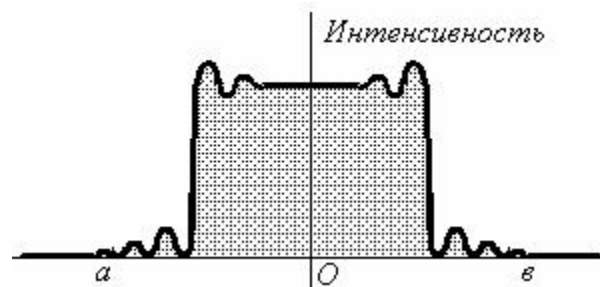


Рис. 9.7. Распределение интенсивности по сечению луча в фокальной плоскости

Однако при детальном рассмотрении есть аспект в существующих представлениях, который вызывает сомнения с физической точки зрения. Речь идет о «скачке фазы» волны при прохождении волной фокальной плоскости. Как утверждается в современной теории (см., например, [3]), волна, проходя фокальную плоскость (фокус) изменяет свою фазу на угол  $180^\circ$ , как показано на рис. 9.8. В природе таких резких скачков не существует.

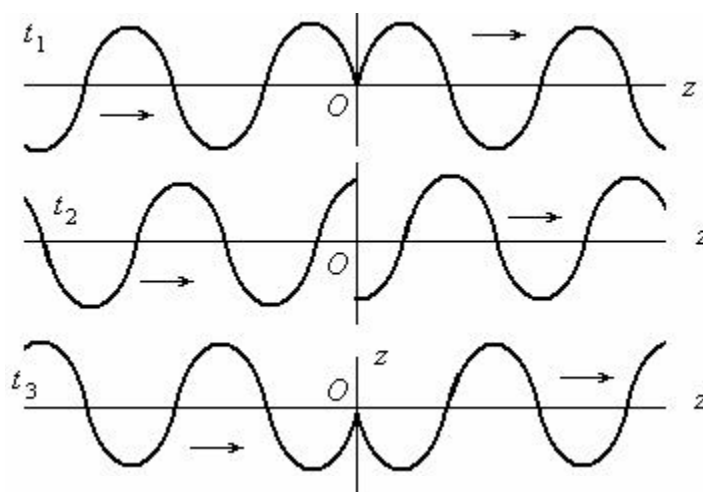


Рис. 9.8. Скачок фазы при прохождении волной фокуса

Хотя эти «скачки фазы» следуют как из приближенных, так и из точных математических решений уравнений волновой электродинамики, они вызывают сомнения.

## 5. Элементарная ошибка

Из дифференциальной геометрии известно, что всякая поверхность имеет, в общем случае, для каждого своего бесконечно малого элемента два различных радиуса кривизны. Как показано на рис. 9.9, линии  $aOc$  и  $bOd$  есть главные круги кривизны с радиусами кривизны  $R_1$  и  $R_2$ , центры кривизны которых расположены в точках  $O_1$  и  $O_2$ .

С точки зрения геометрической оптики интенсивность волнового потока будет обращаться в бесконечность в центрах кривизны  $O_1$  и  $O_2$ . Отталкиваясь от элемента поверхности и переходя ко всей волновой поверхности, можно утверждать, что интенсивность волнового потока будет бесконечно возрастать, вообще говоря, на двух поверхностях, которые являются геометрическим местом кривизн волновой поверхности. Эти поверхности носят название *каустики*. В частном случае, когда поверхность имеет сферический фронт, обе каустики сливаются в точку, которая именуется *фокусом*. В случае цилиндрического волнового фронта каустики вырождаются в линию.

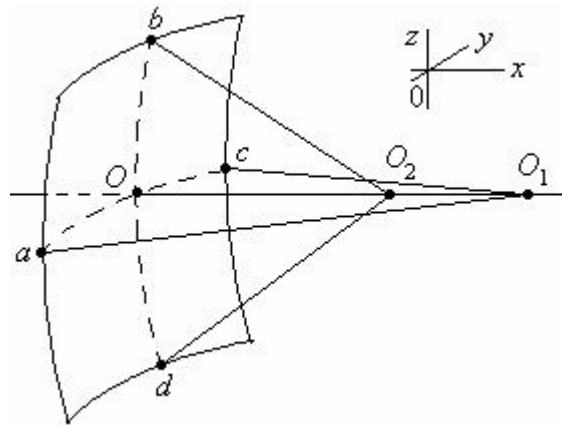


Рис. 9.9

Конечно, бесконечное возрастание интенсивности при прохождении каустики или при прохождении фокуса есть «огрех» геометрической оптики как предела волновой. На самом деле плотность потока в этих случаях действительно сильно возрастает, но, как мы убедились, не до бесконечности.

Рассмотрим более важный для нас вопрос о скачках фазы. Обратимся к доказательству, приведенному в монографии [3]. Цитируем:

*«Если плоскости  $XU$  и  $XZ$  выбраны совпадающими с главными плоскостями кривизны волновой поверхности в точке  $O$ , то вблизи этой точки уравнение поверхности есть*

$$X = \frac{y^2}{2R_1} + \frac{z^2}{2R_2}$$

*где  $R_1$  и  $R_2$  - главные радиусы кривизны. Расстояние же  $R$  от точки волновой поверхности с координатами  $X, y, z$  до точки  $P$  с координатами  $x, 0, 0$  есть*

$$R = \sqrt{(X-x)^2 + y^2 + z^2} \approx x + \frac{y^2}{2} \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{R_1} \right) + \frac{z^2}{2} \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{R_2} \right)$$

*Вдоль волновой поверхности поле можно считать постоянным; то же касается множителя  $1/R$ . Поскольку мы интересуемся только изменением фазы волны, то коэффициент опускаем и пишем просто*

$$u_P \propto \frac{1}{i} \int e^{ikR} df_n \approx \frac{e^{ikx}}{i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik \frac{y^2}{2} (\frac{1}{x} - \frac{1}{R_1})} dy \frac{e^{ikx}}{i} \int_{-\infty}^{\infty} e^{ik \frac{z^2}{2} (\frac{1}{x} - \frac{1}{R_2})} dz \quad (59,3)$$

Центры кривизны волновой поверхности лежат на рассматриваемом луче в точках  $x = R_1$  и  $x = R_2$ ; это и есть точки касания лучом каустик. Пусть  $R_2 < R_1$ . При  $x < R_2$  коэффициенты при  $i$  в показателях подынтегральных выражений в обоих интегралах (по  $dy$  и  $dz$ ) положительны, и каждый из этих интегралов пропорционален  $(1+i)$ . Поэтому на каждом участке луча до касания первой каустики имеем  $u_P \propto e^{ikx}$ . При  $R_2 < x < R_1$ , т.е. на отрезке луча между двумя точками касания, интеграл по  $dy$  пропорционален  $(1+i)$ , а интеграл по  $dz$  пропорционален  $(1-i)$ , так что их произведение не содержит  $i$ . Таким образом, имеем здесь  $u_P \propto -i e^{ikx}$ , т.е. при прохождении луча вблизи первой каустики фаза дополнительно меняется на  $-\pi/2$ . Наконец, при  $x > R_1$  имеем  $u_P \propto -e^{ikx} = e^{ikx+i\pi}$ , т.е. при прохождении луча вблизи второй каустики фаза еще раз меняется на  $-\pi/2$ .

**Покажем теперь ошибку.**

Величина  $R = \sqrt{(X-x)^2 + y^2 + z^2}$  всегда положительна. Поэтому приближенное выражение в отличие от цитированного выше должно иметь следующий вид

$$R = \sqrt{(X-x)^2 + y^2 + z^2} \approx \left| x + \frac{y^2}{2} \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{R_1} \right) + \frac{z^2}{2} \left( \frac{1}{x} - \frac{1}{R_2} \right) \right| \geq 0 \quad (9.6.1)$$

По этой причине интеграл (59,3) не может изменять фазу скачком на  $-\pi/2$  при касании каустики. По той же причине волна не может испытывать скачок фазы на  $-\pi$  при прохождении фокуса даже в рамках геометрической оптики.

## 6. Вронскиан функции Бесселя

Анализируя поведение волны в окрестности фокуса, мы пришли к необходимости рассмотреть эту проблему на уровне решений волнового уравнения. Прежде, чем переходить к этому варианту, сделаем небольшое замечание. Как известно, фундаментальное решение уравнения Бесселя индекса  $\nu$

$$\frac{d^2 R(z)}{dz^2} + \frac{dR(z)}{z dz} + [1 - (\nu/z)^2] R(z) = 0 \quad (9.6.1)$$

есть

$$R(z) = C_1 J_\nu(z) + C_2 N_\nu(z)$$

где  $J_\nu(z)$  и  $N_\nu(z)$  – функция Бесселя и функция Неймана индекса  $\nu$ .

Запишем определитель Вронского [5] для уравнения (9.6.1)

$$W(z) = C e^{-\int \frac{1}{z} dz} = C e^{-\ln|z|} = \frac{C}{|z|}$$

где  $C$  некоторая константа, которая выбирается из определенных соображений.

Мы видим, что определитель Вронского есть **четная функция** вопреки общепринятой точке зрения. Можно показать четность определителя Вронского иным путем. Введем оператор уравнения Бесселя

$$B(z) = \frac{d^2}{dz^2} + \frac{d}{zdz} + [1 - (v/z)^2] \quad (9.6.2)$$

Обозначим определитель Вронского для выражения (9.6.2) как  $W(z)$ .

Сделаем замену независимой переменной. Заменяем  $z$  на  $-z$ .

$$B(-z) = \frac{d^2}{d(-z)^2} + \frac{d}{(-z)d(-z)} + [1 - (-v/z)^2] = \frac{d^2}{dz^2} + \frac{d}{zdz} + [1 - (v/z)^2] = B(z) \quad (9.6.3)$$

Другими словами, оператор Бесселя есть четная функция. Соответственно и определитель Вронского также будет четным

$$W(z) = W(-z) \quad (9.6.4)$$

Итак, мы показали, что  $W(z)$  есть *четная* функция независимой переменной. В то же время, в современной математической литературе [4] вронскиан уравнения Бесселя пропорционален  $1/z$ , т.е. является **нечетной** функцией  $z$ . Для положительных значений аргумента  $z$  вещественной оси такое представление не имеет значения. Однако для отрицательных значений вещественной оси (равно как и для комплексных) это весьма принципиально.

## 7. Физическое решение для целых $n$

Запишем уравнение Бесселя для цилиндрической системы отсчета. Поскольку мы теперь будем рассматривать физические решения, мы вместо независимой переменной  $z$  будем использовать независимую переменную  $r$

$$\frac{d^2 R(r)}{dr^2} + \frac{dR(r)}{rdr} + [1 - (n/r)^2] R(r) = 0 \quad (9.7.1)$$

Из уравнения следует, что в начале координат имеет место особенность (сингулярность). Для положительных значений  $r$  общее решение уравнения Бесселя имеет вид

$$R(r) = C_1 J_n(r) + C_2 N_n(r)$$

Функция Бесселя  $J_n(r)$  является *четной* функцией для *четных* значений  $n$  ( $n = 0, 2, 4, \dots$ ) и *нечетной* для *нечетных* значений  $n$ .

Теперь нам необходимо «построить» второе фундаментальное решение так, чтобы оно было *нечетным* для *четных* значений  $n$  и *четным* для *нечетных* значений. Иными словами, нам необходимо заново определить  $N_n(r)$  для *отрицательных* значений аргумента.

Мы поступим следующим образом. Поскольку функция  $N_n(r)$  имеет сингулярность в нуле, мы пока исключим из рассмотрения точку 0 и доопределим эту функцию для отрицательных значений  $r$  следующим образом:

1.  $N_n(-r) = N_n(r)$  для *нечетных* значений  $n$  (*четная* функция)
2.  $N_n(-r) = -N_n(r)$  для *четных* значений (*нечетная* функция).

Вблизи нуля нечетная функция  $N_n(r)$  обращается в  $\pm \infty$ . Несмотря на это, в точке 0 *нечетная* функция  $N_n(r)$  должна принимать значение 0.

Заметим, что при таком определении  $N_n(r)$  будет соблюдаться правильное чередование нулей функций  $J_n(r)$  и  $N_n(r)$  на всей действительной оси в полном соответствии с теоремой Штурма [5]. Мы не будем вводить специальные обозначения для нового определения функции  $N_n(r)$ .

Мы изложили схему построения физического решения. Обоснование ее должно опираться на теорию обобщенных функций, что выходит за рамки нашей статьи.

Соотношения для бесселевых функций целого индекса (*физические решения*) при изменении знака аргумента приведены ниже.

$$J_n(-r) = (-1)^n J_n(r); \quad N_n(-r) = (-1)^{n+1} N_n(r); \quad (9.7.2)$$

$$H_n^{(1)}(-r) = H_n^{(2)}(r); \quad H_n^{(2)}(-r) = H_n^{(1)}(r) \quad (9.7.3)$$

В этой связи мы можем использовать не только традиционные области определения переменных в цилиндрической системе координат:  $z (-\infty \div \infty)$ ;  $r (0 \div \infty)$ ;  $\varphi (0 \div 2\pi)$ , но и, например, такие:  $z (-\infty \div \infty)$ ;  $r (-\infty \div \infty)$ ;  $\varphi (0 \div \pi)$ .

Рассмотрим цилиндрическую волну, сходящуюся в начале координат плоскости ( $r$ ;  $\varphi$ ) и расходящуюся после прохождения начала. Как и в случае сферических волн никаких скачков фазы при прохождении волной начала координат не образуется. Это можно показать тем же способом, что и для сферической волны.

**Замечание.** Аналогичным образом можно построить фундаментальную систему из четной и нечетной функций и для мнимых значений  $r$ . Здесь имеется возможность продолжить в некотором смысле аналогию с тригонометрическими и гиперболическими функциями.

## 8. Аналитическое продолжение функций Бесселя для $n+1/2$

Уравнение Гельмгольца для потенциала  $u$ ,

$$\Delta u + k^2 u = 0 \quad (9.8.1)$$

который распространяется вдоль оси  $z$  и сходится в фокус в начале координат сферической системы, приводит к следующему решению

$$u = \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] \quad (9.8.2)$$

где  $a_{mn}$  и  $b_{mn}$  постоянные, которые определяются из условий задачи;  $P_n^m$  – шаровые функции;  $J_{n+1/2}(kr)$  – функция Бесселя полуцелого индекса;  $m, n = 0, 1, 2, \dots$

По условию задачи угол раствора конуса сходящейся в фокус волны должен быть ограничен величиной  $0 < \theta < \pi/2$ . Расположим ось  $z$  вертикально, как показано на рис. 9.10.

В современной теории область определения независимых переменных в сферических координатах определяется следующим образом:  $r (0 \div \infty)$ ;  $\theta (0 \div \pi)$ ;  $\varphi (0 \div 2\pi)$ . Однако мы можем изменить ее, приняв, например, следующие:

$$r (-\infty \div \infty); \theta (0 \div \pi); \varphi (0 \div \pi), \quad \text{или} \quad r (-\infty \div \infty); \theta (0 \div \pi/2); \varphi (0 \div 2\pi) \text{ и др.}$$

Конечно, здесь могут возникнуть возражения, касающиеся цилиндрической системы координат. Этот вопрос будет рассмотрен и обоснован позже.

Итак, сделаем очевидную замену переменных  $r \rightarrow -r$ ;  $\theta \rightarrow (\pi - \theta)$  и  $\varphi \rightarrow (\varphi + \pi)$  в выражении (9.8.2). При такой замене точка А сохраняет неизменным свое положение в пространстве.

$$\begin{aligned} u(A) &= \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(-kr) P_n^m(\cos(\pi - \theta)) [a_{mn} \cos m(\varphi + \pi) + b_{mn} \sin m(\varphi + \pi)] = \\ &= \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos\pi) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] \end{aligned}$$

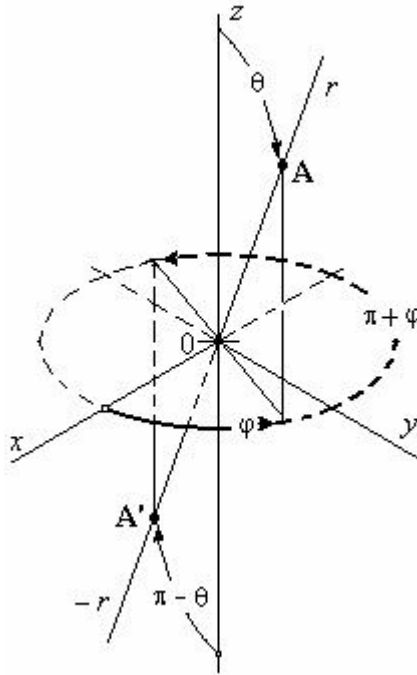


Рис. 9.10

Как мы видим, выражение сохранило прежний вид, что подтверждает наше допущение о возможности использовать функцию  $r$  в области ее отрицательных значений. А это, в свою очередь позволяет анализировать различные представления функций Бесселя и записывать математические результаты в удобно интерпретируемой форме.

В последующем мы будем использовать следующие соотношения, которые мы позже обоснуем с других позиций.

$$\frac{1}{\sqrt{kre^{i\pi}}} J_{n+1/2}(kre^{i\pi}) = \frac{e^{im}}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) \quad (9.8.3)$$

$$\frac{1}{\sqrt{kre^{i\pi}}} N_{n+1/2}(kre^{i\pi}) = \frac{e^{-i\pi(n+1)}}{\sqrt{kr}} N_{n+1/2}(kr) = \frac{(-1)^{n+1}}{\sqrt{kr}} N_{n+1/2}(kr) \quad (9.8.4)$$

$$\frac{1}{\sqrt{kre^{i\pi}}} H_{n+1/2}^{(1)}(kre^{i\pi}) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \quad (9.8.5)$$

$$\frac{1}{\sqrt{kre^{i\pi}}} H_{n+1/2}^{(2)}(kre^{i\pi}) = \frac{(-1)^n}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(kr) \quad (9.8.6)$$

Вернемся к выражению (9.8.2) и представим функцию Бесселя в виде суммы функций Ганкеля первого и второго рода

$$\begin{aligned} u &= \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] = \\ &= \sum_n \sum_m \frac{1}{2\sqrt{kr}} [H_{n+1/2}^{(1)}(kr) + H_{n+1/2}^{(2)}(kr)] P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] \end{aligned}$$

В силу обозначенных ранее условий для сходящейся в фокус волны, решение может выражаться через функцию Ганкеля второго рода. По этой причине мы преобразуем первый член суммы функций Ганкеля в скобках, используя область отрицательных значений  $r$  (см. рис. 9.10). Сделаем очевидную замену переменных в функции Ганкеля

первого рода  $r \rightarrow -r$ ;  $\theta \rightarrow \pi - \theta$  и  $\varphi \rightarrow \varphi + \pi$  и воспользуемся выражением (9.8.5). При такой замене, как уже говорилось, точка А сохраняет свое положение в пространстве неизменным.

$$\begin{aligned}
 u &= \sum_n \sum_m \frac{1}{2\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] + \\
 &+ \sum_n \sum_m \frac{1}{2\sqrt{-kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(-kr) P_n^m(\cos(\pi-\theta)) [a_{mn} \cos m(\varphi+\pi) + b_{mn} \sin m(\varphi+\pi)] = \quad (9.8.7) \\
 &= \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]
 \end{aligned}$$

Выражения (9.8.2) или (9.8.7) для той же задачи мы можем преобразовать и к другой форме

$$\begin{aligned}
 u &= \sum_n \sum_m \frac{1}{2\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(-kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi] + \\
 &+ \sum_n \sum_m \frac{1}{2\sqrt{-kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(-kr) P_n^m(\cos(\pi-\theta)) [a_{mn} \cos m(\varphi+\pi) + b_{mn} \sin m(\varphi+\pi)] = \quad (9.8.8) \\
 &= \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(kr) P_n^m(\cos\theta) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]
 \end{aligned}$$

Хотя мы провели все выкладки формально корректно, результат получился неожиданным (можно сказать: *фантастическим*). Его необходимо каким-то образом объяснить, поскольку выражения (9.8.2), (9.8.7), (9.8.8) несопоставимы с физической точки зрения. Заключение о том, что нельзя использовать область отрицательных значений радиуса, мы отбросим, как некорректное.

## 9. Поведение волны в окрестности фокуса

Пусть мы имеем волновой поток, сходящийся в фокус в начале координат (9.8.2). Не ограничивая общности рассуждений, будем считать его симметричным, независимым от угла  $\varphi$ . Нас будет интересовать потенциал внутри сферы.

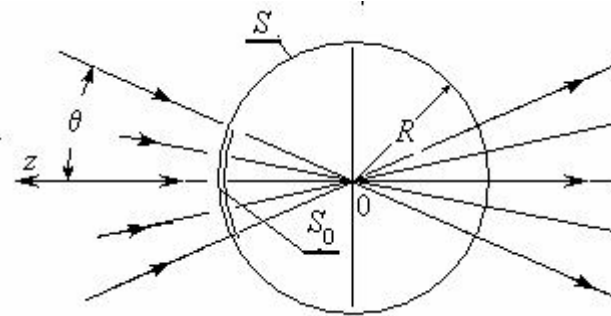


Рис. 9.11.

Общее поле внутри сферы можно представить в виде суммы полей, бегущих к центру и суммы полей, убегających от центра. Опираясь на принцип суперпозиции, рассмотрим волну, идущую к центру.

$$u_1 = \sum_n \frac{a_n}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) P_n(\cos\theta)$$

Распределение амплитуды синфазного потенциала падающей волны на поверхности  $S_0$  определяется выражением

$$u_1 = \sum_n \frac{a_n}{\sqrt{kr}} H_{n+1/2, n+1/2}^{(2)}(kr) P_n(\cos\theta) \Big|_{r=R} = U_0(\theta)$$

где  $U_0(\theta)$  – комплексная амплитуда потенциала. Она отлична от нуля на поверхности  $S_0$  и равна нулю на остальной поверхности.

Найдем коэффициенты  $a_n$  в этом выражении. Опираясь на ортогональность полиномов Лежандра, можно записать

$$a_n = \frac{(2n+1)\sqrt{kR}}{H_{n+1/2}^{(2)}(kR)} \int_{-1}^1 U_0(\arccos x) P_n(x) dx$$

Итак, для волны, идущей к началу координат мы имеем

$$u_1 = \sum_n \sqrt{\frac{R}{r}} \frac{H_{n+1/2}^{(2)}(kr)}{H_{n+1/2}^{(2)}(kR)} (2n+1) P_n(\cos\theta) \int_{-1}^1 U_0(\arccos x) P_n(x) dx \quad (9.9.1)$$

Теперь запишем волну, уходящую из начала координат. Ее можно получить, заменив  $r$  на  $-r$ , а  $\theta \rightarrow \pi - \theta$  и преобразуя полученное выражение.

$$\begin{aligned} u_2(r) = u_1(-r) &= \sum_n (2n+1) \sqrt{\frac{R}{r}} \frac{H_{n+1/2}^{(2)}(-kr)}{H_{n+1/2}^{(2)}(kR)} P_n(-\cos\theta) \int_{-1}^1 U_0(\arccos x) P_n(x) dx = \\ &= \sum_n (2n+1) \sqrt{\frac{R}{r}} \frac{H_{n+1/2}^{(1)}(kr)}{H_{n+1/2}^{(2)}(kR)} P_n(\cos\theta) \int_{-1}^1 U_0(\arccos x) P_n(x) dx \end{aligned}$$

Теперь осталось записать суммарное решение

$$u = \frac{u_1 + u_2}{2} = \sum_n (2n+1) \sqrt{\frac{R}{r}} \frac{J_{n+1/2}(kr)}{H_{n+1/2}^{(2)}(kR)} P_n(\cos\theta) \int_{-1}^1 U_0(\arccos x) P_n(x) dx \quad (9.9.2)$$

Как можно заметить, потенциал  $u$  непрерывен вместе со своей первой производной, а каких-то скачков фазы нет и быть не может. Характер изменения потенциала иллюстрируется рис. 9.1.

В частности, если мы рассмотрим плоскую волну в сферической системе, то при сколь угодно большом радиусе сферы ( $R \rightarrow \infty$ ) потенциал можно записать как

$$u = U_0 \exp(ikz) = U_0 \exp(ikr \cos\theta).$$

Следуя приведенной выше методике, можно получить хорошо известное выражение для плоской волны, бегущей против оси  $z$ .

$$u = U_0 e^{ikz} = U_0 e^{ikr \cos\theta} = U_0 \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \sum_{n=0}^{\infty} i^n (2n+1) J_{n+1/2}(kr) P_n(\cos\theta)$$

## 10. «Скрытые» источники потенциала

Итак, попытаемся выяснить причины получения противоречивых результатов (9.8.2), (9.8.7) и (9.8.8). Обратимся к закону сохранения энергии [6] и запишем интегралы для потоков.

$$P = \int_S \frac{1}{2} i \omega u \frac{\partial u^*}{\partial \mathbf{r}} \cdot \mathbf{r}^0 ds,$$

где  $u^*$  – комплексно сопряженное значение потенциала.

Интегрирование будем вести по поверхности сферы постоянного радиуса  $R$  с областью определения переменных:  $r$  ( $-\infty \div \infty$ );  $\theta$  ( $0 \div \pi/2$ );  $\varphi$  ( $0 \div 2\pi$ )

Рассмотрим для сравнения один и тот же член суммы в выражениях (9.8.2), (9.8.7), (9.8.8), например, с индексами  $m$  и  $n$ .

Выражение (9.8.2)

$$\begin{aligned} \Pi &= \frac{i\omega r^2}{4} \frac{\partial}{\partial r} \frac{(J_{n+1/2})^2}{kr} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{i\omega}{4} [P_n^m(\cos\theta)[a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]^2 \sin\theta d\varphi d\theta \Big|_R - \\ &- \frac{i\omega r^2}{4} \frac{\partial}{\partial r} \frac{(J_{n+1/2})^2}{kr} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{i\omega}{4} [P_n^m(\cos\theta)[a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]^2 \sin\theta d\varphi d\theta \Big|_{-R} = 0 \end{aligned}$$

Мы получили нуль, поскольку меняется *направление* вектора плотности потока по отношению к внешней нормали поверхности сферы  $\mathbf{n}^0$ .

Выражения (9.8.7) и (9.8.8). Здесь для оценки выберем достаточно большой радиус  $R$ , чтобы воспользоваться асимптотическими формулами для функций Ганкеля.

$$H_{n+1/2}^{(1)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{i(kr - m\pi/2 - \pi/2)} (1 + O(1/kr));$$

$$H_{n+1/2}^{(2)}(kr) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} e^{-i(kr - m\pi/2 - \pi/2)} (1 + O(1/kr))$$

Нетрудно видеть, что при больших  $R$  имеем для (9.8.8)

$$\begin{aligned} \Pi &\approx -2 \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} \frac{2k\omega}{(\pi k)^2} [P_n^m(\cos\theta)]^2 [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]^2 \sin\theta d\varphi d\theta = \\ &= -\frac{4\omega}{\pi^2 k} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} [P_n^m(\cos\theta)]^2 [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]^2 \sin\theta d\varphi d\theta \end{aligned} \quad (9.10.1)$$

и для (9.8.7)

$$\Pi \approx \frac{4\omega}{\pi^2 k} \int_0^{\pi/2} \int_0^{2\pi} [P_n^m(\cos\theta)]^2 [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]^2 \sin\theta d\varphi d\theta \quad (9.10.2)$$

Здесь мы учли, что интегралы для  $R$  и для  $-R$  одинаковы.

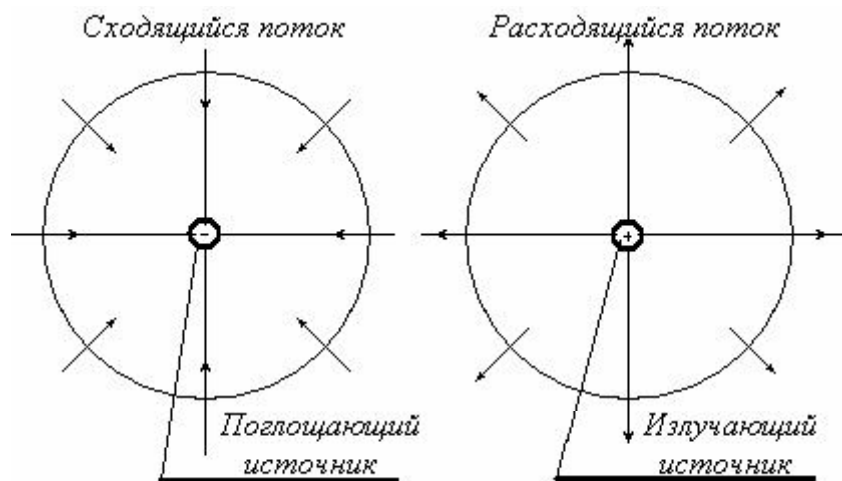


Рис. 9.11. Иллюстрация к функциям Ганкеля

Поскольку в свободном пространстве нет источников, поток направлен от центра системы координат (9.8.7) или к центру (9.8.8). Исходя из физических соображений, можно сказать, что это может быть только в том случае, если в начале координат существует излучающий источник (9.8.7) или источник, поглощающий энергию (9.8.8). Сингулярность при  $r = 0$  в уравнении Бесселя приводит к появлению «скрытых» источников, что фактически равнозначно неоднородному уравнению Бесселя с мультипольными источниками типа  $\delta$ -функций в начале координат (см. рис. (9.11)).

С этой физической точки зрения использовать функции  $N_\nu$  и  $H_\nu$  следует осмотрительно. Все волновые решения в свободном пространстве всегда могут быть выражены формулой

$$u = \sum_n \sum_m \frac{1}{\sqrt{kr}} J_{n+1/2}(kr) P_n^m(1) [a_{mn} \cos m\varphi + b_{mn} \sin m\varphi]$$

Эту формулу можно рассматривать как суперпозицию полей, создаваемых излучающими и поглощающими мультипольными источниками, когда эти источники одной природы как бы взаимно уничтожают («гасят») друг друга, но их поля, распространяющиеся в противоположных направлениях, сохраняются.

## 11. Определение потенциала поля внутри сферы

**Плоский случай.** Рассмотрим бесконечно малый элемент поверхности. Его можно считать плоским. Пусть на поверхности задан потенциал и задана нормальная производная этого потенциала. Поскольку поверхность элемента мала, потенциал и его производную можно считать постоянными, а поле вблизи этой поверхности можно представить как сумму двух плоских волн, распространяющихся в противоположных направлениях коллинеарно нормали. Потенциал удовлетворяет уравнению  $\Delta u = 0$ .

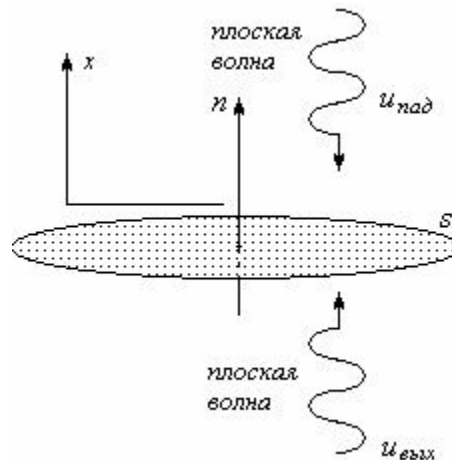


Рис. 9.12

Потенциал падающей волны  $u_n e^{ikx}$ , а выходящей волны  $u_e e^{-ikx}$ . При малых расстояниях и размерах амплитуды этих постоянны, но имеют комплексную форму. На поверхности  $S$  (при  $x = X$ ) будем иметь следующие выражения для потенциала на поверхности и его производной:

$$U(X) = u_n(X) e^{ikX} + u_e(X) e^{-ikX} \quad (9.11.1)$$

$$\left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{x=X} = ikV(X) = \left. \frac{\partial u_n e^{ikx}}{\partial n} \right|_{x=X} + \left. \frac{\partial u_e e^{-ikx}}{\partial n} \right|_{x=X} = ik[u_n e^{ikX} - u_e e^{-ikX}] \quad (9.11.2)$$

Комбинируя (9.11.1) и (9.11.2) можно найти амплитуды падающей и выходящей волн.

$$u_n = \frac{U(X)+V(X)}{2} e^{-ikX} \quad u_g = \frac{U(X)-V(X)}{2} e^{ikX} \quad (9.11.3)$$

Таким образом, задача решена, т.е. найдены комплексные амплитуды падающей и выходящей волн.

**Косое падение волны.** Тот же подход возможен при подходе волны под углом  $\pi - \varphi$  к поверхности  $y = 0$ .

Пусть волна описывается потенциалом

$$u(x; y) = Ue^{ik(x\cos\varphi + y\sin\varphi)}$$

На поверхности  $y = 0$  потенциал будет равен

$$u(x; 0) = Ue^{ikx\cos\varphi} = Ue^{i\psi}, \quad (9.11.4)$$

где  $\psi(x)$  можно рассматривать как фазу волны в точке  $x$ .

Нормальная производная при  $y = 0$  равна (нормаль совпадает по направлению с осью  $y$ )

$$\frac{\partial u}{\partial n} = \frac{\partial u}{\partial y} = ikU \sin\varphi e^{i\psi} \quad (9.11.5)$$

Нам необходимо, пользуясь этими значениями, записать волны, переносящие энергию. Но необходимо записать их так, чтобы эти волны удовлетворяли специфическому волновому уравнению в окрестности бесконечно малой площадки поверхности.

$$\frac{\partial^2 u}{\partial n^2} + k^2 u = 0$$

Иными словами, это волны, идущие коллинеарно нормали. С этой точки зрения выражения (9.11.4) и (9.11.5) мы формально можем представить в виде суммы двух волн с волновым вектором  $k$ , идущих нормально к поверхности, но в противоположных направлениях.

$$u(x; 0) = Ue^{i\psi(x)} = u_n + u_g \quad \left. \frac{\partial u}{\partial n} \right|_{n=0} = ikU \sin\varphi e^{i\psi(x)} = ik(u_n - u_g)$$

Отсюда можно найти

$$u_n = \frac{1}{2} U(1 + \sin\varphi) e^{i\psi(x)} \quad u_g = \frac{1}{2} U(1 - \sin\varphi) e^{i\psi(x)}$$

Такова, на наш взгляд, интерпретация этой задачи.

**Сферическая поверхность.** Задача определения потенциала внутри **сферы**, ограничивающей некоторый объем, по заданной величине потенциала и его нормальной производной на поверхности решается аналогично.

Пусть имеется сферическая поверхность, на которой задан потенциал и его нормальная производная. Пусть потенциал внутри сферы, включая ее границы (поверхность) описывается уравнением Гельмгольца  $\Delta u = 0$ . Источники, создающие потенциал, находятся вне этой сферы. Необходимо определить потенциал внутри сферы.

Это обычная (классическая) задача, с которой сталкиваются в теории дифракции, теории антенн и т.д. Ее решение сводится к решению предыдущей задачи.

Потенциал на поверхности сферы радиуса  $R$  определяется суммой волн, которые распространяются как внутрь сферы, так и из этой сферы. Можно сказать, что потенциал на поверхности и вблизи нее в каждом бесконечно малом элементе поверхности

складывается из потенциала уходящей из сферы волны и потенциала входящей в сферу волны

$$U(R, \theta; \varphi) = u_n(\theta; \varphi) e^{ikR} + u_e(\theta; \varphi) e^{-ikR}, \quad (9.11.4)$$

где  $\theta; \varphi$  – координаты поверхности сферы радиуса  $R$ . Амплитуды  $u_n(\theta; \varphi)$  и  $u_e(\theta; \varphi)$  являются, вообще говоря, комплексными.

Будем считать, что потенциал и его нормальная производная непрерывны вблизи поверхности сферы и имеют следующий вид на сколь угодно малом расстоянии от нее

$$U(r, \theta; \varphi) = u_n(\theta; \varphi) e^{ikr} + u_e(\theta; \varphi) e^{-ikr},$$

$$R + \varepsilon > r > R - \varepsilon;$$

где  $\varepsilon$  – сколь угодно малая величина.

Нормальная производная на поверхности  $R = \text{const}$  также будет складываться из производных по нормали от потенциалов этих волн, как и в предыдущем случае

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial n} &= ikV(\theta; \varphi) = \left. \frac{\partial u_n(\theta; \varphi) e^{ikr}}{\partial n} \right|_{r=R} + \left. \frac{\partial u_e(\theta; \varphi) e^{-ikr}}{\partial n} \right|_{r=R} = \\ &= ik[u_n(\theta; \varphi) e^{ikR} + u_e(\theta; \varphi) e^{-ikR}] \end{aligned} \quad (9.11.5)$$

Комбинируя выражения (9.11.4) и (9.11.5), можно определить амплитуды  $u_n(s)$  и  $u_e(s)$  на поверхности сферы.

$$u_n(\theta; \varphi) = \frac{U(\theta; \varphi) + V(\theta; \varphi)}{2} e^{-ikR} \quad (9.11.6)$$

$$u_e(\theta; \varphi) = \frac{U(\theta; \varphi) - V(\theta; \varphi)}{2} e^{ikR} \quad (9.11.7)$$

Теперь, зная амплитуды падающей и выходящей волн, можно определить потенциалы внутри сферы. Для этого запишем выражения для каждой из этих волн в виде ряда.

$$u_n = \sum_n \sum_m a_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) \quad (9.11.8)$$

$$u_e = \sum_n \sum_m b_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) \quad (9.11.9)$$

где  $a_{mn}$  и  $b_{mn}$  – неизвестные коэффициенты,  $H(kr)$  – функции Ганкеля первого и второго рода,  $Y_{mn}$  – шаровые (сферические) функции.

Приравняем выражения (9.11.6) и (9.11.8), а также (9.11.7) и (9.11.9) попарно при  $r = R$ . Теперь, раскладывая выражения (9.11.6) и (9.11.7) в ряд по шаровым функциям, можно определить неизвестные коэффициенты  $a_{mn}$  и  $b_{mn}$ .

Здесь следует обратить внимание на тот факт, что выражения (9.11.8) и (9.11.9) имеют особенность в начале координат («скрытые» источники). Об этом мы писали. В решении, которое определяется суммой выражений (9.11.8) и (9.11.9), таких источников не будет. Покажем это.

Пусть потенциал внутри сферы определяется суммой выражений (9.11.8) и (9.11.9).

$$u(r; \theta; \varphi) = \sum_n \sum_m a_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) + \sum_n \sum_m b_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) \quad (9.11.10)$$

Сделаем замену переменных в этом выражении:  $r \rightarrow -r$ ;  $\theta \rightarrow \pi - \theta$ ;  $\varphi \rightarrow \pi + \varphi$ . Как следует из [2], мы используем тождественное преобразование, когда каждая точка возвращается на свое место (не меняет своего положения). Выражение (9.11.10) примет вид

$$\begin{aligned} u(r; \theta; \varphi) &= \sum_n \sum_m a_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(-kr) Y_{mn}(\pi - \theta; \varphi + \pi) + \\ &+ \sum_n \sum_m b_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(-kr) Y_{mn}(\pi - \theta; \varphi + \pi) = \\ &= \sum_n \sum_m a_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(1)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) + \sum_n \sum_m b_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} H_{n+1/2}^{(2)}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi) \end{aligned} \quad (9.11.11)$$

Сравнивая (9.11.10) и (9.11.11), можно заметить, что оба выражения совпадут, если коэффициенты  $a_{mn}$  и  $b_{mn}$  будут тождественно равны друг другу. В этом случае мы получаем окончательное выражение для потенциала внутри сферы и на ее поверхности

$$u(r; \theta; \varphi) = 2 \sum_n \sum_m a_{mn} \sqrt{\frac{1}{kr}} J_{n+1/2}(kr) Y_{mn}(\theta; \varphi)$$

Это есть решение поставленной задачи.

## 12. Разные варианты формулы Кирхгофа

Как известно, потенциал  $u$  волнового поля внутри объема  $T$ , ограниченного замкнутой поверхностью  $\Sigma$ , можно найти с помощью формулы Кирхгофа. Для вычисления потенциала в любой точке  $M$  внутри объема  $T$  достаточно знать потенциал  $u(P)$  и нормальную производную потенциала на этой поверхности  $\partial u(P) / \partial n$  [7], где  $P$  – точка, принадлежащая поверхности  $\Sigma$  (см. [8]).

$$u(M) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left[ u(P) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{-ikr}}{k} \right) - \frac{e^{-ikr}}{k} \frac{\partial u(P)}{\partial n} \right] d\sigma_P \quad (9.12.1),$$

где  $r$  – расстояние между точками  $M$  и  $P$ .

Результаты позволяют записать несколько эквивалентных формулировок уравнения Кирхгофа, которые приводят к одному и тому же решению.

$$u(M) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left[ u(P) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{\sin kr}{k} \right) - \frac{\sin kr}{k} \frac{\partial u(P)}{\partial n} \right] d\sigma_P \quad (9.12.2)$$

$$u(M) = -\frac{1}{4\pi} \iint_{\Sigma} \left[ u(P) \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{e^{ikr}}{k} \right) - \frac{e^{ikr}}{k} \frac{\partial u(P)}{\partial n} \right] d\sigma_P \quad (9.12.3)$$

Однако есть и отличие. Поясним причину такого утверждения. Сама логика доказательства формулы Кирхгофа корректна. Однако есть один момент, который допускает определенный произвол.

В качестве функции  $v$  в формуле Грина [7] мы могли бы выбрать любую другую функцию, удовлетворяющую однородному уравнению Гельмгольца  $\Delta u + k^2 u = 0$ , а не только функцию  $e^{-ikr} / r$ .

Любое решение этого уравнения, которое мы выберем в качестве функции  $v$ , позволяет однозначно дать решение задачи по нахождению потенциала внутри объема.

Действительно, потенциал на замкнутой поверхности  $\Sigma$  (равно его производная по нормали на поверхности) определяет не только волны, проникающие внутрь объема, но и волны, которые движутся изнутри объема к его поверхности и выходят из него.

По этой причине в объеме  $V$  в окрестности точки  $M$  обязательно будут существовать не только поля, сходящиеся к этой точке (типа  $e^{-ikr}/r$ ), но также поля, уходящие от нее (типа  $e^{ikr}/r$ ). Потенциал и нормальная производная на поверхности  $\Sigma$  полностью определяют искомый потенциал  $u$ . В первом параграфе мы уже об этом говорили.

Хотя все три формулы дают одинаковый результат, между ними имеется одно отличие. Попробуем ответить на вопрос: получим ли мы равенство  $u(M) = u(P)$ , если мы точку  $M$  совместим с точкой  $P$ , лежащей на поверхности  $\Sigma$ ? Логика подсказывает, опираясь на непрерывность потенциала и его нормальной производной, что в пределе мы должны иметь это равенство при  $M = P$ .

$$u(M) = u(P) \quad (9.12.4)$$

Оказывается, что такое равенство не всегда возможно. Оно возможно лишь в том случае, если только в качестве функции  $v$  выбрана функция  $\sin(kr)/r$ . Если же мы выберем функцию  $e^{ikr}/r$  или же  $e^{-ikr}/r$ , то в пределе мы получим бесконечное значение величины  $u(M)$ , т.е.  $u(M) \neq u(P)$ , если  $M \rightarrow P$ . Это обусловлено появлением на поверхности  $\Sigma$  «скрытых» источников потенциала, обусловленных выбором функции  $v$ , а также «скрытых» источников потенциала при  $r \rightarrow 0$ .

**Краткие выводы.** Решения, выражаемые через функции Ганкеля, содержат «скрытые» источники поля. Последние возникают благодаря наличию сингулярностей в однородных уравнениях Бесселя или в уравнениях сводимым к ним. По этой причине требуется корректное (физически интерпретируемое, а не формальное) использование этих функций.

Учет «скрытых» источников однородных уравнений (возникающих из-за сингулярностей в коэффициентах уравнений) позволяет дать физически ясное объяснение волновым процессам и упростить в некоторых случаях постановку задачи и ее решение.

Помимо этого, показана возможность построения решений для области отрицательных значений радиуса, как в цилиндрической, так и в сферической системах координат.

Дан анализ причины, по которой определитель Вронского для уравнения Бесселя считается нечетной функцией аргумента. Рассматривается возможность построения такой фундаментальной системы, в которой этот определитель становится четным, что важно для построения решений в цилиндрической системе координат.

Полученные результаты позволяют изучать особенности потенциала волны в окрестности фокуса (каустики). Анализ поведения волны в окрестности фокуса (каустик) показал, что при прохождении фокуса (или касания лучом каустики) волна не испытывает скачка фаз. Решение в этой области непрерывно вместе со своей первой производной. Утверждения типа: «волна при прохождении фокуса изменяет фазу на  $-\pi$ » - некорректны как с физической, так и с математической точки зрения (т.е. ошибочны).

### 13. Теория лампы обратной волны

Проблемы вакуумной электроники связаны с правильным пониманием *физических процессов*, происходящих в этих приборах, и, соответственно, с корректной *физической моделью* прибора. В параграфе 2 мы установили, что групповая скорость не имеет отношения к переносу энергии электромагнитной волной, позволяет исправить серьезную ошибку в теории ЛОВ (ламп обратной волны). Эта ошибка не позволяет создавать оптимальные конструкции СВЧ генераторов на ЛОВ.

## Современный подход.

Принцип работы генератора СВЧ колебаний на лампе обратной волны типа О, согласно сложившейся точке зрения, выгладит достаточно просто [9], [10] и др. В ЛОВ (как М, так и О типов) используются замедляющие структуры с аномальной дисперсией. В замедляющей структуре с аномальной дисперсией фазовая  $v_\phi$  и групповая  $v_{gp}$  скорости направлены в противоположные стороны (см. рис. 9.13). Принято считать, что групповая скорость  $v_{gp}$  переносит энергию в противоположном направлении по отношению к направлению фазовой скорости  $v_\phi$ .

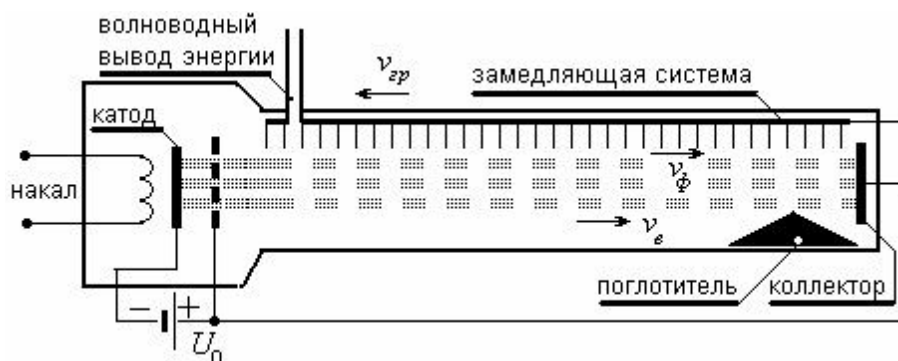


Рис. 9.13 Схематическое изображение лампы обратной волны [1].

Электронный поток, вылетевший из *катода*, летит *параллельно замедляющей* структуре и имеет скорость  $v_e$  немного *превышающую* скорость волны  $v_\phi$ . Он взаимодействует с компонентами электрического поля волны и отдает волне часть энергии.

Полученная волной энергия с *групповой скоростью* переносится назад к началу замедляющей структуры. Таким образом, на том конце замедляющей структуры, где вылетевшие из катода электроны только начинают взаимодействовать с электромагнитной волной, образуется *большое поле*. Часть энергии электромагнитного поля уходит через *вывод энергии* к нагрузке, а другая часть вновь взаимодействует с волной.

Электронный поток взаимодействует с продольной составляющей электромагнитного поля  $E_z$ , которая перемещается с фазовой скоростью  $v_\phi$ . Электроны, тормозясь этим полем, отдают волне часть своей кинетической энергии. Поскольку замедляющая структура обладает аномальной дисперсией, полученная волной энергия перемещается с групповой скоростью  $v_{gp}$  к началу замедляющей структуры (к электронной пушке), создавая там большую амплитуду поля  $E_z$ . Чтобы **подавить отраженную от коллекторного конца “паразитную” обратную волну**, возле коллектора устанавливается **поглотитель** (как показано на рис. 9.13).

## Реальный баланс фаз в ЛОВ-О.

Анализ понятий “групповая скорость” и “скорость переноса энергии” заставляет по-новому взглянуть на механизм самовозбуждения ЛОВ-О.

Как мы выяснили, групповая скорость **не является скоростью переноса энергии** и к переносу энергии не имеет никакого отношения. Перенос энергии осуществляется в том же направлении, куда направлена фазовая скорость. Поэтому, обратная связь осуществляется за счет **отражения усиленной волны от коллектора**.

**Подавление этой волны** поглотителем не только не нужно, но и вредно для работы ЛОВ-О, как генератора. Запишем баланс фаз - необходимое условие самовозбуждения ЛОВ. Прямая волна, перемещающаяся к коллектору, взаимодействует с электронным потоком, **усиливается** и вблизи коллектора приобретает фазу

$$\Delta\varphi_1 = \beta_e L,$$

где:  $\beta_e$  - мнимая часть постоянной распространения волны, взаимодействующей с электронным потоком;  $L$  - длина замедляющей структуры.

Затем усиленная волна *отражается* от коллекторного конца с потерей фазы, равной  $\pi$ , и движется обратно, уже **не взаимодействуя** с электронным потоком. Так появляется дополнительное запаздывание. Фаза отраженной волны при подходе к электронной пушке равна:

$$\Delta\varphi_2 = \beta L + \pi$$

где  $\beta$  - постоянная распространения отраженной волны.

У электронной пушки и вывода энергии эта волна вновь *отражается* и часть ее уходит в нагрузку. При отражении она приобретает сдвиг фаз, равный  $\Delta\varphi_3$ . Это фаза, обусловленная влиянием нагрузки и дополнительно приобретенная при отражении от начала замедляющей структуры.

Чтобы выполнялся баланс фаз, необходимо иметь суммарный сдвиг фаз равным  $2n\pi$  ( $n = 0, 1, 2, \dots$ ) или

$$\Delta\varphi_1 + \Delta\varphi_2 + \Delta\varphi_3 = 2n\pi$$

Развернутое выражение для баланса фаз имеет хорошо известный вид:

$$(\beta + \beta_e)L + \Delta\varphi_3 = (2n - 1)\pi$$

Итак, мы видим, что **нет никакой разумной необходимости устанавливать поглотитель на коллекторном конце генератора**, даже, если он расположен в узле электрического поля. Поглотитель играет исключительно отрицательную роль:

- он уменьшает генерируемую полезную мощность и КПД генератора;
- он ухудшает тепловой режим ЛОВ;
- он способствует увеличению шумов ЛОВ.

Важен этот вывод для ЛБВ-О, ЛБВ-М и линейных ускорителей. Оказывается, мы можем без страха перед возможным самовозбуждением конструировать широкополосные усилители ЛБВ и линейные ускорители, используя замедляющие системы с аномальной дисперсией.

Рассмотренный пример поучителен. Он показывает необходимость разрешения противоречий в фундаментальных теориях. В противном случае теоретические ошибки будут **многократно тиражироваться** в прикладных исследованиях, мешая созданию оптимальных приборов и конструкций.

## 14. Клистроны

Уж, коль скоро мы коснулись работы ЛОВ, будет полезно сделать замечание по теории клистронов. Здесь также имеется ошибка при выводе соотношений для первой гармоники конвекционного тока в клистроне (или отражательном, или пролетном). Мы не будем здесь рассматривать теорию клистрона. Специалисты с ней знакомы, а интересующихся мы отсылаем к учебной литературе, например, [11]. Теория работы клистронов не вызывает нареканий. Но есть математическая ошибка, на которой мы остановимся.

Сгруппированный ток в сгустке можно найти, используя выражение

$$i(t_2) = I_0 \sum_k \left| \frac{dt_1}{dt_2} \right|_k$$

где:  $I_0$  – ток,  $t_1$  – момент вылета электрона в пространство взаимодействия,  $t_2$  – момент влета электрона в резонатор.

Ток в выходном зазоре определяется лишь числом прошедших через него электронов, а не порядком их следования. Поэтому под знаком суммы стоит модуль производной. Таким образом для тока  $i(t_2)$  имеем

$$i(t_2) = \frac{I_0}{|1 - X \cos \omega t_1|}$$

где  $X$  – параметр группировки.

Поскольку пролетающий сквозь зазор второго резонатора ток является периодической функцией времени, его можно записать в виде ряда Фурье

$$i(t_2) = I_0 + \sum_{n=1}^{\infty} A_n \cos n(\omega t_2 - \theta_0), \quad \text{где } A_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} i(t_2) \cos n(\omega t_2 - \theta_0) d\omega t_2$$

Величина  $A_n$  это амплитуда  $n$ -ой гармоники тока. Чтобы взять этот интеграл, сделаем замену переменных, выразив  $t_2$  через  $t_1$ . Для этой цели воспользуемся выражением  $\omega t_2 = \omega t_1 + \theta_0 - X \sin \omega t_1$ ,

из которого следует, что

$$d\omega t_2 = d\omega t_1 (1 - X \cos \omega t_1)$$

Проводя замену переменных и интегрируя, получим

$$A_n = \frac{I_0}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{1 - X \cos \omega t_1}{|1 - X \cos \omega t_1|} \cos n(\omega t_1 - X \sin \omega t_1) d\omega t_1$$

Полученное соотношение связано с интегральным представлением функций Бесселя.

$$A_n = 2I_0 J_n(nX) \quad \text{при } X < 1$$

$$A_n = 2I_0 J_n(nX) - 2I_0 \int_{-\arccos 1/X}^{\arccos 1/X} \cos n(\omega t_1 - X \sin \omega t_1) d\omega t_1 \quad \text{при } X > 1$$

Вот мы выявили *некорректность*. Она касается выражения для коэффициентов  $A_n$  при значениях параметра группировки большего единицы  $X > 1$ . Забавным является то обстоятельство, что при  $X > 1$  этот интеграл расходится!

Таким образом, существующий подход в объяснении справедлив только для малых параметров группировки  $X$ . В учебниках для значений  $X$ , превышающих 1, приведено неверное выражение для  $A_n$ . Помимо этого, нехорошим «тоном» являются сингулярности плотностей пространственных зарядов и появление в этой связи бесконечно больших токов. Появление сингулярностей нежелательно, а появление математически некорректных выражений недопустимо как с учебно-методической, так и с научной точек.

Возможно, здесь кроется возможность проверить закон Кулона для малых расстояний, когда группировка электронов достигает максимума (максимальная плотность при сближении электронов).

### **Источники информации:**

1. Л.А. Вайнштейн Электромагнитные волны. - М.: Сов. радио, 1957.
2. В.А. Кулигин Поведение волны в окрестности фокуса. // Вопросы рассеяния и оптимального приема радиоволн. ВГУ, Воронеж. 1975.
3. Л.Д. Ландау, Е.М Лифшиц. Теория поля. - М.: ФИЗМАТГИЗ, 1963.
4. Г.Н. Ватсон. Теория бесселевых функций. Перев. с англ., М., ИЛ. 1949.
5. В.В. Степанов Курс дифференциальных уравнений. ГИФФМЛ. М. 1958.
6. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина, М.В. Корнева Ревизия теоретических основ релятивистской электродинамики. <http://www.n-t.org/tp/ns/rt.htm> 25.06.2006.
7. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. ГИТТЛ, М. 1953.
8. Б.З. Каценеленбаум. Высокочастотная электродинамика. Наука. М. 1966.
9. Лампа обратной волны. [http://ru.wikipedia.org/wiki/Лампа\\_обратной\\_волны](http://ru.wikipedia.org/wiki/Лампа_обратной_волны)
10. В.Н.Шевчик. Основы электроники сверхвысоких частот. – М: «Советское Радио». 1959.
11. В.И. Гапонов "Электроника", Часть 2, М.: Физматгиз, 1960.

## Глава 10. Неисследованная электродинамика

### 1. О взаимодействии волны и заряда

Теперь, когда мы знаем о существовании инерциальных зарядов (мгновенное действие на расстоянии) и безинерциальных зарядов (запаздывающие потенциалы), возникает вопрос о взаимодействии таких зарядов и их полей. Вопрос этот сложный. Мы опять (по традиции) не будем предлагать гипотез, но отметим некоторые моменты.

Взаимодействие зарядов было нами подробно рассмотрено в Главе 7. Оно прекрасно вписывается в рамки классической механики, где прекрасно развиты вопросы описания консервативных систем. Поля запаздывающих потенциалов, порождаемые безинерциальными зарядами и токами, описываются уравнениями Максвелла.

Есть три проблемы: взаимодействие запаздывающей электромагнитной волны с инерциальными зарядами, взаимодействие с ними виртуальных зарядов и взаимодействие виртуальных зарядов между собой.

В современных учебниках эти вопросы рассмотрены традиционно неверно или вообще не рассматривались, поскольку безинерциальные заряды не были известны. Все потенциалы, поля, частицы всегда считались запаздывающими. Этот шаблон наложил отпечаток на все учебники.

В «Теории поля» или в «Электродинамике сплошных сред» Ландау и Лифшица, например, кулоновская калибровка даже не упоминается. Причина проста. Авторы понимают, что в кулоновской калибровке скалярный потенциал заряда реализует **мгновенное действие на расстоянии**. Для получения «правильных» формул используются подгонки под кулоновскую калибровку (например, формула Дарвина, излучение ускоренного заряда и т.д.). Таким образом, кулоновская калибровка тайком «протаскивается» в выкладки книги.

Взаимодействие волны и частицы это сложный процесс. Инерциальный заряд **не излучает** электромагнитную волну, но может с ней взаимодействовать. Пусть волна и заряд встречаются и взаимодействуют друг с другом. Изменяется кинетическая энергия движущегося заряда. Одновременно происходит процесс рассеяния электромагнитной волны, т.е. имеет место своеобразная «дифракция» волны.

Диссипативный характер взаимодействия не может «втиснуться» в рамки описания консервативных систем. Здесь необходимо вводить диссипативный член Релея. В современных учебниках это обстоятельство игнорируется. Используются некорректные математические выкладки (снова «подгонки»). Факт диссипативного характера взаимодействия мы проиллюстрируем ниже примером. Гипотез мы не излагаем.

### 2. Диссипативный характер взаимодействия волны с частицей

Рассмотрим маленький шарик массой  $m$  (материальная точка), который закреплен на бесконечной натянутой струне. Этому шарiku с помощью молоточка сообщается импульс  $p$ . Начальная скорость шарика равна  $V_0$ . От удара шарик начнет движение, и вместе с ним будут распространяться две поперечные волны, бегущие по оси  $x$  в разные стороны от шарика, как показано на рис. 10.1.

Для смещения струны от положения равновесия необходима энергия. Кинетическая энергия шарика постепенно расходуется на изменение положения элементов струны, скорость шарика уменьшается, и он постепенно останавливается. При этом струна стремится к своему *асимптотическому пределу*.

Опишем процесс математически.

3. Уравнение движения шарика:

$$m \frac{\partial V}{\partial t} = -F' \quad (10.2.1)$$

где  $U$  – смещение шарика;  $V = \partial U / \partial t$  – скорость шарика;  $F'$  – сила, действующая на шарик со стороны струны.

Здесь нет необходимости использовать полную производную, которая совпадает с частной производной, поскольку частица точечная.

4. Уравнение движения струны [1]:

$$T_0 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \rho \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - F \delta(x) \quad (10.2.2)$$

где:  $T_0$  – натяжение струны;  $\rho$  – линейная плотность массы струны.

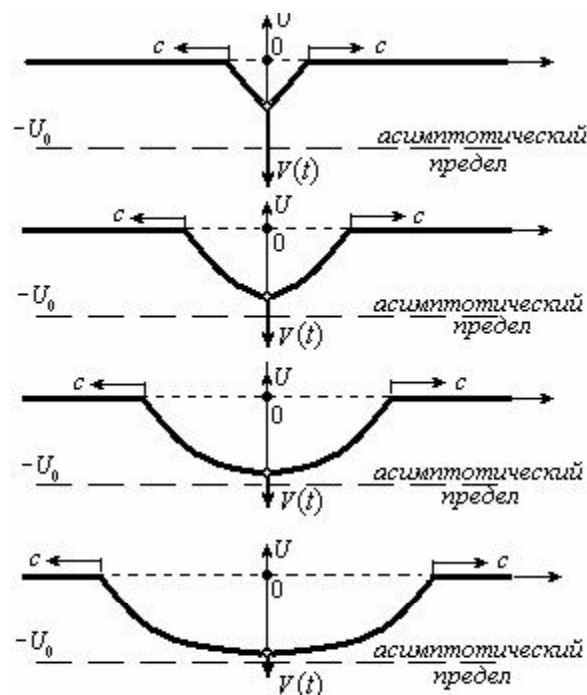


Рис 8.1. Распространение волн при движении шарика.

Для смещения струны от положения равновесия необходима энергия. Кинетическая энергия шарика постепенно расходуется на изменение положения элементов струны, скорость шарика уменьшается, и он постепенно останавливается. При этом струна стремится к своему *асимптотическому пределу* (см. рис. 10.1).

Интересно отметить, что механический импульс шарика преобразуется в механический импульс струны и уносится в обе стороны вдоль струны перпендикулярно движению шарика. Возникает поток энергии, направленный от точки взаимодействия вдоль струны.

Уравнение движения струны можно привести к виду

$$c^2 \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - f \delta(x),$$

где:  $c^2 = T_0 / \rho$  – квадрат скорости распространения волн;  $f = F' / \rho$  – плотность силы, отнесенная к плотности массы струны. По аналогии с теорией длинных линий можно параметр  $(T_0 \rho)^{-1/2}$  назвать «волновым сопротивлением» струны.

Можно решить эти уравнения «в лоб» (см. [1], Задача № 9, стр. 80). Мы будем исходить из закона сохранения энергии, поскольку это нагляднее.

**1. Шарик.** Изменение скорости шарика происходит по экспоненциальному закону, поэтому можно предположить, что сила  $F$  пропорциональна скорости движения заряда.

$$m \frac{\partial V}{\partial t} = m \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} = -F = -\gamma \frac{\partial U}{\partial t}, \quad (10.2.3)$$

где  $\lambda$  – некоторая постоянная.

Решение для вертикальной координаты шарика имеет вид

$$U = -U_0(1 - e^{-\lambda t/m}) \quad (10.2.4)$$

Начальная скорость, импульс и кинетическая энергия шарика соответственно равны

$$V_0 = -\lambda U_0 / m; \quad P = \lambda U_0 e^{-\lambda t/m} = m V_0 e^{-\lambda t/m}; \quad W_k = \frac{U_0^2 \lambda^2}{2m} e^{-2\lambda t/m} = \frac{V_0^2 m}{2} e^{-2\lambda t/m}$$

**2. Струна.** Рассмотрим теперь энергетические соотношения для струны и определим параметр  $\lambda$ . Мы будем исходить из того, что точка соприкосновения шарика со струной изменяет свое положение  $U$ . Соответственно, соседние точки ( $x \neq 0$ ) будут определяться следующими выражениями

$$U = -U_0[1 - e^{-\lambda(t-x/c)/m}](1 - \eta(t - x/c)) \quad x > 0 \quad \eta(\xi) = \begin{cases} 1 & \xi > 0 \\ 0 & \xi < 0 \end{cases}$$

$$U = -U_0[1 - e^{-\lambda(t+x/c)/m}]\eta(t + x/c) \quad x < 0$$

Подсчитаем энергию струны, учитывая симметричность ее распределения

$$W_c = \int_0^{ct} [T_0 \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 + \rho \left(\frac{\partial U}{\partial t}\right)^2] dx = \rho U_0^2 \lambda^2 \frac{c}{\lambda m} (1 - e^{-2\lambda t/m}) = \rho V_0^2 \frac{cm}{\lambda} (1 - e^{-2\lambda t/m}) \quad (10.2.5)$$

Сложим энергии струны и шарика. Учитывая закон сохранения энергии, найдем величину параметра  $\lambda$ .

$$\lambda = 2c\rho = 2\sqrt{T_0\rho} \quad (10.2.6)$$

Здесь мы подобрали  $\lambda$  так, чтобы энергия не зависела от времени. Проверим теперь закон сохранения импульса. Суммарный импульс шарика и возбужденных элементов струны не должен зависеть от времени. Действительно

$$\begin{aligned} -U_0 \lambda e^{-\lambda t/m} - 2 \int_0^{ct} \rho \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} dx &= -2c\rho U_0 e^{-\lambda t/m} - 2c\rho U_0 (1 - e^{-\lambda t/m}) = \\ &= 2c\rho U_0 = m V_0 = const \end{aligned} \quad (10.2.7)$$

Величина силы зависит только от параметров струны и скорость шарика

$$F = \gamma \frac{\partial U}{\partial t} = -2\sqrt{\rho T_0} V_0 e^{-\lambda t/m} \quad (10.2.8)$$

Итак, кинетическая энергия механического движения шарика преобразуется в волновую энергию струны, распространяющуюся от шарика. Аналогично можно рассмотреть случай, когда волна в струне воздействует на закрепленный шарик.

Примерно то же самое происходит при взаимодействии электромагнитной волны и инерциального заряда [2].

### 3. Виртуальные заряды

В Главе 1 мы столкнулись с фактом существования безынерциальных зарядов. Необходимо физически объяснить их существование, показать, что эксперименты не противоречат этому выводу и выяснить природу безынерциальных зарядов. Последнее связано с необходимостью выдвигать гипотезу. По этой причине мы воздержимся от обсуждения природы этих зарядов. Мы ограничимся описанием их свойств.

Удивительное дело: в каждом учебнике физики в разделе «электричество» эти заряды фигурируют, но никто (решительно никто) не желает обращать на них внимание.

Приведем пример. При решении задач о движении зарядов вблизи идеального проводника всегда формулируются граничные условия. Вектор  $\mathbf{E}$  должен быть перпендикулярен к поверхности, а вектор  $\mathbf{H}$  должен быть касательным к этой поверхности.

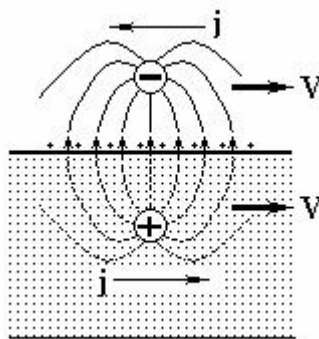


Рис. 10.2

На этом основан «метод зеркальных отражений». По какой-то причине считается, что положительные заряды на поверхности идеального проводника появляются за счет смещения электронов проводимости к противоположной поверхности металла. Такое объяснение не является последовательным.

Поле внутри идеального проводника должно быть равно нулю. Следовательно, согласно закону сохранения зарядов отрицательные заряды должны мгновенно образовываться на другой стороне проводника (рис. 10.2). Известно, что граничные условия выполняются даже на очень высоких частотах. Инерция электронов проводимости не позволяет им совершать столь «быстрые перемещения».

Следовательно, либо существуют безынерциальные заряды, либо нарушается закон сохранения зарядов, т.е. заряды могут «рождаться» с *нарушением* закона сохранения зарядов. Последнее предложение интересно, но мы гипотез не обсуждаем.

Теперь мы можем использовать результаты, которые вытекают из законов сохранения для запаздывающих потенциалов, полученные в Главе 1 (Таблица 1).

**Формальная интерпретация.** Мы применим законы сохранения к потенциалам движущегося заряда (Глава 2, выражение (2.4.5)). Вычислим электромагнитную массу заряда

$$m^* = \int \frac{w_3}{c^2} dV < 0 \quad (10.3.1)$$

$$\text{где } w_3 = -\frac{\epsilon}{2} [(\text{grad}\phi)^2 + \left(\frac{\partial\phi}{\partial ct}\right)^2]$$

Это необычный результат. **Отрицательная** инерциальная масса есть нонсенс. Теперь мы вычислим кинетическую энергию этой массы, если скорость заряда  $\mathbf{v}$  постоянна. Мы используем выражение для векторного потенциала  $\mathbf{A} = \phi\mathbf{v}/c^2$ , где скалярный потенциал определяется уже использовавшимся выражением (2.4.5).

$$K = \int [w_1 + w_2] dV = -m^* v^2 > 0 \quad (10.3.2)$$

Оказывается, что «кинетическая энергия» положительна. Опять сталкиваемся с проблемами.

- Во-первых, знак кинетической энергии не соответствует знаку инерциальной массы.
- Во вторых, величина кинетической энергии в два раза больше, чем это необходимо для классической механики.
- В третьих, если скорость  $\mathbf{v}$  больше скорости света, то полная энергия виртуального заряда (кинетическая + потенциальная) становится положительной!
- Если  $v = c$ , тогда полная энергия равна нулю. Как следствие, полная «масса» такой частицы ( $m = E / c^2$ ) тоже равна нулю!

Это достаточно странные результаты, хотя они математически корректны. Мы не будем здесь излагать гипотезы.

**Физическая интерпретация.** Формальная интерпретация, которая существует в учебниках, не разделяет поля зарядов и поля электромагнитной волны. Предполагается, что эти поля одинаковы. Мы знаем, что скорость распространения электромагнитной волны равна скорости света. Поэтому плотность инерциальной массы покоя такой волны равна нулю. Электромагнитная волна не обладает инерциальными свойствами. Но вопреки этому факту и логике физики догматически упорно ищут решение проблемы инерциальной массы, используя поля запаздывающих потенциалов.

Несмотря на необычные выводы, мы имеем право, сделать **предположение**. Безынерциальные заряды (положительные и отрицательные) могут существовать в проводниках. Эксперименты поддерживают эту гипотезу.

1. Такие заряды (а не электроны проводимости) излучают поперечные электромагнитные волны.
2. Такие заряды создают поверхностные токи в волноводах и явление «сверхпроводимости» в разомкнутых электрических цепях [3], [4] и т.д.
3. Такие заряды существуют в проводниках совместно с электронами проводимости.

Этот вопрос мы сейчас обсудим.

#### 4. Токи в коаксиальной линии

Возникает вопрос о природе безынерциальных зарядов и токов. Одно из предположений содержало мысль, что «безынерциальные заряды» это электроны, по какой-то причине «**потерявшие**» свои инерциальные свойства в результате взаимодействия с ионной решеткой. Однако такая гипотеза имеет трудности.

Рассмотрим длинный проводник, вдоль которого распространяется электромагнитная волна (ТЕМ тип). Проводник это квазинейтральная система. В ней при отсутствии источников напряжения и тока средняя сумма плотности положительных и отрицательных зарядов равна нулю  $\rho_+ + \rho_- = 0$  (значки говорят о соответствующих одноименных зарядах).

Пусть безынерциальные электроны создают синусоидальный ток вдоль проводника, ориентированного вдоль оси  $z$ . Положительные ионы неподвижны. Возникают области, где поле направлено от проводника (избыток положительных зарядов, как показано на рис. 10.2) и к проводнику (избыток отрицательных зарядов). Выделим поверхностный слой, в котором движутся заряды. Результирующая поверхностная плотность зарядов  $\sigma$  в этом случае равна

$$\sigma = \sigma_+ + \sigma_- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma_- \sin(\omega t - kz)$$

Это точно соответствует знакопеременному электрическому полю  $E$ , перпендикулярному поверхности проводника, поскольку вектор напряженности пропорционален поверхностной плотности заряда и направлен перпендикулярно поверхности.

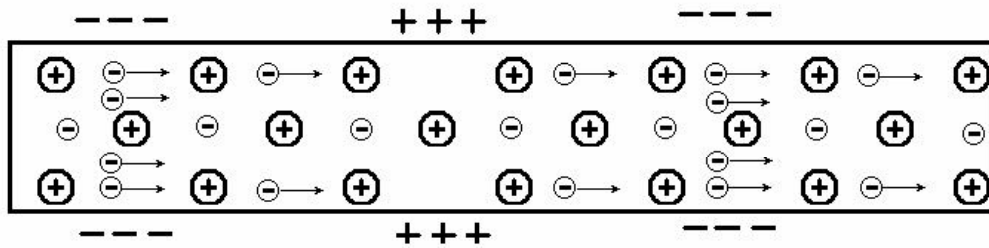


Рис. 10.3. Движение электронов в проводнике

Теперь запишем выражение для поверхностной плотности тока  $\tau$

$$\tau = \tau_+ + \tau_- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma_+ v_+ + \sigma_- v_- [1 + \sin(\omega t - kz)] = \sigma_- v_- [1 + \sin(\omega t - kz)]$$

где:  $v_+$  и  $v_-$  скорости соответствующих зарядов.

Поскольку положительные ионы неподвижны ( $v_+ = 0$ ), ток будет определяться только движением отрицательных зарядов. Как нетрудно заметить, этот переменный ток должен иметь **переменную** и **постоянную** составляющие.

Соответственно, магнитное поле, окружающее проводник, тоже должно иметь **постоянную** и **переменную** составляющие при прохождении переменного тока. А это противоречит опыту, поскольку постоянное магнитное поле не может возникать при переменном токе, и оно экспериментально не обнаруживается.

Таким образом, гипотеза о безынерциальных «электронах» отпадает. В создании поверхностного тока должны участвовать как **положительные**, так и **отрицательные** безынерциальные заряды. Это важно при объяснении работы, например, трансформатора Тесла.

В коаксиальной линии токи создаются за счет движения **избыточных** зарядов, т.е. зарядов, не скомпенсированных зарядами противоположного знака. Рассмотрим движение избыточных зарядов в коаксиальной линии, изображенной на рис. 10.3. Диаметр внутреннего проводника коаксиальной линии равен  $b$ , а внешнего проводника равен  $a$ .

Заряды и токи в такой линии связаны с полями. Чтобы вычислить скорость движения избыточных зарядов, воспользуемся выражением

$$v = I / (dq / dz) \quad (10.4.1)$$

- скорость движения зарядов равна отношению тока, проходящего через поперечное сечение проводника, к величине линейной плотности заряда, движущегося в проводнике.

Вычислим избыточный заряд, приходящийся на отрезок  $dz$  центрального проводника коаксиальной линии.

$$dq = 2\pi b \varepsilon E_r(b) dz \quad (10.4.2)$$

где  $E_r(b)$  – напряженность поля на поверхности внутреннего проводника.

Ток вдоль внутреннего проводника равен

$$I = 2\pi b H_\varphi(b) \quad (10.4.3)$$

где  $H_\varphi(b)$  – напряженность поля на поверхности внутреннего проводника.

Величины напряженностей полей связаны соотношением  $E_r(b) = \sqrt{\mu/\varepsilon} H_\varphi(b)$ . Таким образом, скорость движения избыточного заряда равна скорости света

$$v = I / (dq / dz) = c. \quad (10.4.4)$$

Это же следует из теоремы Гаусса. Выделим объем  $V$  внутри (рис. 10.4) и рассмотрим количество **избыточных** зарядов, втекающих в этот объем, через поперечное сечение. Легко найти, что скорость перемещения этих зарядов равна скорости света.

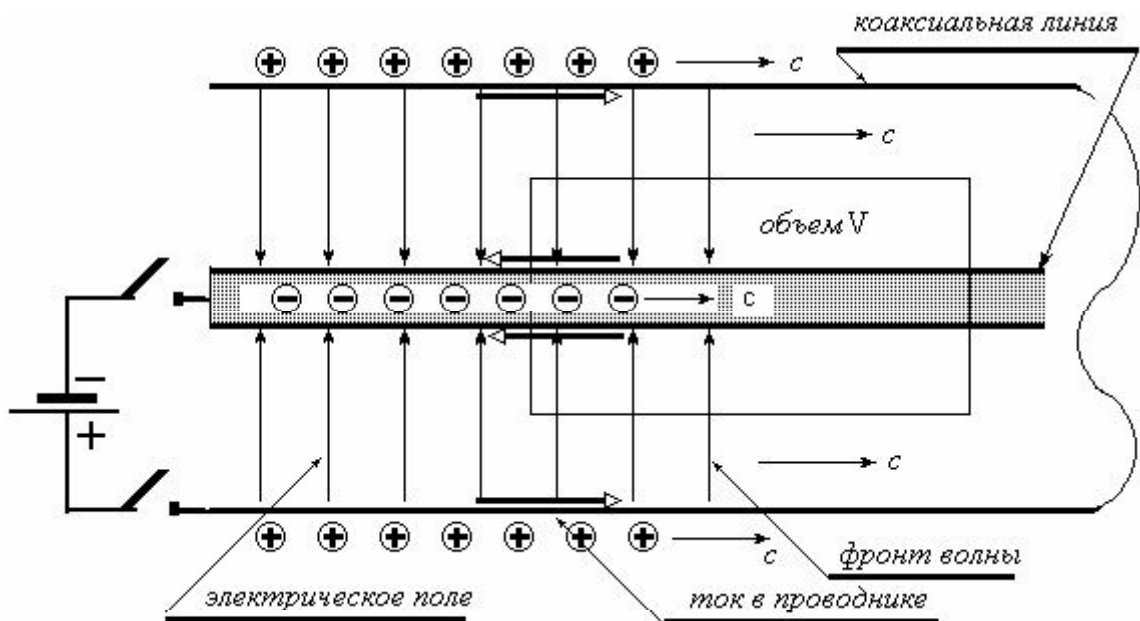


Рис. 10.4

Из уравнений следует, что избыточные поверхностные заряды  $q$ , создающие поверхностные токи  $I$ , движутся вдоль коаксиальной линии с **постоянной скоростью**, равной **скорости света!** Эта скорость неизменна. Заряды не могут ускоряться или замедляться под действием каких-либо сил. Они **не имеют инерциальных свойств**. Масса покоя этих зарядов **равна нулю**. Мы еще раз хотим повторить, что **единственным** источником этих зарядов служит источник внешнего постоянного напряжения.

Описанные выше токи и заряды не являются чем-то новым. Любой учебник, описывающий распространение волн в волноводах, коаксиальных линиях и т.д., содержит упоминание о поверхностных зарядах и токах. Ток в проводниках, согласно **ошибочным** современным представлениям, обусловлен движением электронов проводимости.

Однако авторы учебников по классической электродинамике старательно избегают обсуждать эту проблему. Они аккуратно компилируют одно и то же из одого учебника в другой, не проверяя и не утруждая себя изложением сущности явлений. Движение электронов со скоростью света не согласуется с результатами электронной теории. По этой причине авторы учебников “списывают” эти явления на электромагнитную волну, избегая подробностей объяснения.

Существование безинерциальных зарядов и токов – не гипотеза. Вся современная теория антенно-фидерных систем подтверждает их существование. Именно они, а не электроны проводимости отвечают за **излучение электромагнитных волн** и их поперечный характер. Необходимо отбросить предрассудки и догмы современных представлений и опереться на логику и здравый смысл. Нужно *осознать и принять* этот факт.

## 5. Некирхгофовские цепи

Безинерциальные заряды и токи существуют одновременно с токами, образованными электронами проводимости. Они конкурируют, стараясь «вытеснить» друг друга. В любой цепи, является ли она разомкнутой или нет, могут существовать токи, образованные как инерциальными, так и безинерциальными зарядами. Как правило, в замкнутых электрических цепях (*кирхгофовские цепи*) токи из электронов проводимости значительно превышают токи из безинерциальных зарядов. Именно по этой причине мы их не «замечаем» при экспериментальных исследованиях электрических цепей. Однако соотношение между токами радикально меняется в двух случаях.

- Во-первых, доля тока, создаваемого электронами проводимости, уменьшается при **увеличении частоты** колебаний. Это обусловлено как инерциальностью электронов проводимости, так и скин-эффектом, сужающим слой, в котором эти электроны движутся в проводнике.
- Во вторых, доля электронов проводимости в суммарном токе падает в **разомкнутых (некирхгофовских)** цепях. Такие цепи будут подробно рассмотрены ниже.

В стандартных учебниках физики рассматриваются два вида емкостей: уединенная или собственная емкость и взаимная емкость двух тел (конденсатор), которые изображены на рис. 10.5. Уединенная емкость есть металлическое тело, изолированное от других проводников.

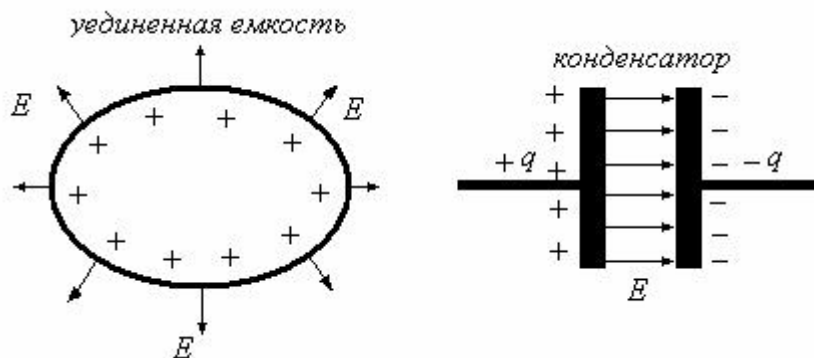


Рис. 10.5

В учебниках этой емкости обычно не уделяется много внимания, и описание емкости ограничивается формулой

$$q = C\phi(r) \quad \lim_{r \rightarrow \infty} \phi(r) = 0 \quad (10.5.1)$$

где:  $C$  – величина уединенной емкости;  $\phi$  – потенциал проводящего тела по отношению к бесконечности;  $q$  – заряд на уединенной емкости.

Составим теперь цепь из генератора, двух соединительных проводов и двух металлических тел (уединенные емкости), изображенную на рис. 10.6а.

При наличии переменного напряжения  $U$  в ветвях разомкнутой цепи будет течь ток. Эту цепь можно заменить эквивалентной схемой замещения, изображенной на рис. 10.6б. На

этой схеме  $C_{1\infty}$  и  $C_{2\infty}$  - уединенные емкости первого и второго тела,  $C_{12}$  – взаимная емкость между этими телами (конденсатор).

Если считать бесконечно удаленную поверхность проводником, то разомкнутую цепь мы как бы свели к замкнутой кирхгофской цепи. Но такой вывод ошибочен, поскольку такая цепь *не подчиняется* законам Кирхгофа. Например, ток в различных сечениях ветви может быть различным.

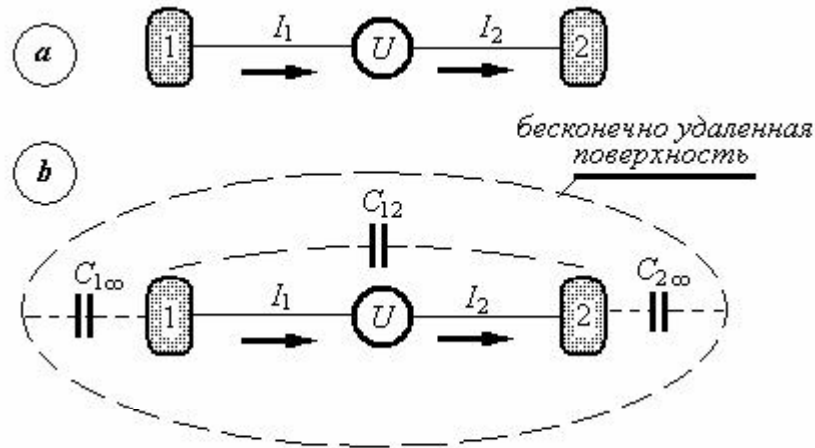


Рис. 10.6

Замкнутой кирхгофской цепью служит последовательное соединение элементов:

**тело 1 – проводник – генератор  $U$  – проводник – тело 2 – емкость  $C_{12}$  – тело 1.**

Если емкость  $C_{12}$  мала, то ею можно пренебречь. Оставшаяся часть схемы представляет собой *некирхгофскую* цепь, подчиняющуюся своим волновым законам.

В такой цепи ток в различных сечениях проводов между каждым телом и генератором будет различен. В цепи установится стоячая волна тока и напряжения. Подобная цепь обладает любопытными свойствами. Мы их обсудим в следующем параграфе.

## 6. Эксперимент Авраменко

К сожалению, в [4] мы имеем только словесное описание эксперимента Авраменко. По этой причине мы восстановим схему, опираясь на [3], [4] и заранее просим у читателей извинения за возможные неточности. Итак, 5.08.1990 в одной из лабораторий МЭИ был продемонстрирован эксперимент, схема которого изображена на рис. 10.7.

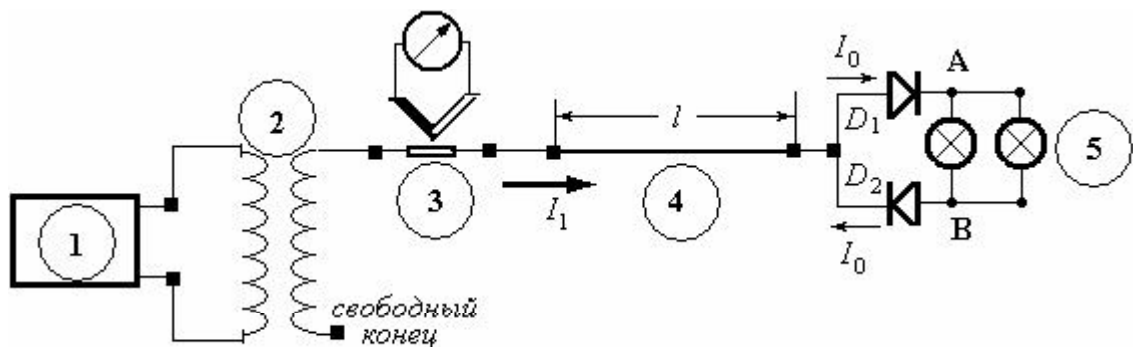


Рис. 10.7

В экспериментальную установку входил **машинный генератор 1** мощностью до 100 кВт, генерирующий напряжение с частотой 8 кГц. Этот машинный генератор питал первичную обмотку **трансформатора Тесла 2**. Один конец вторичной обмотки был **свободен** (ни к чему не подключен, как показано на рис. 10.7). Ко второму концу были подсоединены последовательно следующие элементы: **термоэлектрический миллиамперметр 3**, тонкий **вольфрамовый провод 4** (длина провода 2,75 м, диаметр 15 мкм) и **“вилка Авраменко” 5**.

Вилка Авраменко представляет собой замкнутый контур, содержащий два последовательно соединенных диода. Общая точка соединения диодов подсоединена к цепи, идущей от генератора. Свободные концы диодов подсоединены к нагрузке. Нагрузкой служили несколько подсоединенных параллельно лампочек накаливания.

По этой разомкнутой цепи Авраменко смог передать от генератора к нагрузке (лампам накаливания) электрическую мощность порядка 1300 Вт (!). Электрические лампочки ярко светились ( $I_0 = 6$  А).

Казалось бы, это явление легко объяснимо. Схема содержит уединенную емкость, образованную цепочкой ламп накаливания и соединяющими их проводами. При положительном полупериоде напряжения через диод  $D_1$  в эту цепь течет зарядный ток. И потенциал уединенной емкости возрастает. При отрицательном полупериоде напряжения эта емкость разряжается через диод  $D_2$ , приобретая новую величину потенциала. Зарядно-разрядный ток  $I_0$  имеет всегда одно направление и его величины достаточно, чтобы поддерживать на лампах накаливания в вилке Авраменко среднюю мощность 1300 Вт.

Ток  $I_1$  в цепи, соединяющей конец обмотки трансформатора Тесла с вилкой Авраменко, должен быть близок или приблизительно равен по величине току  $I_0$ . Если, например, нагрузка вилки Авраменко представляет собой параллельное соединение шести двухсотваттных ламп накаливания, то зарядно-разрядный ток  $I_0$  будет равен **6А**. Если рассматривать схему как выпрямитель с удвоением напряжения, то примерно такой же величины должен был бы быть и ток  $I_1$ .

Однако такое объяснение противоречит следующему факту. Термоэлектрический миллиамперметр **3** зафиксировал очень малую величину тока  $I_1$  ( $I_1 = 2$  мА(!)), а тонкий вольфрамовый провод **4** даже не нагрелся! *Именно это обстоятельство послужило главной причиной трудности объяснения результатов эксперимента Авраменко.*

В работе [5] приведены результаты аналогичных измерений при более высоких частотах и более низких напряжениях. Они качественно повторяют результаты описанного выше эксперимента. Приведем некоторые выводы, сделанные Авраменко и его коллегами на основании этих исследований.

1. Ток  $I_0$  в вилке Авраменко *линейно увеличивается с ростом частоты* (диапазон измерений 5 – 100 кГц) и практически линейно возрастает с ростом напряжения генератора при постоянной частоте. Это свидетельствует о *емкостном* характере электрической цепи.
2. Магнитное поле в проводнике, соединяющем вилку Авраменко с генератором, *не было обнаружено* (было меньше возможности измерительного прибора).
3. Ток  $I_1$  был очень мал по сравнению с током  $I_0$  и *практически не обнаруживался ни тепловым, ни магнитоэлектрическим измерителем тока*. По той причине наличие в соединительной цепи (*трансформатор Тесла – вилка Авраменко*) несколько последовательно соединенных резисторов (до нескольких десятков МОм), конденсаторов и индуктивностей оказывало *чрезвычайно малое ослабляющее действие* на ток  $I_0$  в вилке Авраменко.

Есть еще один необычный момент. Если измерять напряжение  $U$  между точками А и В электростатическим вольтметром, а ток обычным амперметром, то при вычислении мощности в нагрузке наблюдается *несоответствие* с классическими законами.

Вычисленные мощности  $P_2' = I_0^2 R$ ,  $P_2'' = I_0 U$  и закон Ома  $U = I_0 R$  (где  $R$  – сопротивление цепи, содержащей лампочки) не соответствовали друг другу. Авторы пишут, что резисторы “как бы теряют свои номиналы” [3]. Здесь мы не будем обсуждать **гипотезу авторов**, изложенную в [5], о предполагаемом механизме передачи энергии.

Для простоты **нашего** объяснения будем считать, что паразитная емкость  $C_{12}$  (рис. 10.5) между свободным выводом вторичной обмотки трансформатора Тесла и вилкой Авраменко пренебрежимо мала. Такая цепь не является кирхгофвской, и в ней протекают токи, образованные безинерциальными зарядами.

Из теории длинных линий известно, что в проводе длиной  $L$ , подсоединенном одним концом к выходу генератора, устанавливается стоячая волна. Узел тока и пучность потенциала приходятся на свободный конец линии  $L$ . Распределение тока в проводе имеет вид:

$$I_1(x) = \frac{2U}{w} \sin \frac{\pi(L-x)}{\lambda} \quad (10.6.1)$$

где:  $2U$  – потенциал свободного конца провода;  $w$  – волновое сопротивление провода ( $120\pi \text{ Ом}$ );  $\lambda$  – длина волны;  $x$  – расстояние от клеммы трансформатора.

Рассмотрим вариант эксперимента Авраменко, изображенный на рис. 10.7. Падающая волна тока из безинерциальных зарядов от генератора  $U$  подходит к точке А вилки Авраменко (рис. 10.7а). Далее волна проходит через диод  $D_2$  и миллиамперметр (как показано на рис. 10.7а), вызывает появление тока  $I_0$  из электронов проводимости. Эти электроны будут двигаться, в конечном счете, к диоду  $D_1$ . Волна будет заряжать уединенную емкость  $C_\infty$ . Затем, отразившись от этой емкости, волна возвращается через диод  $D_1$  к генератору. Следует отметить, что описываемые явления происходят быстро на длинах волн, значительно превышающих размеры проводников схемы.

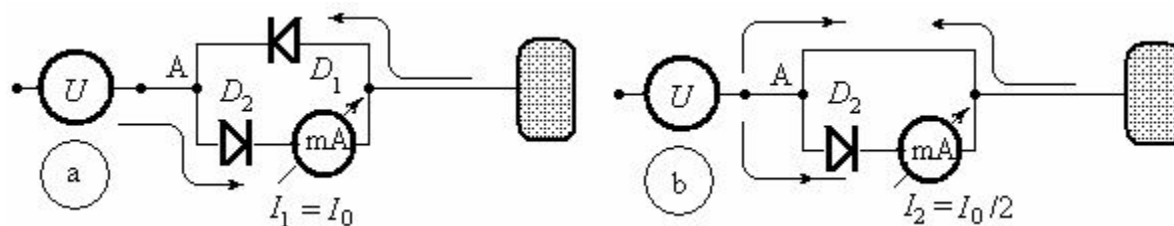


Рис. 10.8

В линии между генератором  $U$  и точкой А образуется стоячая волна тока. Ток, идущий к вилке Авраменко, находится в противофазе с током, идущим в обратном направлении. В результате в этой линии мы имеем весьма малый ток, как это следует из выражения (10.6.1).

Теперь посмотрим, что произойдет, если мы один из диодов заменим короткозамыкающей перемычкой. В обычной линии ток через миллиамперметр будет равен нулю. Но здесь (рис. 10.8b) ток не пропадает! Он становится **в два раза меньше**. Объяснение этого явления видно из рисунка. Волна, идущая к точке А, разветвляется, и через диод  $D_2$  течет в два раза меньшее количество зарядов.

## 7. Новый вид излучения

Интересных экспериментально обнаруженных явлений электродинамики достаточно много, что позволяет считать уравнения Максвелла недостаточно изученными или неполными. Некоторые из этих явлений мы опишем ниже.

В.И. Коробейников сконструировал излучающее устройство, которое он условно назвал медной «таблеткой» [6]. Устройство ее достаточно просто (см. рис. 10.9). Устройство состоит из двух катушек, расположенных соосно на небольшом расстоянии друг от друга. Катушки включены так, что их магнитные поля  $H_z$  направлены друг против друга, т.е. имеет место противофазное включение этих индуктивностей. Для увеличения чувствительности включается емкость, которая вместе с катушками индуктивности образует контур. Этот контур настраивается на частоту принимаемого сигнала. Катушки помещены в медный цилиндрический экран. Такого типа антенны получили название  $HZ$  антенн, принадлежащих классу  $EH$  антенн [6]. Подводящие провода помещены в экран и излучение от них отсутствует. На рис. 10.9 изображена электрическая схема, когда «таблетка» служит антенной передатчика (работает на излучение).

Цитируем статью [6]:

*«... Между коллектором и эмиттером транзистора (рис. 10.9) включен последовательный резонансный контур (низкоомная «нагрузка»). Почему желательно выбирать последовательный резонансный колебательный контур? Общее напряжение на последовательном  $LC$  контуре не выше напряжения источника питания. А вот по отдельности на  $L$  и  $C$  напряжения за счет резонанса очень высокие при высокой добротности контура  $Q$ . Эти переменные напряжения в  $Q$  раз выше, чем переменное напряжение на коллекторе. Значение  $Q$  может колебаться от десятков до сотен единиц и зависит от частоты и качества выполнения контура...*

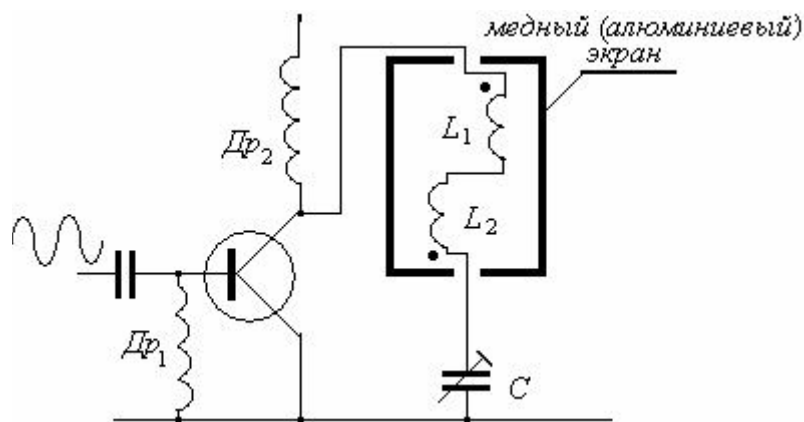


Рис. 10.9

*... Проводились эксперименты, когда большой лист алюминия помещали близко перед  $EH$  антенной и позади нее. Но это не отразилось на уровне сигнала. Тогда это было очень большой неожиданностью... .. Другая особенность  $EH$  антенны это высокая проникающая способность.  $EH$  антенна может излучать **через воду и другие среды**, которые представляют серьезную преграду другим полям. Это было экспериментально установлено, когда маленький передатчик и  $EH$  антенну, заключенную в пластмассовый, герметичный корпус, помещали под воду. В качестве приемных антенн использовались как обычная антенна, так и  $EH$  антенна. Только  $EH$  антенна оказалась способной принимать сигнал от передатчика, расположенного под водой...*

*...  $EH$  антенна также может работать в шахте под землей. Ее сигнал способен проникать сквозь большие толстые стены здания из железобетона. Эксперименты с обычными антеннами доказывают слабую способность приема проникающего поля, в то*

*время как ЕН антенны, помещенные в чрезвычайные условия, доказывают высокую проникающую способность полей ЕН антенн».*

**Эксперимент 17 июля 2005 года [7]:**

*«На озере глубиной 5-6 метров был проведен эксперимент по подводной радиосвязи на НЗ антеннах. Эксперимент проводился с участием Владимира Васильевича Кононова (UA1ACO). Впечатляющие результаты.*

*... Передатчик (КТ315 - ЗГ, КТ315 - буфер-усилитель, нагруженный на НЗ-антенну и зуммер-мультивибратор, как модулятор на двух КТ315, питание от батареи "Крона"). Передатчик настроен на частоту 100 Мгц. Самодельный УКВ приемник из радио набора "Мастер Кит" НК116 с НЗ-антенной. Для дополнительного контроля был и второй портативный высокопрофессиональный, высокочувствительный приемник "Kenwood TH-F6" ... .. Этот передатчик погружали с лодки в герметичной стеклянной банке.. Сигнал принимали приемниками в лодке.*

*"Чудо" обнаружили сразу. Когда передатчик находился на глубине 1,5 метров, приемник "Kenwood TH-F6" перестал принимать сигнал. УКВ приемник с НЗ антенной устойчиво принимает сигнал-зуммер. Достигли дна (глубина 6 метров). Приемник с НЗ антенной принимает сигнал, а приемник "Kenwood TH-F6" молчит. ...*

*... 6 метров воды для передатчика на УКВ это очень серьезно. ... Что принимает приемник с НЗ антенной и не видит профессионал "Kenwood"? ... - это совершенно другая дорога в радиосвязи».*

Отметим, что новый вид электромагнитного излучения активно осваивается в радиолюбительской радиосвязи. Он показал высокую устойчивость связи во время магнитных бурь, когда обычная УКВ связь полностью прерывалась.

## **8. Продольные волны Коробейникова-Тесла**

Сейчас наиболее прозорливые исследователи вновь вернулись к экспериментам, проведенным более 100 лет назад Н. Тесла. Прочитируем [8]:

*« В 1889 г. Н. Тесла при попытке воспроизвести опыты Герца (1887 г.) обнаружил существование специфической формы энергии, которая переносилась в пространстве без каких-либо видимых посредников и обладало огромной проникающей способностью, не свойственной открытым Герцем электромагнитным волнам [9] .. В его устройстве, названном впоследствии трансформатором Тесла, обнаружился эффект неожиданной и доселе неизвестной трансформации напряжения, на порядки превышавшей коэффициент трансформации в обычных электромагнитных повышающих трансформаторах, а также множество других неизвестных ранее явлений...»*

Автор работы [10] отмечает следующие особенности энергии, которую Н. Тесла назвал «радиантной», проявилась в её особенностях. Некоторые из них мы приведем из [10]:

- «Будучи очень похожей на свет, эти излучения распространяются со сверхсветовыми скоростями (если судить по времени огибания ими земного шара)».
- «Представляя собой колебательную форму энергии, радиантная энергия, тем не менее, она обладает свойствами, которых обычные поперечные электромагнитные колебания не имеют».
- «В отличие от световых волн эти излучения обладают огромной проникающей способностью».

- «Излучение нейтрально по отношению к зарядам и магнитному полю».
- «Обычные лампы накаливания, будучи присоединенным к источнику одним контактом, способны вызвать свечение, подобное по яркости дуговой лампе».
- «Трансформация напряжения в трансформаторе Тесла происходит иначе, чем для электромагнитной энергии (не пропорционально числу ампервитков)».
- «В катушках трансформатора Тесла, как и в шунтированной цепочке ламп накаливания наблюдалось «фракционирование» потока энергии: электроны двигались преимущественно через шунт (меньшее сопротивление), а радиантный ток – через лампы (наибольшее сопротивление)».

Эти особенности во многом напоминают открытие В.И. Коробейникова. Цитируем [6]:  
*«Ниже описывается эксперимент, который в буквальном смысле «ломает» сложившиеся в электродинамике положения. В эксперименте в качестве передатчика использовалась типовая портативная радиостанция "Беркут-603". Диаграмма направленного действия ее штыря (антенны) хорошо известна и напоминает диаграмму направленности диполя Герца. Как и в диполе Герца антенна радиостанции не может излучать или принимать электромагнитный сигнал, идущий вдоль антенны. Это явление описывается в учебниках, а на радиоэлектронных факультетах университетов такие диаграммы направленности снимают в лабораторных работах.*

*Однажды мне пришлось продемонстрировать своему другу (классному специалисту в области радиосвязи) следующий «фокус». Я подключил в качестве приемной антенны для снятия диаграммы направленности медную «таблетку». На фотографии, приведенной ниже (см. рис. 10.10), показаны радиостанция «Беркут-603» и приемная антенна – медная «таблетка», соединенная с приемником, которые использовались в эксперименте.*



Рис. 10.10. Приборы, использовавшиеся при эксперименте. Слева антенна «таблетка», справа «Беркут-603»

*Произошло «чудо». С помощью медной «таблетки» диаграмма направленности радиостанции изменилась! Новая диаграмма направленности радиостанции, которая была экспериментально снята с использованием «таблетки», принципиально отличалась от известного «бублика», приводимого в учебниках! Она напоминала две соединенные «капли», ориентированные перпендикулярно экваториальной плоскости антенны (т.е. вдоль штыря) как представлено на рис. 10.11.*

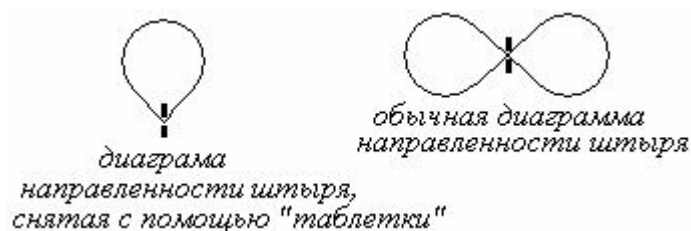


Рис. 10.11.

*Этот результат поверг моего друга буквально в шок. Конечно, «таблетка» не могла изменить диаграмму направленности радиостанции. Значит, помимо привычного электромагнитного поля антенна радиостанции излучает в пространство еще какое-то поле, которое уловила медная «таблетка»! ..... Это поле излучается вдоль антенны передатчика «БЕРКУТ-603», обладает иными свойствами, и на него не реагируют обычные приемные антенны типа диполя Герца».*

Обратите внимание на то, что описания В.И. Коробейникова [6] и [10] очень близки и свидетельствуют об излучении **продольных волн**, природа которых еще не установлена.

Близкие результаты описаны в работе [11]:

*«Спустя сто лет профессор К. Мейл воспроизвел опыты Теслы с использованием миниатюрной лабораторной установки. Он утверждает, что с ее помощью можно обнаружить необычные явления, которые объясняются наличием электроскалярных (продольных) волн:*

- *реакцию передатчика на наличие приемника;*
- *передачу электромагнитного сигнала со скоростью, в 1,5 раза превышающую скорость света;*
- *неэффективность клетки Фарадея при защите от электроскалярных волн;*
- *возможность беспроводной передачи электрической энергии».*

Здесь еще многое предстоит познать.

### **Источники информации:**

1. А.Н. Тихонов, А.А. Самарский. Уравнения математической физики. ГИТТЛ, М., 1953.
2. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина, М.В. Корнева. Взаимодействие с волной как диссипативный процесс. <http://314159.ru/kuligin/kuligin3.htm>
3. Н.Е. Заев. Сверхпроводники инженера Авраменко. Техника Молодежи, №1, М., 1991. (См. также <http://vksn.narod.ru/myst/tm191.html>)
4. Н.Е. Заев. Однопроводная ЛЭП. Почему спят законы? ИР № 10/94 и <http://www.skif.vrn.ru/>
5. Н.Е. Заев, С.В. Авраменко, В.Н.Лисин. Измерения тока проводимости, возбуждаемого поляризационным током. Русская физическая мысль, №2, Реутово, Московской обл., 1990.
6. В.И. Коробейников. Новый вид электромагнитного излучения? 2005. <http://n-t.ru/tp/ns/ak.pdf>
7. В.И. Коробейников Мифы и реальность ЕН антенн. 2005. <http://www.qrz.ru/articles/detail.phtml?id=282>
8. В. Эткин. О радиантной энергии. <http://www.sciteclibrary.ru/texts/rus/stat/st4831.pdf>
9. Н. Тесла. Лекции и статьи.- М., 2003.
10. P.A. Lindemann. Tesla's Radiant Energy, N.Y., 2000.
11. Б. Сакко, А.К. Томилин, Исследование электромагнитных процессов в экспериментах Теслы. <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12321.html>

### **Добавление.**

Здесь можно было бы продолжить описание уникальных экспериментов ученых. Эксперимент должен обладать двумя важными свойствами: воспроизводимость и повторяемость. При этом условии эксперимент становится **фундаментальным** и составляет основу науки.

Сама наука держится на «двух ногах»:

- Фундаментальные эксперименты.
- Материалистическое мировоззрение, позволяющее объективно интерпретировать результаты эксперимента.

Мы могли бы здесь упомянуть интересные экспериментальные исследования проф. Ф.М. Канарева, ученых Рошина и Година, Уруцкого и других. Даже если **объяснение** эксперимента имеет ошибку, сам эксперимент сохраняет свое **фундаментальное значение** (вопреки «резолуциям» членов Комиссии по борьбе с ...). Поиск научной истины это **процесс**, который никогда не останавливается. Никакие «Комиссии» не в состоянии его затормозить.

# Глава 11. Философия науки

## 1. Подведем итоги

Здесь рассмотрены далеко не все ошибки, заблуждения и предрассудки, содержащиеся в современной электродинамике. Но уже этого достаточно, чтобы сделать определенные выводы.

Первая группа. Это математические ошибки:

- «скачок фазы при прохождении волной фокуса» (Глава 9),
- «неверное определение скорости переноса энергии электромагнитной волной» (Глава 9),
- «неверное вычисление определителя Вронского в бесселевых функциях» (Глава 9),
- «неправильный вывод (подгонка) нерелятивистской функции Лагранжа из релятивистского лагранжиана» (Глава 7) и др.

Это простые, очевидные, явные ошибки.

Вторая группа связана с математическими доказательствами:

- «некорректное доказательство теоремы Пойнтинга» (Глава 1),
- «применение вектора Пойнтинга за пределами его применимости (проблема «4/3»)» (Глава 1),
- «отсутствие доказательства закона Умова (и закона Ленца)» (Глава 2),
- «некорректное построение релятивистского интеграла действия и релятивистского вариационного принципа» (Глава 3), в котором интеграл действия постоянен и принцип наименьшего действия не реализуется.

Третья группа связана с неправильными формулировками определений, неверными интерпретациями понятий. Это группа гносеологических ошибок и предрассудков. К предрассудкам можно отнести следующие положения:

- «Неправомерное использование понятия «групповая скорость» к отдельной монохроматической волне, введенное для группы волн» (Глава 9).
- «Как следствие, неправильное описание механизма работы приборов «обратной волны» О-типа и М-типа» (Глава 9).
- «Неправильное понимание причинности в физике. Оно сводит все потенциалы только к запаздывающим потенциалам, игнорируя мгновенное действие на расстоянии, характерное для уравнений Максвелла» (Глава 2).
- «Как следствие, вводится пустой по содержанию и физическому смыслу принцип существования «предельной скорости распространения взаимодействий» и бессмысленное с физической точки зрения понятие «скорость распространения взаимодействия»» (Глава 2).
- «Неверное определение содержания и свойств понятий «работа» и «сила», которые в релятивистской механике и электродинамике становятся субъективными понятиями, зависящими от воли и желания наблюдателя, от выбора им инерциальной системы» (Глава 6).
- «Как следствие, использование ошибочной модели работы приборов М-типа: усилителей, генераторов, ускорителей» (Глава 10) и др.

В особую группу мы относим гносеологические ошибки, связанные с интерпретацией свойств преобразования Лоренца в Специальной теории относительности А. Эйнштейна:

- «истолкование явления как сущности» - это главная ошибка СТО А. Эйнштейна (Глава 3); именно она положила начало логическим противоречиям и нелепым объяснениям явлений в рамках СТО,
- «следствие этой ошибки, продиктованное стремлением скрыть противоречия, - **гипотеза** «об отсутствии в природе абсолютно жестких тел (парадокс Эренфеста)» (Глава 5).
- «другое следствие этой ошибки - необходимость **гипотезы** о  $g$ -факторе в циклических ускорителях» (Глава 5),
- «неправомерное использование преобразования Лоренца для ускоренных и криволинейных движений» (Глава 5),
- «неправомерное распространение преобразования Лоренца на все физические уравнения (требование Лоренц-ковариантности)» (Глава 5) и т.д.

Повторяем, что мы описали и перечислили не все ошибки современной электродинамики. Важно то, что ошибки имеют не просто **«теоретический»** характер. Они порождают негативные результаты в **практических** разработках. Возникает вопрос: как отразится исправление ошибок и пересмотр формул на результатах исследований на БАК и на других ускорителях?

С позиции материалистической теории познания объективной истины большинство эйнштейновских **философских** положений оказались ошибочными. Приведем примеры.

- Гипотеза - «скорость распространения взаимодействий».
- Гипотеза - «отсутствие в природе абсолютно жестких тел».
- Гипотеза - «замедление времени».
- Гипотеза - «эквивалентность инертной и гравитационной масс».
- Гипотеза - «Великое объединение» («одним ударом семерых!») и т.д.

Мы не можем предъявлять претензии к автору этих гипотез. Он имел право мыслить и выдвигать гипотезы. Здесь наши главные претензии как к сторонникам, одобрявшим эти гипотезы, так и к оппонентам, которые не смогли доказать некорректность этих гипотез. Особые претензии к тем, кто **догматически препятствовал и препятствует обсуждению** сомнительных гипотез А. Эйнштейна.

Правильная интерпретация явлений *принципиально* невозможна без привлечения *философии*. Мы убежденно говорим это, опираясь на собственный опыт. Без использования теории познания мы так и «блуждали» бы в плену бытующих предрассудков.

К несчастью, Институт Философии, ИИЕиТ и др. господствующие *философствующие* организации оказались не в состоянии дать грамотный философский анализ существующих физических теорий. После всесоюзного совещания философов в 1958 г. вместо исследований они занимаются «конъюнктурой», т.е. «обоснованием» **материалистической сущности** новейших модных теорий (подводят под них «материалистическое основание»), восхвалением авторитетов, их точек зрения и т.д.. Дело это для них беспроблемное, но для науки - тупиковое.

Да и о каком **анализе** может идти речь, если, по горьким словам одного из ведущих философов (сказанным им более лет 30 тому назад), среди молодых философов (занимающихся философией естествознания) стало модным бравировать своей некомпетентностью в физике. Сейчас они выросли и «окрепли» в своих «убеждениях». Многие из них стали академиками. Надежды на них мало.

Главная проблема это **проблема системы критериев научности**, которым должна удовлетворять **научная истина**. Только она позволяет обнаружить ошибки в теориях и гипотезах. Такая система критериев всегда опирается на определенную *теорию познания объективной истины*, лежащую в основе мировоззрения.

Без хорошей теории познания найти и исправить гносеологические ошибки в теориях и, соответственно, ошибочные интерпретации и некорректные модели, *невозможно*. Ждать от философов *«подвигов»* на этом фронте бесполезно. Отсюда вывод: «спасение утопающих – дело рук самих утопающих». Физики, как бы они не презирали современную философию, *сами* должны построить и освоить *новую* философию естествознания, не ожидая, когда философы *проснутся* (да и проснутся ли? [1]).

В России при Президиуме РАН существует «Комиссия по борьбе с лженаукой...». Обратимся к ней.

## 2. Критерии научной истины и «Комиссия по ...»

Так *как* квалифицировать теории современной физики, имеющие в своих основаниях ошибки: как *лженауку*, как *шарлатанство* или как *заблуждения*? И можно ли отделить истину от заблуждения, не опираясь на добротную *теорию познания объективной истины*?

На раннем этапе Комиссия по борьбе с лженаукой (Гинзбурга-Круглякова) вообще не предлагала никаких критериев. Как самонадеянно высказался тогда Председатель Комиссии академик Э. Кругляков: *«кучёным на самом деле очевидно, где наука, а где лженаука»!* [2].

Если бы «очевидность» существовала, не было бы необходимости В.И. Ленину писать книгу «Материализм и эмпириокритицизм». Члены Комиссии этого так и не поняли. Пришлось дать отповедь гинзбургско-кругляковской концепции в статье «Науке нужна хорошая теория познания, а не пугало в лице "комиссии по борьбе"» [3].

Проблема отделения науки от лженауки является узловой. Не случайно в Интернет-изданиях предлагается много «критериев» для определения лжеученых. Среди них такие, например, как «самореклама автора», «стремление объяснить все и вся», «некомпетентность как противоречие с общепризнанным в науке», «нетерпимость к критике» и т.д. Но все эти «критерии» являются субъективными, поскольку характеризуют *психологический «портрет» автора гипотезы*, но не отражают сущность предлагаемой идеи.

Виталий Гинзбург, Нобелевский лауреат по физике 2003 года, дал следующее определение основного предмета критики комиссии [4]:

*«Лженаука — это всякие построения, научные гипотезы и так далее, которые противоречат твердо установленным научным фактам. Я могу это проиллюстрировать на примере. Вот, например, природа теплоты. Мы сейчас знаем, что теплота — это мера хаотического движения молекул. Но это когда-то не было известно. И были другие теории, в том числе теория теплорода, состоящая в том, что есть какая-то жидкость, которая переливается и переносит тепло. И тогда это не было лженаукой, вот что я хочу подчеркнуть. Но если сейчас к вам придёт человек с теорией теплорода, то это невежда или жулик. Лженаука — это то, что заведомо неверно».*

Гинзбургское определение уже содержит в себе логическое противоречие. Опираясь на его точку зрения, ученые в прошлом должны были тогда отвергнуть молекулярно-кинетическую теорию, поскольку она противоречила *«твердо установленным научным фактам»* того времени (существование теплорода)!

Подлинно научная истина рождается не так часто. Ее можно легко «утратить», и могут пройти годы, прежде чем она «возродится» снова. Помимо этого известно, что истина никогда не рождается в «готовом виде». Она всегда «отягощена» второстепенными, «наносными» вещами, а иногда и ошибочными заключениями. Здесь главной задачей является необходимость «вытащить», «очистить», правильно оценить эту идею (гипотезу), а уж потом давать квалифицированное заключение. Вместо этого Комиссия предпочитает вешать на авторов идей и критиков современного состояния науки ярлычки (некомпетентность, безграмотность и т.п.).

Но вернемся к «критериям» Комиссии. Позже (2007 г.) Э. Кругляков, наконец, сформулировал свой «объективный» критерий:

**«ЕСТЬ МИРОВАЯ НАУКА, А ВСЕ, ЧТО НЕ ВПИСЫВАЕТСЯ В ЕЕ КРИТЕРИИ – ЭТО ЛЖЕНАУКА».**

С него мы и начнем свой анализ. Кажется, что это критерий опирается на понятие «практики как критерия истины». Но это иллюзия. Напомним, что объективные критерии научной истины должны удовлетворять ряду признаков. Они должны быть:

- *общими и универсальными* для анализируемой области познания и, в то же время, *конкретными*,
- *устойчивыми* по отношению к развивающейся науке и, в то же время, *динамичными*, чтобы впитывать в себя все достижения человеческой практики;
- помимо этого, они должны включать в себя *признаки необходимости и достаточности*.

Как мы видим, «критерий», предложенный Э. Кругляковым, не удовлетворяет этим признакам. Критерий Круглякова это контовский критерий: «Наука – сама себе философия»! Контовский принцип отвергает роль философии в познании научной истины.

Проверим этот «критерий» на практике. В Средние века господствовала теория Птолемея. Она опиралась на знания, «накопленные человечеством», т.е. в «целиком вписывалась мировую науку». Следовательно, опираясь на этот критерий, можно сказать:

1. Джордано Бруно был сожжен совершенно справедливо, т.к. имел взгляды, отвергающие это «накопленное».
2. Зря пощадили Галилея. Его тоже необходимо было «поджарить на костре» за то, что подход Галилея «не вписывался в ее критерии».
3. Повезло только автору книги «Об обращении небесных сфер». Не дождался костра и успел уйти «в мир иной». Но его книгу, все же, предали анафеме.

Какой критерий, и как «работает»!

Вот такую «развесистую клюкву» можно вырастить из этого «критерия». И после этого Э. Кругляков обвинял критиков СТО и других «альтернативщиков» в невежестве, осуждал их точки зрения как лженаучные и «клеил позором»! Критики это люди, которые получили стандартное образование, но сохранили, в отличие от Кругляковых, критическое, независимое мышление. Позор не им, а Комиссии, у которой нет объективных оснований (опирающихся на критерии) для вынесения подобных «приговоров»!

Идея, если она не отвечает объективной реальности, погибнет сама без помощи какой-либо «Комиссии по борьбе...». Однако если ошибочную идею (например, СТО) поддерживают искусственно политические или националистические силы, она может существовать достаточно долго, опираясь на «штыки инквизиции». Роль такой

инквизиции играет пресловутая «Комиссия по борьбе...» и редакции «толстых журналов», которые, защищая СТО и ОТО, принципиально не рассматривают критику этих теорий, считая критические замечания абсолютно ненаучными. Это верный признак догматизма и, как следствие, стагнации науки. Возникает странное впечатление от работы Комиссии, не обладающей полномочиями. Она, видимо, создана для внутренней борьбы с конкурентами, а не для поиска истины. Например, работы с критикой СТО она вообще не рассматривает!

Ученые, как правило, не в курсе дела о **жесткой мировоззренческой** (= политической) **борьбе** в науке, которая существует в науке и рядом с ней. Ученые далеки от философских проблем естествознания, и это, как мы убедились, обходится науке дорого. Гносеологические ошибки тормозят ее развитие. Это не соревнование или конкуренция. Насколько **упорна** борьба догматиков-позитивистов против материализма можно судить по следующему высказыванию Мостепаненко [5]:

*«Уже цитированный М. Чапек (один из махровых противников материализма – Прим. Авт.) предостерегает от злоупотребления тем, что он называет нашим «**ньютониевклидовым**» подсознанием, корни которого лежат в филогенетическом сознании людей. Это сознание слишком упрямо, чтобы его можно было бы заменить голым мастерством математического формализма. «Задача эпистемолога в современной физике, – пишет Чапек, – немного похожа на задачу психоаналитика: обнаружить остатки классического мышления за словесными отрицаниями и отказами»... Дело, следовательно, состоит не только в том, чтобы изгнать «**ньютониевклидово**» подсознание, но и в том, чтобы заменить его «**квантово-релятивистским**» подсознанием».*

Итак, «Дело, следовательно, состоит не только в том, чтобы изгнать «**ньютониевклидово**» подсознание, но и в том, чтобы заменить его «**квантово-релятивистским**» подсознанием». Это не борьба за научную истину. Это борьба за насильственное «вдавливание» в сознание студентов и ученых определенных догматических стереотипов (абсолютных истин).

«Комиссия по борьбе...» играет **реакционную**, антигосударственную роль, подавляя остатки материалистического мировоззрения и одновременно разрушая научно-техническое творчество энтузиастов. Не случайно в России стали возникать самодеятельные «академии», существующие параллельно РАН. Это неприятный факт: РАН утратила научный авторитет не только у специалистов, но и у непрофессионалов.

Термин «научный» потерял свое старое содержание, как «точный», «обоснованный», «доказательный». Уровень образования упал, и сейчас, как следствие, в фундаментальной науке выросло число функционеров, далеких от науки, или проходимцев. Печальный факт для Российской науки. Зато число академиков РАН за последний период удвоилось. «Количество», как известно, переходит в «качество» (у семи нянек дитя без глазу).

### 3. Структура теории познания

Причины противостояния мировоззрений в борьбе за правильные критерии истины против догматизма. Эту проблему позитивизм так и не решил. Философы-материалисты прошлого века тоже не смогли сделать этого, хотя **потенциальные** возможности у материализма большие. Чтобы решить критериальную проблему, необходимо понимать структуру философии и знать точки соприкосновения физики и философии. Рассмотрим структуру философии как науки [6].

**Фундаментальная естественнонаучная теория содержит:**

1. частно-научные категории (в прикладных дисциплинах они становятся терминами);
2. модель или модели, составляющие концептуальную основу теории;
3. систему законов;
4. частно-научные методы исследования;
5. предметную область исследования, являющуюся эмпирической основой теории.

**Материалистическая теория познания объективной истины** содержит все эти основные элементы:

**I. Система философских категорий.** Эти категории с их взаимными связями между собой представляют собой специфический «словарный фонд» теории познания. Эти категории иногда называют *элементами универсума*.

**II. Система основополагающих мировоззренческих принципов.** В материалистической философии эта система содержит две группы.

Первая группа отражает наиболее общие свойства материального мира. Это его своеобразная модель:

- 1) материальность мира;
- 2) единство материального мира;
- 3) взаимная связь и взаимная обусловленность явлений материального мира;
- 4) самодвижение материи;
- 5) неуничтожимость материи и форм ее движения;
- 6) многообразие и неисчерпаемость явлений материального мира; и другие.

Вторая группа отражает отношение познающего субъекта к явлениям материального мира:

- 1) объективность материального мира;
- 2) познаваемость материального мира;
- 3) первичность материи, вторичность сознания.

Если мы говорим о «непознаваемости мира», то логическим следствием этого является отрицание объективной «модели» материального мира и его частных проявлений в форме физических теорий. Отрицается преемственность знаний, их кумулятивный характер, а научная истина становится субъективной.

### **III. Законы диалектики природы и познания:**

- а) закон отрицания;
- б) закон отрицания отрицания;
- в) закон перехода количественных изменений в качественные;
- г) закон единства и борьбы противоположностей;

и **система методов познания** (логика, анализ и синтез, индукция и дедукция и т.д.). Иногда эти методы именуют общенаучными. Однако замена номенклатуры не меняет сути понятий, поскольку мы установили их эквивалентность (философское = общенаучное).

Здесь следует специально упомянуть причинность и логику как методы познания. Законы диалектики, как и логика, вытекают из причинно-следственных отношений и связаны с ними. Интересно отметить, что логика есть не только предмет, но обладает внутренними

критериальными свойствами и является одновременно методом познания. По этой причине смогла возникнуть математика, как самостоятельный «абстрактный» предмет.

**IV. Эмпирическая основа теории познания.** Она включает в себя все научные теории и гипотезы, концепции искусства и культуры, теории общественных систем и т.д., т.е. все то, что обобщил для каждой конкретной области познания человеческий разум.

Для философии предметная область есть область идеального. Наблюдения и размышления над объектами материальной действительности способствовали «рождению» новых конкретных областей знания (физика, биология, химия, астрономия и т.д.). Философия – это мать конкретных наук.

**V. Системы критериальных принципов.** Конкретные естественнонаучные теории возникли не сразу. Исторически сложилось так, что в процессе развития человеческого сообщества сначала возникла философия (как примитивная форма теории познания с элементарной логикой) в религиозной или иной форме.

По мере развития человеческой практики из нее начали отпочковываться различные направления, которые позже оформились в самостоятельные научные направления со своими фундаментальными теориями. Так возникла математика, логика, астрономия, медицина. Позже оформились как самостоятельные науки физика, химия и другие. Еще во времена Ньютона физика именовалась «натурфилософией». Именно поэтому различные науки сохранили в себе не только аналогичную структуру, но и методы познания. Конкретные науки это как бы «проекция материалистической теории познания на определенную предметную область».

Теория познания формирует **критериальную** систему для естественнонаучных теорий фундаментального характера. В свою очередь фундаментальные теории выполняют **критериальные функции** по отношению к прикладным (теоретическим, конструкторско-технологическим и т.д.) дисциплинам. Теперь становится ясно, что фундаментальность теории определяется не громоздкостью ее математического аппарата, а степенью связи с философией и близостью к границам познаваемого.

Прикладные дисциплины (например, конструкторско-технологические) не имеют такой непосредственной связи с философией. Это создает у большого класса ученых, которые непосредственно не связаны с фундаментальными исследованиями, иллюзию, что философия не имеет прямой связи с наукой. Но это не так.

Философия имеет непосредственную связь с фундаментальными исследованиями, а с прикладными дисциплинами она имеет опосредованную связь (через посредство фундаментальных теорий). Поэтому безо всякой натяжки фундаментальную научную теорию можно с полным правом назвать **прикладной теорией познания**.

Следует заметить, что и сами прикладные исследования могут приводить к таким результатам фундаментального характера, которые могут радикально изменить содержание фундаментальной научной теории. Это позволяет открывать новые научные направления, опираясь на результаты практической и экспериментальной деятельности.

Рассмотрим теперь схему функциональной связи между теорией познания как таковой и ее эмпирической основой – научными теориями. Эта связь имеет две ярко выраженные ветви.

**Первая ветвь** это обобщение или переход **от конкретного к абстрактному**. Она выполняет функцию обобщения достижений естественнонаучных теорий и достижений других областей человеческой деятельности. Именно она дает обоснование основополагающим принципам диалектического материализма и общенаучным (= философским) методам познания объективной истины.

**Вторая ветвь** осуществляет переход от абстрактного к конкретному или конкретизацию. Она определяет формирование системы критериальных принципов для каждой предметной области естествознания. Подобных критериальных систем много и они существуют для каждой области знания. Но между ними не должно быть противоречий, поскольку все системы восходят к общим мировоззренческим и методологическим основаниям материалистической теории познания объективной истины.

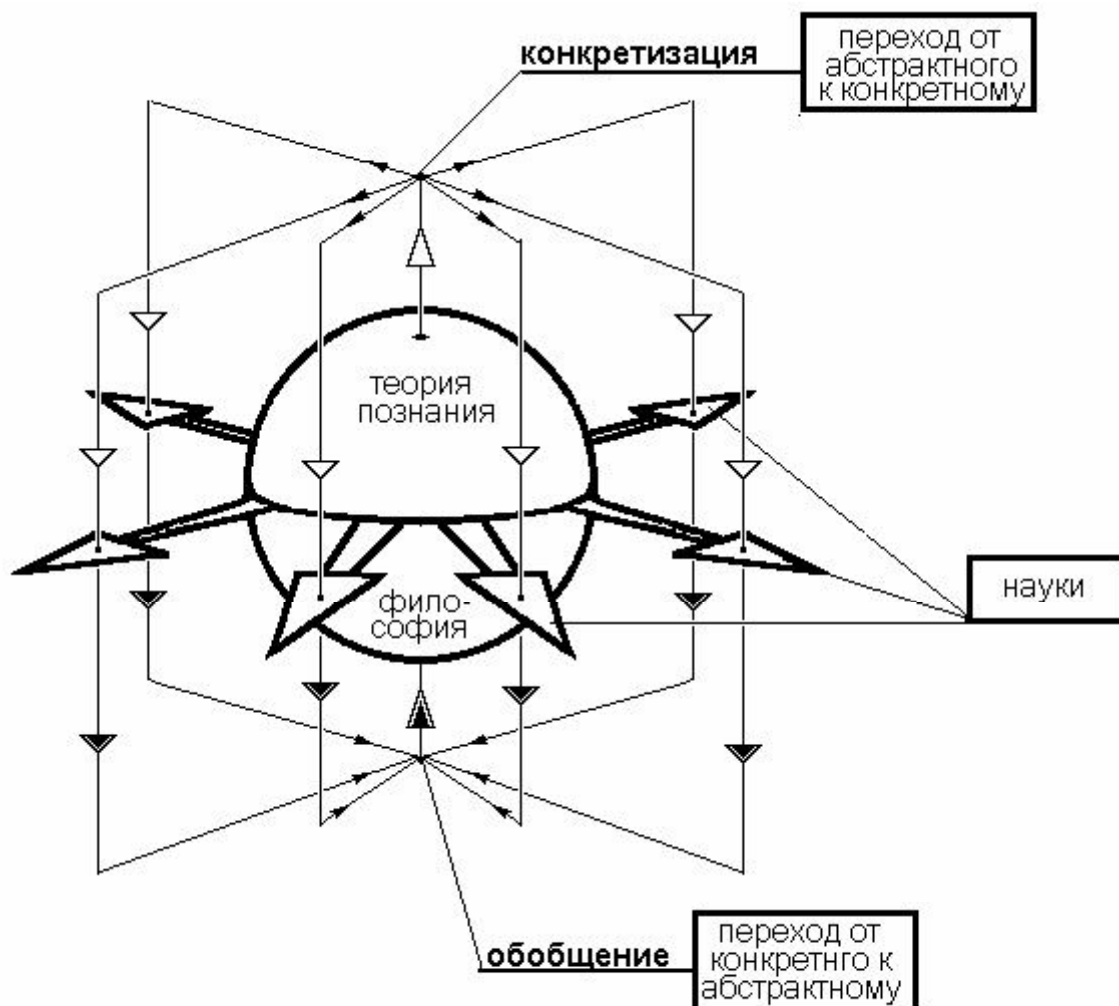


Рис. 11.1

Именно такая широкая связь философии со всеми достижениями человеческой мысли обуславливает высокую *устойчивость* критериальных систем и их *универсальность* по отношению к развивающемуся знанию. В то же время, существование прямой связи (конкретное-абстрактное) и обратной связи (абстрактное-конкретное) позволяет осуществлять *развитие* самих критериальных систем (динамика), обеспечивает их *полноту*.

#### 4. Критериальная система

Рассмотрим теперь главный вопрос, который важен как для физиков, так и для философов, занимающихся проблемами естествознания. Проблема системы критериев, которая позволяла бы отделить истину от заблуждений, является узловой как для мировоззрения, так и для наук. Попытки решения этой проблемы в рамках позитивистских представлений не дали результатов. Только материализм оказался способен решить эту проблему [6].

Критериальные принципы условно можно разделить на три группы.

**Первая группа.** Мироззренческие принципы.

**Вторая группа.** Методологические принципы.

**Третья группа.** Эвристические принципы.

**К эвристическим** принципам можно отнести *«принцип простоты»* теории и *«принцип красоты»* теории. Уже по самому названию принципов видно, что эти принципы, хотя и могут играть важную роль в выборе и оценке гипотезы, не являются, строго говоря, критериальными. Они субъективны и выполняют вспомогательные функции.

Тем не менее, просматривается их связь с принципом, именуемым «бритвой Оккама». Суть его в том, что понятия, не сводимые к интуитивному знанию и не поддающиеся проверке в опыте, должны удаляться из науки: *«сущности не следует умножать без необходимости»*. Иными словами, необходимо обходиться минимальным количеством независимых предположений. Теперь мы рассмотрим наиболее важные принципы первой и второй групп, не касаясь их классификации.

## 5. Особенности определения частно-научных категорий

Пожалуй, наибольшее количество гносеологических ошибок возникает из-за непонимания содержания философских категорий, их взаимной связи, а также из-за неумения установить правильную взаимную связь между философскими и частно-научными категориями (физическими терминами).

Определения (дефиниции) частно-научных категорий (научных терминов) имеют один важный аспект. Попытки дать определения этих категорий, оставаясь только в рамках частной научной теории или даже в рамках научной дисциплины (например, физики) не могут иметь успеха. Причины следующие.

Во-первых, в физике не существует абсолютных исходных понятий, которые могли бы стать некими «перво-кирпичиками» или «атомами» в демокритовском смысле слова, опираясь на которые мы могли бы дать абсолютно точное определение физических понятий и частно-научных категорий. В математике, например, в геометрии, мы можем ввести систему аксиом и строить на них определенную теорию. Физика – это экспериментальная наука и в ней такое положение принципиально невозможно. Попытки подобной аксиоматизации могут привести к догматизму и застою в развитии наших представлений о природе.

Во вторых, мы не знаем и не можем знать абсолютно все без исключения свойства определяемого понятия. Благодаря этой причине любое определение фундаментальной частно-научной категории будет иметь **неопределенность**. Конечно, развитие науки позволяет постоянно уточнять определения и наполнять их содержание новыми признаками и свойствами. Но это лишь процесс, имеющий предел в бесконечно удаленном времени. Указанная неопределенность не позволяла бы нам давать не только однозначное определение научных категорий, но и давать однозначное объяснение явлений, вскрывать сущность явлений и т.д.

Восполняют **недостающую часть** в определениях частно-научных категорий философские категории, которые входят в определение частно-научных категорий. Они ликвидируют понятийный вакуум. Приведем пример определения.

*«Электромагнитная индукция» есть явление возникновения электродвижущей силы в проводнике, когда изменяется магнитный поток через замкнутый контур или же проводник, движущийся относительно магнитного поля, пересекает магнитные силовые линии этого поля».*

Конечно, можно дать и другое определение понятия «электромагнитная индукция». Но любое другое определение будет обязательно (явно или в неявном виде) содержать в себе философскую категорию **явление**. Философская «добавка» может также характеризовать либо *вид материи* или *материальный объект*, либо их *свойства*, либо определенные физические *закономерности*, либо *явления* и т.д.

При этом важно иметь в виду, что **философские категории самостоятельны и не обладают свойством «взаимопревращений»**. Например, свойство материального объекта не может превратиться в некий самостоятельный материальный объект, а объект, в свою очередь, не может «превратиться» в свойство; явление не может стать сущностью, а сущность стать явлением при анализе конкретного фрагмента теории и т.д. Эта **устойчивость (непревращаемость) философских категорий**, входящих в частно-научные, и составляет суть критериального принципа методологического характера.

Заметим, что, когда мы переходим от фундаментальных теорий к теоретико-прикладным дисциплинам, частно-научные категории утрачивают во многом свое философское содержание и превращаются в обычные физические или технические термины. Они обретают вполне реальную, «осязаемую» основу или содержание. Работая в прикладных областях, ученый не задумывается над их философской основой и воспринимает термины как отражение объективной реальности.

## 6. Другие критериальные принципы

**1. Принцип объективности.** Любая научная теория, являясь объективным отражением реальности, не должна зависеть от психических, физиологических и других особенностей познающего субъекта. Все явления протекают в силу объективных закономерностей независимо от воли, желания или прихоти исследователя. Отсюда вытекает важный для физики **принцип**: взаимодействие материальных объектов и их сущностные характеристики не зависят от выбора наблюдателем системы отсчета.

**2. Принцип конкретности истины** («истина всегда конкретна»). Этот методологический принцип утверждает, что любая естественнонаучная теория является ограниченной, образно говоря, «в пространстве и во времени».

- Во-первых, любая научная теория всегда имеет **границы своей применимости**. За пределами этих границ она вместо объективных предсказаний дает ошибочные, ложные, т.е. вводит в заблуждение. Экстраполяцию результатов необходимо проводить с осторожностью.
- Во вторых, любая естественнонаучная теория всегда **ограничена во времени**. Она, как ступенька познания, сменяет *предшествующую* теорию, сохраняя из нее все самое ценное, и пополняет наши знания. По мере дальнейшего накопления знаний происходит качественный скачок и другая, еще более совершенная теория, придет ей на смену. Иногда при смене теорий старая теория может отбрасываться как заблуждение (теория флогистона, теория Птолемея, теория теплорода и другие).

**3. Принцип связи теории и эксперимента.** Этот общенаучный принцип всегда отрывают от философии и считают его сугубо научным. Подобное явление происходит по той простой причине, что само целевое назначение научной теории – дать правильное описание и объяснение явлениям, существующим в области применимости теории. Игнорирование этого принципа уже давно бы превратило науку в Средневековую схоластику. В этом смысле критериальный принцип соответствия предсказаний теории и результатов эксперимента совершенно *равноправен* по отношению к другим критериальным принципам.

Следует заметить, что у этого принципа есть своя особенность, которая отличает его от других. Эксперимент есть не только оселок для проверки теории. Только он доставляет нам **новую информацию эмпирического** содержания, относящуюся к *данной предметной области*. К физическому эксперименту предъявляются такие известные требования как **воспроизводимость и повторяемость**. Экспериментальные результаты, удовлетворяющие упомянутым требованиям, являются **первичными** по отношению к их интерпретации, поскольку интерпретация может содержать ошибки. Ошибочность интерпретации не повод для игнорирования результатов экспериментальных исследований.

**4. Принцип логической непротиворечивости.** Отношение к формальной логике у нас в стране не было однозначным. В тридцатые годы формальная логика как предмет отвергалась у нас многими философами, а ее роль отводилась диалектической логике. В 60-е годы известный советский философ П.В. Копнин (видимо, под влиянием парадоксов СТО и корпускулярно-волнового дуализма) высказывал точку зрения, что формальная логика **не может включаться в область научного познания**, поскольку она потеряла свое значение как основа философского метода, а ее законы не могут служить универсальным методом познания явлений. Были философы и с другими мнениями, считавшие, что формальная логика в «снятом» виде входит в диалектическую логику. Все это проблемы становления. Логика всегда будет одним из **главных** критериев.

Формальная логика выступает в разных качествах:

- 1) как самостоятельная область знания;
- 2) как метод (исторический + логический);
- 3) как критерий (логическая непротиворечивость знания) и др.

Как мы видим, своеобразие логики в том, что она имеет не только стандартную научную структуру, но, в отличие от других дисциплин, обладает **своей внутренней критериальной системой**. Без нее логика, как самостоятельная дисциплина, не могла состояться, а без логики не смогли бы состояться другие науки, как, например, математика. Логика в ее прикладной форме неустранима из любой объективной научной теории точно так же, как неустраним принцип причинности, с которым она связана.

**5. Принцип причинности [7].** Как и принцип логической непротиворечивости, принцип причинности является следствием принципа взаимной связи и взаимной обусловленности явлений материального мира. Исследования, проведенные в [7], показали, что в настоящее время существуют две модели причинности: *эволюционная* и *диалектическая*.

**Диалектическая модель.** Универсальной *причиной* в этой модели выступает **взаимодействие**. *Следствием* взаимодействия является **изменение состояний** взаимодействующих объектов. Изменение состояния *любого* из взаимодействующих объектов представляет собой *частное следствие* (рис. 11.2).

Диалектическая модель получила свое название от своего подобия диалектическому закону *единства и борьбы противоположностей*. Это действительно имеет место, если мы примем, что:

- «борьба противоположностей» есть **взаимодействие**;
- «развитие» есть **изменение состояний** взаимодействующих объектов;
- «противоположности» есть **взаимоисключающие тенденции** объектов;
- «единство» есть **взаимная связь** объектов.

то получим диалектический закон единства и борьбы противоположностей.

**Эволюционная модель.** Из последовательности взаимодействий складываются простейшие причинно-следственные цепочки. Подобные простейшие цепочки несложно анализировать, используя диалектическую модель причинности. Однако в более сложных случаях использование этой модели затруднительно. Причина в том, что в сложных причинно-следственных сетях причинные цепочки многократно ветвятся и пересекаются. Такое положение имеет место в сложных системах (кибернетические, биологические и другие).

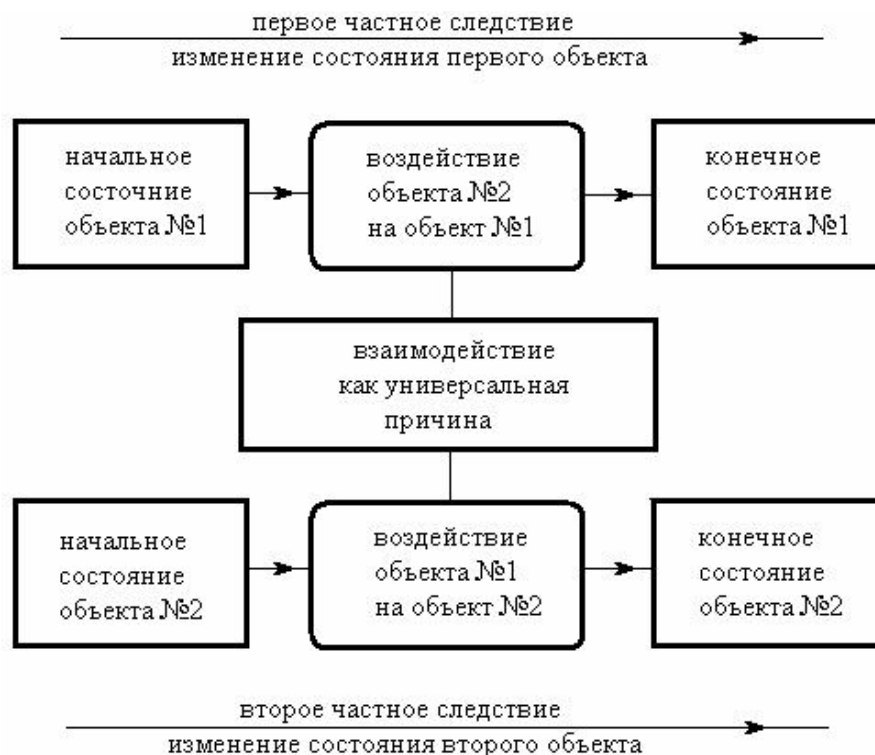


Рис. 11.2 Структурная (диалектическая) модель причинности

Помимо этого, нас часто интересует не вся «история» процесса, а начальное воздействие и конечная реакция на это воздействие. В таких случаях детализация и анализ всех внутренних процессов оказывается громоздким, технически трудоемким, избыточным. Здесь не только удобно, но и необходимо использовать эволюционную модель причинности.

В эволюционной модели основное внимание уделяется не взаимодействию (таких взаимодействий в сложной системе может быть сколь угодно много), а последовательности событий или явлений, обусловленных друг другом. Поэтому содержание понятий «причина» и «следствие» радикально меняется. **Причиной** становится явление, начинающее причинную сеть, а явление, замыкающее причинную сеть, называется *следствием*.

После краткого описания двух моделей можно добавить следующее. Для физики, которая имеет дело главным образом с взаимодействиями, должна широко использоваться **диалектическая** модель причинности. Использование *эволюционной* модели для анализа взаимодействий неизбежно приводит к гносеологическим ошибкам и противоречиям.

Видимо, по этой причине не редки негативные высказывания (по преимуществу позитивистов) в адрес причинности и требования индетерминистского описания взамен причинного. Однако *принцип причинности* был и останется одним из **важнейших критериальных принципов** материалистической теории познания объективной истины.

**6. Принцип соответствия.** Этот принцип является реализацией принципа конкретности истины. Принцип соответствия достаточно широко дискутировался в советской философской литературе. Н. Бор, который ввел этот принцип, дал ему довольно расплывчатую формулировку. Если на смену старой объективной теории приходит новая, более общая объективная теория, то старая не устраняется как нечто ложное, а сохраняется как частный случай. В советской философии она имеет следующее содержание

Математический аппарат (фундаментальные уравнения) новой теории, содержащей некоторый характеристический параметр, значения которого различны для этих теорий, при надлежащем выборе параметра асимптотически переходит в математический аппарат старой теории.

Мы не отрицаем, что «математические аппараты» двух теорий должны иметь взаимную и однозначную связь. Это очевидно. Однако физика это не абстрактные математические уравнения. Должно сохраняться **концептуальное** содержание в сопоставляемых физических моделях и сохраняться **концептуальная связь** между частно-научными категориями. Именно эта связь позволяет научной теории выполнять две таких важных функции как *описание и объяснение*.

**7. Принцип неуничтожимости материи и форм ее движения.** Этот принцип находит свое прямое подтверждение в законах сохранения. Там, где эти законы нарушаются, следует искать либо ошибку, либо новые, более общие формулировки законов сохранения, новые переходы одних форм движения в другие от одних материальных объектов к другим.

### Краткое заключение

Итак, мы дали описание некоторых критериальных принципов материалистической теории познания объективной (научной) истины. Опираясь на них, можно избежать появления досадных гносеологических ошибок в физических теориях.

Необходимо идти дальше. Но прежде, чем говорить об изменениях в квантовых теориях и теории тяготения, нужно внести исправления и соответствующие изменения в эти теории, устранив в них ошибки, порожденные ошибками современной электродинамики. Уже в настоящее время настоящим ученым предстоит большая и интересная работа.

Остается ждать реакции РАН на наше исследование.

### Источники информации:

1. В.А. Кулигин Практика – критерий истины (*саркастическое эссе*). <http://propaganda-journal.net/1712.html>
2. Э.П. Кругляков Подавление научного инакомыслия? Нет, наведение порядка! <http://www.membrana.ru/articles/readers/2002/04/04/185000.html>
3. В.А. Кулигин. Науке нужна хорошая теория познания, а не пугало в лице "Комиссии по борьбе". <http://www.membrana.ru/articles/readers/2002/04/08/235800.html>. <http://www.nihononline.ru/index-57.htm>
4. Википедия. [http://ru.wikipedia.org/wiki/Комиссия\\_по\\_борьбе\\_с\\_лженаукой](http://ru.wikipedia.org/wiki/Комиссия_по_борьбе_с_лженаукой)
5. Ф.М. Мостепаненко Методологические и философские проблемы современной физики. – Л.: ЛГУ, 1977.
6. В.А. Кулигин, Г.А. Кулигина, М.В. Корнева. Физика и философия физики. <http://n-t.ru/tp/ns/fff.htm>
7. В.А. Кулигин Причинность и взаимодействие в физике. // Детерминизм и современная физика. Воронеж, ВГУ, 1986. <http://n-t.ru/tp/ns/pvf.htm>

