

2005 выпуск №1



ДОКЛАДЫ
НЕЗАВИСИМЫХ
АВТОРОВ

Периодическое многопрофильное научно-техническое издание

▶ **Математика**

▶ **Необъясненное**
факты и гипотезы

▶ **Строительство**

▶ **Физика**

▶ **Химия**

▶ **Электротехника**

Доклады Независимых Авторов

Периодическое многопрофильное научно-техническое издание

Выпуск №1

Математика

Необъясненное: факты и гипотезы

Строительство

Физика

Химия

Электротехника

Россия - Израиль
2005

The Papers of independent Authors

(in Russian)

Russia - Israel
2005

Copyright © 2005 by Publisher “DNA”

Все права (авторские и коммерческие) на отдельные статьи принадлежат авторам этих статей. Права на журнал в целом принадлежат издательству «DNA».

All right reserved. No portion of this book may be reproduced or transmitted in any form or by any means, electronic or mechanical, without written permission of Publisher and Authors.

Дизайн – Дубсон И.С.

Техническое редактирование - Хмельник С.И., Дубсон И.С.

Отправлено в печать 7 мая 2005 г.

Напечатано в США, Lulu Inc., каталожный № 124173

ISBN 1-4116-3209-5

Сайт со сведениями для автора - <http://dna.izdatelstwo.com>

Контактная информация - publisher-dna@hotmail.com

Факс: +972-3-9471301

Адрес: POB 15302, Benev-Ayish, Israel, 79845

Форма ссылки: *Автор. Статья*, «Доклады независимых авторов», изд. «DNA», Россия-Израиль, 2005, вып. 1.

От издателя

"Доклады независимых авторов" - многопрофильный научно-технический печатный журнал на русском языке. Журнал принимает статьи к публикации из России, стран СНГ, Израиля, США, Канады и других стран. При этом соблюдаются следующие правила:

- 1) статьи не рецензируются и издательство не отвечает за содержание и стиль публикаций,
- 2) автор оплачивает публикацию,
- 3) журнал регистрируется в международном классификаторе книг ISBN, передается и регистрируется в основных библиотеках России, библиотеке Конгресса США, национальной и университетской библиотеке Израиля,
- 4) приоритет и авторские права автора статьи обеспечиваются регистрацией журнала в ISBN,
- 5) коммерческие права автора статьи сохраняются за автором,
- 6) журнал издается в США,
- 7) журнал продается в интернете и в тех магазинах, которые решат его приобрести, пользуясь указанным международным классификатором.

Этот журнал - для тех авторов, которые уверены в себе и не нуждаются в одобрении рецензента. Нас часто упрекают в том, что статьи не рецензируются. Но институт рецензирования не является идеальным фильтром - пропускает неудачные статьи и задерживает оригинальные работы. Не анализируя многочисленные причины этого, заметим только, что, если плохие статьи может отфильтровать сам читатель, то выдающиеся идеи могут остаться неизвестными. Поэтому мы - за то, чтобы ученые и инженеры имели право (подобно писателям и художникам) публиковаться без рецензирования и не тратить годы на "пробивание" своих идей. Как выразился французский министр культуры Renaud Donnedieu de Vabres, "мы только хотим, чтобы все люди имели возможность распространять влияние своих собственных талантов".

Хмельник С.И.

Содержание

Математика \ 6

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Полисистемный метод решения неоднородной системы линейных алгебраических уравнений \ 6

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Признаки делимости целых и рациональных чисел \ 33

Необъясненное: факты и гипотезы \ 37

Филипенко Г.Г. (*Белоруссия*). О расшифровке серий Штермера \ 37

Шендеров В.И. (*Россия*). Тектонические катастрофы - мифы и реальность \ 40

Строительство \ 63

Бененсон Е.Б. (*Израиль*). Новая конструкция теплопроводов для тепловых сетей городов и посёлков \ 63

Физика \ 74

Купряев Н.В. (*Россия*). К вопросу о сезонном ходе анизотропии тепловых нейтронов вблизи поверхности земли \ 74

Купряев Н.В. (*Россия*). К статье Г.Б. Малыкина “О возможности экспериментальной проверки второго постулата специальной теории относительности” \ 78

Купряев Н.В. (*Россия*). Критические замечания по книге А.А. Логунова “Анри Пуанкаре и теория относительности” \ 83

Купряев Н.В. (*Россия*). Критические замечания по учебнику О.Е. Акимова “Естествознание. Курс лекций” \ 87

Купряев Н.В. (*Россия*). Критические замечания к статье Г.Б. Малыкина “Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения” \ 94

Купряев Н.В. (*Россия*). Метрика “ускоренной” системы координат в СТО \ 104

Купряев Н.В. (*Россия*). О противоречии, возникающем при релятивистском описании волны де Бройля \ 111

Купряев Н.В. (*Россия*). Опыт Майкельсона-Морли и классическая механика \ 115

Купряев Н.В. (*Россия*). Удовлетворяет ли преобразование Лоренца принципу соответствия? \ 119

Купряев Н.В. (*Россия*). Удовлетворяет ли релятивистское преобразование импульса принципу соответствия? \ 122

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Объяснение аберрации света, световых и электромагнитных опытов по обнаружению “эфирного ветра” с единой точки зрения \ 126

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Природа и идентификация резонансов \ 141

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Теория оптических эфирных опытов \ 145

Химия \ 172

Филипенко Г.Г. (*Белоруссия*). Модель ядра атома и таблица элементов \ 172

Филипенко Г.Г. (*Белоруссия*). К вопросу о металлической связи в плотнейших упаковках химических элементов \ 174

Электротехника \ 185

Недосекин Ю.А. (*Россия*). Двухпроводная электрическая линия с произвольными параметрами \ 185

Хмельник С.И. (*Израиль*). О вариационном принципе экстремума в электромеханических системах \ 188

Хмельник С.И. (*Израиль*). Вариационный принцип экстремума для электрических линий и плоскостей \ 213

Об авторах \ 220

Недосекин Ю.А.

Полисистемный метод решения неоднородной системы линейных алгебраических уравнений

Аннотация

Предложен новый метод решения неоднородной системы линейных алгебраических уравнений

$\sum_{j=1}^n a_{ij} x_j = b_i$, $i = 1, 2, \dots, n$ с невырожденной матрицей

$A = [a_{ij}]$. Сущность метода состоит в последовательном увеличении количества предыдущих систем уравнений на одну, в каждой из которых количество неизвестных на одно меньше, чем в предыдущих системах. Результатом этого процесса являются рекуррентные формулы, по которым находят решение исходной системы уравнений. Метод применяется для систем уравнений с произвольной невырожденной матрицей A любого порядка, поскольку при решении преобразование матрицы не производится и на каждом этапе обратного хода используются элементы a_{ij} только одной строки. Для матриц специального вида (трехдиагональные, ленточные, большие разреженные и любые другие, на строках которых ненулевые элементы a_{ij} расположены компактными группами) их структура учитывается указанием интервалов изменения номера j элементов a_{ij} в этих группах i -й строки. В этом случае количество производимых арифметических операций резко уменьшается. Количество всех умножений и делений при решении системы уравнений данным методом точно совпадает с таким же количеством этих действий при использовании метода Гаусса. Относительная погрешность решения системы уравнений при этом, как минимум, в $f(n)$ раз меньше, чем в существующих методах.

Содержание

1. Полисистемный метод
 - 1.1. Вывод формул
 - 1.2. Обоснование метода.
 - 1.3. Подсчет количества переменных и действий.
 - 1.4. Реализация метода.
 2. Решение системы уравнений с несколькими правыми частями. Обращение матрицы. Итерационное уточнение
 - 2.1. Общая часть вычислений.
 - 2.2. Решение системы уравнений с несколькими правыми частями.
 - 2.3. Обращение матрицы.
 - 2.4. Итерационное уточнение.
 3. Влияние ошибок округления на точность решения
- Литература

1. Полисистемный метод

Метод применяется для решения системы уравнений

$$\sum_{j=1}^n a_{ij} x_j = b_i \quad , \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (1.01)$$

с невырожденной матрицей $A=[a_{ij}]$.

Сущность метода состоит в последовательном увеличении количества предыдущих систем уравнений на одну, в каждой из которых количество неизвестных на одно меньше, чем в предыдущих системах. Этот процесс продолжаем до получения n уравнений с одним неизвестным. Каждая из полученных таким способом систем имеет свои собственные неизвестные. Для системы уравнений n -го порядка будет $(n-1)$ этапов преобразований, на каждом из которых количество систем уравнений увеличивается на одну и неизвестные этих систем выражаются через новые неизвестные по определенному закону. Правые части этих систем состоят из элементов укороченных столбцов матрицы A и укороченного столбца свободных членов. Новые неизвестные обозначаем символом $v_i^{(n-k)j}$, где нижний индекс i является номером неизвестного в системе уравнений; $(n-k)$ – номер этапа преобразований (n – порядок исходной системы уравнений, k – номер этапа получения решения при обратном ходе);

j – номер укороченного столбца матрицы A , элементы которого, взятые с противоположным знаком, находятся в правой части одной из полученных систем. Столбец из свободных членов исходной

системы уравнений имеет номер $j=0$. После получения n уравнений с одним неизвестным совершаем обратный ход для последовательного решения всех образовавшихся систем уравнений до получения решения x_j исходной системы уравнений (1.01). Однако непосредственного решения всех этих систем и их записи производить не будем, так как используемый закон преобразования переменных $v_i^{(n-k)j}$ позволяет получить рекуррентные формулы их последовательного вычисления. При решении конкретной системы уравнений прямой ход не производится, т.к. вычисления осуществляются по готовым формулам. Метод применяется для систем уравнений с произвольной невырожденной матрицей A любого порядка, поскольку преобразование матрицы не производится и на каждом этапе обратного хода используются элементы a_{ij} только одной строки. Для матриц специального вида (трехдиагональные, ленточные, большие разреженные и любые другие, на строках которых ненулевые элементы a_{ij} расположены компактными группами) их структура учитывается указанием интервалов изменения номера j элементов a_{ij} в этих группах i -й строки. В этом случае количество производимых арифметических операций резко уменьшается.

Получим сначала формулы для решения системы уравнений 4-го порядка с последующим их обобщением на случай системы n -го порядка.

1.1. Вывод формул. Рассмотрим систему из четырех уравнений

$$\begin{aligned} a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + a_{14}x_4 &= b_1, \\ a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + a_{24}x_4 &= b_2, \\ a_{31}x_1 + a_{32}x_2 + a_{33}x_3 + a_{34}x_4 &= b_3, \\ a_{41}x_1 + a_{42}x_2 + a_{43}x_3 + a_{44}x_4 &= b_4. \end{aligned} \quad (1.02)$$

В соответствии с введенными выше обозначениями запишем

$$x_1 = v_1^{00}, \quad x_2 = v_2^{00}, \quad x_3 = v_3^{00}, \quad x_4 = v_4^{00}. \quad (1.03)$$

1-й этап преобразований.

$$\begin{aligned} x_2 = v_2^{00} &= v_1^{11}x_1 + v_1^{10}, \\ x_3 = v_3^{00} &= v_2^{11}x_1 + v_2^{10}, \\ x_4 = v_4^{00} &= v_3^{11}x_1 + v_3^{10}. \end{aligned} \quad (1.04)$$

Преобразование (1.04) подставим в систему (1.02), из первого уравнения которой выразим

$$x_1 = v_1^{00} = \frac{b_1 - (a_{12}v_1^{10} + a_{13}v_2^{10} + a_{14}v_3^{10})}{a_{11} + a_{12}v_1^{11} + a_{13}v_2^{11} + a_{14}v_3^{11}}, \quad (1.05)$$

а в оставшихся уравнениях коэффициенты при x_1 приравняем нулю; в результате получим две системы уравнений

$$\begin{aligned} a_{22}v_1^{11} + a_{23}v_2^{11} + a_{24}v_3^{11} &= -a_{21}, \\ a_{32}v_1^{11} + a_{33}v_2^{11} + a_{34}v_3^{11} &= -a_{31}, \\ a_{42}v_1^{11} + a_{43}v_2^{11} + a_{44}v_3^{11} &= -a_{41}. \end{aligned} \quad (1.06)$$

$$\begin{aligned} a_{22}v_1^{10} + a_{23}v_2^{10} + a_{24}v_3^{10} &= b_2, \\ a_{32}v_1^{10} + a_{33}v_2^{10} + a_{34}v_3^{10} &= b_3, \\ a_{42}v_1^{10} + a_{43}v_2^{10} + a_{44}v_3^{10} &= b_4. \end{aligned} \quad (1.07)$$

2-й этап преобразований.

Для системы (1.06):

$$\begin{aligned} v_2^{11} &= v_1^{22}v_1^{11} + v_1^{21}, \\ v_3^{11} &= v_2^{22}v_1^{11} + v_2^{21}. \end{aligned} \quad (1.08)$$

Для системы (1.07):

$$\begin{aligned} v_2^{10} &= v_1^{22}v_1^{10} + v_1^{20}, \\ v_3^{10} &= v_2^{22}v_1^{10} + v_2^{20}. \end{aligned} \quad (1.09)$$

Преобразование (1.08) подставим в систему (1.06), а преобразование (1.09) – в систему (1.07). Из первых уравнений этих систем выразим

$$v_1^{11} = \frac{-a_{21} - (a_{23}v_1^{21} + a_{24}v_2^{21})}{a_{22} + a_{23}v_1^{22} + a_{24}v_2^{22}}, \quad (1.10)$$

$$v_1^{10} = \frac{b_2 - (a_{23}v_1^{20} + a_{24}v_2^{20})}{a_{22} + a_{23}v_1^{22} + a_{24}v_2^{22}}, \quad (1.11)$$

в оставшихся уравнениях систем коэффициенты при v_1^{11} и v_1^{10} соответственно приравняем нулю; в результате получим три системы уравнений

$$\begin{aligned} a_{33}v_1^{22} + a_{34}v_2^{22} &= -a_{32}, \\ a_{43}v_1^{22} + a_{44}v_2^{22} &= -a_{42}. \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} a_{33}v_1^{21} + a_{34}v_2^{21} &= -a_{31}, \\ a_{43}v_1^{21} + a_{44}v_2^{21} &= -a_{41}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

$$\begin{aligned} a_{33}v_1^{20} + a_{34}v_2^{20} &= b_3, \\ a_{43}v_1^{20} + a_{44}v_2^{20} &= b_4. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Как видно из (1.06), (1.07) и (1.12) – (1.14) матрицы левых частей систем уравнений для каждого этапа преобразований одинаковы. Приравнивание нулю коэффициентов при v_1^{11} и v_1^{10} в системах (1.06) и (1.07) приводит к одной и той же системе (1.12).

3-й этап преобразований.

$$\text{Для системы (1.12): } v_2^{22} = v_1^{33}v_1^{22} + v_1^{32}, \quad (1.15)$$

$$\text{для системы (1.13): } v_2^{21} = v_1^{33}v_1^{21} + v_1^{31}, \quad (1.16)$$

$$\text{для системы (1.14): } v_2^{20} = v_1^{33}v_1^{20} + v_1^{30}. \quad (1.17)$$

Преобразования (1.15) – (1.17) подставим соответственно в системы (1.12) – (1.14), из первых уравнений которых выразим

$$v_1^{22} = \frac{-a_{32} - a_{34}v_1^{32}}{a_{33} + a_{34}v_1^{33}}, \quad (1.18)$$

$$v_1^{21} = \frac{-a_{31} - a_{34}v_1^{31}}{a_{33} + a_{34}v_1^{33}}, \quad (1.19)$$

$$v_1^{20} = \frac{b_3 - a_{34}v_1^{30}}{a_{33} + a_{34}v_1^{33}}, \quad (1.20)$$

в оставшихся уравнениях этих систем коэффициенты при v_1^{22} , v_1^{21} , v_1^{20} приравниваем нулю; в результате получим четыре уравнения с одним неизвестным

$$a_{44}v_1^{33} = -a_{43}, \quad v_1^{33} = -\frac{a_{43}}{a_{44}}, \quad (1.21)$$

$$a_{44}v_1^{32} = -a_{42}, \quad v_1^{32} = -\frac{a_{42}}{a_{44}}, \quad (1.22)$$

$$a_{44}v_1^{31} = -a_{41}, \quad v_1^{31} = -\frac{a_{41}}{a_{44}}, \quad (1.23)$$

$$a_{44}v_1^{30} = b_4, \quad v_1^{30} = \frac{b_4}{a_{44}}. \quad (1.24)$$

Используя полученные решения (1.21) – (1.24) и подставляя их последовательно в предыдущие переменные $v_i^{(n-k)j}$, получим

решение исходной системы (1.02). Осуществим обратный ход, номер этапов которого обозначим индексом $k = 1, 2, 3, 4$. Для каждого этапа преобразований, начиная с последнего, получим общие формулы решения соответствующих систем. Введем обозначение $b_i = -a_{i0}$, $i = 1, 2, 3, 4$.

Этап 1, $k=1$. Из выражений (1.21) – (1.24) следует

$$v_1^{3j} = -\frac{a_{4j}}{a_{44}}, \quad j = 0, 1, 2, 3. \tag{1.25}$$

Этап 2, $k=2$. Из выражений (1.18) – (1.20) следует

$$v_1^{2j} = -\frac{a_{3j} + a_{34}v_1^{3j}}{a_{33} + a_{34}v_1^{33}}, \quad j = 0, 1, 2; \tag{1.26}$$

из преобразований (1.15) – (1.17) следует

$$v_2^{2j} = v_1^{33}v_1^{2j} + v_1^{3j}, \quad j = 0, 1, 2. \tag{1.27}$$

Этап 3, $k=3$. Из выражений (1.10), (1.11) следует

$$v_1^{1j} = -\frac{a_{2j} + a_{23}v_1^{2j} + a_{24}v_2^{2j}}{a_{22} + a_{23}v_1^{22} + a_{24}v_2^{22}}, \quad j = 0, 1; \tag{1.28}$$

из преобразований (1.08), (1.09) следует

$$\begin{aligned} v_2^{1j} &= v_1^{22}v_1^{1j} + v_1^{2j}, \\ v_3^{1j} &= v_2^{22}v_1^{1j} + v_2^{2j}. \end{aligned} \quad j=0, 1 \tag{1.29}$$

Этап 4, $k=4$. Из выражения (1.05) и преобразований (1.04) следует

$$x_1 = v_1^{0j} = -\frac{a_{1j} + a_{12}v_1^{1j} + a_{13}v_2^{1j} + a_{14}v_3^{1j}}{a_{11} + a_{12}v_1^{11} + a_{13}v_2^{11} + a_{14}v_3^{11}}, \quad j = 0; \tag{1.30}$$

$$\begin{aligned} x_2 &= v_2^{0j} = v_1^{11}v_1^{0j} + v_1^{1j}, \\ x_3 &= v_3^{0j} = v_2^{11}v_1^{0j} + v_2^{1j}, \quad j = 0 \\ x_4 &= v_4^{0j} = v_3^{11}v_1^{0j} + v_3^{1j}. \end{aligned} \tag{1.31}$$

Формулы (1.30), (1.31) дают решение системы (1.02). Формулы всех этапов обратного хода объединим в общие формулы. Из формул (1.25), (1.26), (1.28), (1.30) получим

$$v_1^{(4-k)j} = -\frac{a_{(5-k)j} + \sum_m a_{(5-k)m} v_m^{(5-k)j}}{a_{(5-k)(5-k)} + \sum_m a_{(5-k)m} v_m^{(5-k)(5-k)}}, \tag{1.32}$$

где $k = 1, 2, 3, 4$; $j = 0, 1, \dots, (4 - k)$; $m = (6 - k), (6 - k + 1), \dots, 4$; при $k = 1 \sum_m = 0$.

Из формул (1.27), (1.29), (1.31) получим

$$v_i^{(4-k)j} = v_{i-1}^{(5-k)(5-k)} v_1^{(4-k)j} + v_{i-1}^{(5-k)j}, \quad (1.33)$$

$k = 2, 3, 4$; $j = 0, 1, \dots, (4 - k)$; $i = 2, 3, \dots, k$.

Из формул (1.30) и (1.31) получим решение системы (1.02)

$$x_i = v_i^{00}, \quad i = 1, 2, 3, 4.$$

Заменяя в формулах (1.32), (1.33) числа (индексы) $4 \rightarrow n$, $5 \rightarrow n+1$, $6 \rightarrow n+2$, получим формулы для решения системы n -го порядка (1.01)

$$v_1^{(n-k)j} = -\frac{\delta_{(n+1-k)j}}{\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}}, \quad k = 1, 2, \dots, n; \quad j = 0, 1, 2, \dots, (n - k) \quad (1.34)$$

$$\delta_{(n+1-k)j} = a_{(n+1-k)j} + \sum_m a_{(n+1-k)m} v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)j}, \quad k = 1, 2, \dots, n; \quad (1.35)$$

$j = 0, 1, 2, \dots, (n+1-k)$; $m = (n+2-k), \dots, n$; при $k = 1 \sum_m = 0$;

$$a_{(n+1-k)0} = -b_{(n+1-k)}. \\ v_i^{(n-k)j} = v_{i-1}^{(n+1-k)(n+1-k)} v_1^{(n-k)j} + v_{i-1}^{(n+1-k)j}, \quad (1.36)$$

$k = 2, 3, \dots, n$; $j = 0, 1, 2, \dots, (n - k)$; $i = 2, 3, \dots, k$.

Из формул (1.34) и (1.36) для $k = n$ получим $x_i = v_i^{00}$, $i = 1, 2, \dots, n$

1.2. Обоснование метода. Решение системы (1.01), определяемое формулами (1.34) – (1.36), можно записать по формулам Крамера для соответствующих систем уравнений. Запишем системы уравнений, полученные на каждом этапе преобразований по возрастанию номера k , и их решения. Структура этих систем определяется, полученными в предыдущем пункте, системами (1.02), (1.06), (1.07), (1.12) – (1.14), (1.21) – (1.24) при их обобщении на случай системы (1.01).

$k = 1$.

$$a_m v_1^{(n-1)j} = -a_{mj}, \quad j = 0, 1, 2, \dots, (n - 1) \\ v_1^{(n-1)j} = -\frac{\Delta_{1n}^j}{\Delta_1}, \quad (1.37)$$

– угловой минор k -го порядка; $\Delta_{k(n-k+1)}^j, \Delta_{k(n-k+2)}^j, \dots, \Delta_{kn}^j$ – миноры, получаемые из минора Δ_k заменой в нем элементов $(n-k+1), (n-k+2), \dots, n$ -го столбцов на элементы j -го столбца соответственно. Формулы (1.37) – (1.39) объединяем в общую формулу

$$v_i^{(n-k)j} = -\frac{\Delta_{k(n-k+i)}^j}{\Delta_k}, \quad k = 1, 2, \dots, n; \quad (1.40)$$

$$j = 0, 1, 2, \dots, (n-k); \quad i = 1, 2, \dots, k.$$

В формулах (1.34) и (1.40) знаменатели не должны равняться нулю. Определим вид знаменателя $\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ в (1.34) через коэффициенты a_{ij} системы (1.01). Из формулы (1.35) для $j = n+1-k$ получим

$$\delta_{(n+1-k)(n+1-k)} = a_{(n+1-k)(n+1-k)} + \sum_m a_{(n+1-k)m} v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)(n+1-k)}, \quad (1.41)$$

$$k = 1, 2, \dots, n; \quad m = (n+2-k), \dots, n; \quad \text{при } k = 1 \quad \sum_m = 0;$$

значения $v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)(n+1-k)}$ определяем по формуле (1.40). Выпишем значения $\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ по возрастанию номера k .

$$k = 1, \quad \delta_m = a_m = \Delta_1. \quad (1.42)$$

$$k = 2, \quad \delta_{(n-1)(n-1)} = a_{(n-1)(n-1)} + a_{(n-1)n} v_1^{(n-1)(n-1)},$$

$$\text{где } v_1^{(n-1)(n-1)} = -\frac{\Delta_{1n}^{n-1}}{\Delta_1} \text{ из (1.40) для } k = 1,$$

$$\delta_{(n-1)(n-1)} = \frac{a_{(n-1)(n-1)} \Delta_1 - a_{(n-1)n} \Delta_{1n}^{n-1}}{\Delta_1} = \frac{\Delta_2}{\Delta_1}. \quad (1.43)$$

$$k = 3, \quad \delta_{(n-2)(n-2)} = a_{(n-2)(n-2)} + a_{(n-2)(n-1)} v_1^{(n-2)(n-2)} + a_{(n-2)n} v_2^{(n-2)(n-2)},$$

$$\text{где } v_1^{(n-2)(n-2)} = -\frac{\Delta_{2(n-1)}^{n-2}}{\Delta_2}, \quad v_2^{(n-2)(n-2)} = -\frac{\Delta_{2n}^{n-2}}{\Delta_2} \text{ из (1.40) для } k = 2,$$

$$\delta_{(n-2)(n-2)} = \frac{1}{\Delta_2} \left(a_{(n-2)(n-2)} \Delta_2 - a_{(n-2)(n-1)} \Delta_{2(n-1)}^{n-2} - a_{(n-2)n} \Delta_{2n}^{n-2} \right) = \frac{\Delta_3}{\Delta_2}. \quad (1.44)$$

Из полученных выражений (1.42) – (1.44) следует общая формула для произвольного номера k

$$\delta_{(n+1-k)(n+1-k)} = \frac{\Delta_k}{\Delta_{k-1}}, \quad k = 1, 2, \dots, n; \quad \text{для } k = 1 \quad \Delta_0 = 1. \quad (1.45)$$

Из выражений (1.45) составим произведение

$$\delta_{nn}\delta_{(n-1)(n-1)}\dots\delta_{11} = \frac{\Delta_1}{\Delta_0} \cdot \frac{\Delta_2}{\Delta_1} \cdot \frac{\Delta_3}{\Delta_2} \cdot \dots \cdot \frac{\Delta_n}{\Delta_{n-1}} = \Delta_n = \det A$$

отсюда с учетом возможных перестановок строк i и столбцов j при вычислении $\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ в процессе решения системы (1.01) получим

$$\det A = (-1)^{l_i+l_j} \prod_{i=1}^n \delta_{ii} \quad , \quad (1.46)$$

где l_i, l_j – количества перестановок строк и столбцов соответственно. Из (1.45) следует, что $\delta_{(n+1-k)(n+1-k)} \neq 0$ в (1.34), если $\Delta_k \neq 0$.

Выполнение для угловых миноров Δ_k условия $\Delta_k \neq 0$ ($k = 1, 2, \dots, n$) доказывается следующей теоремой.

Теорема. Если в невырожденной матрице A n -го порядка при $1 < k \leq n$ $\Delta_{k-1} \neq 0$, а $\Delta_k = 0$, то найдется столбец с номером $q > k$, при замене на который k -го столбца в Δ_k получим $\Delta_k \neq 0$.

Доказательство. Рассматриваемые угловые миноры Δ_k содержат в себе элемент a_{nn} , поэтому отсчет строк и столбцов в них будем производить с правого нижнего угла матрицы A . Номер строки $s = 1, 2, \dots, k$; номер столбца $p = 1, 2, \dots, k$; элементы матрицы $a_{n-s+1, n-p+1}$. Для $k = 1$ $\Delta_1 = a_{nn}$, $s = 1, p = 1$. Если $a_{nn} = 0$, то на строке s найдется элемент $a_{n, n-q+1} \neq 0$ ($q > k$), в противном случае все $a_{nj} = 0$ ($j = 1, 2, \dots, n$) и матрица A станет вырожденной, что противоречит условию теоремы. В матрице A поменяем местами столбцы с номерами p и q , в результате чего получим $\Delta_1 = a_{n, n-q+1} \neq 0$.

Если теорема справедлива, то можно образовать $\Delta_2 \neq 0$, т.к. $\Delta_1 \neq 0$ по только что доказанному, затем образуем $\Delta_3 \neq 0$ при $\Delta_2 \neq 0$ и т.д. В результате получим из каждого предыдущего минора $\Delta_{k-1} \neq 0$ следующий минор $\Delta_k \neq 0$ ($1 < k \leq n$). Поэтому при осуществлении обратного хода получения решения системы для каждого $k > 1$ имеем $\Delta_{k-1} \neq 0$.

Пусть $\Delta_k = 0$ ($k > 1$), тогда, умножая элементы строк $s = 1, 2, \dots, k-1$ матрицы A на некоторый множитель и складывая их с соответствующими элементами строк $s = k$ и при необходимости переставляя столбцы $p = 1, 2, \dots, k-1$ в матрице A , на строке $s = k$

можно получить элементы:
 $a_{n-k+1, n-p+1} = 0$, $p = 1, 2, \dots, k-1$; $a_{n-k+1, n-k+1} = 0$, если $\Delta_k = 0$ и
 $a_{n-k+1, n-k+1} \neq 0$, если $\Delta_k \neq 0$. В нашем случае $a_{n-k+1, n-k+1} = 0$, тогда
 на строке $s = k$ найдется элемент $a_{n-k+1, n-q+1} \neq 0$ ($q > k$), в
 противном случае все элементы $a_{n-k+1, j} = 0$ ($j = 1, 2, \dots, n$) и
 матрица A станет вырожденной, что противоречит условию
 теоремы. Поменяв в матрице A местами k -й и q -й столбцы, получим
 $\Delta_k \neq 0$ и теорема доказана.

Доказанная теорема обосновывает использование формул (1.34) – (1.36).

1.3. Подсчет количества переменных и действий.

Подсчитаем сначала количество всех переменных $v_i^{(n-k)j}$ и их количество для каждого номера k , получаемых в процессе решения. При помощи описанных выше преобразований количество образуемых систем, начиная с одной (исходной), при каждом последующем преобразовании увеличивается на одну, а количество переменных в каждой из этих систем уменьшается на одну. Исходя из этого, составим таблицу.

Номер k	n	$n-1$	$n-2$	1
Количество систем	1	2	3	n
Количество переменных в каждой системе	n	$n-1$	$n-2$	1

Отсюда находим количество всех переменных

$$\begin{aligned}
 N &= 1 \cdot n + 2(n-1) + 3(n-2) + \dots + n(n-(n-1)) = \\
 &= n(1+2+3+\dots+n) - (1 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + \dots + (n-1)n) = \\
 &= n \frac{(1+n)n}{2} - (1(1+1) + 2(2+1) + \dots + (n-1)((n-1)+1)) = \\
 &= \frac{n^2(1+n)}{2} - (1^2 + 2^2 + \dots + (n-1)^2) - (1+2+\dots+(n-1)) = \\
 &= \frac{n^2(1+n)}{2} - \frac{n-1}{6}(2(n-1)^2 + 3(n-1) + 1) - \frac{1}{2}((1+(n-1))(n-1)) = \\
 &= \frac{1}{2}(n^2 + n^3 - n^2 + n) - \frac{n-1}{6}(2n^2 - n) = \\
 &= \frac{1}{6}(3n^3 + 3n - 2n^3 + n^2 + 2n^2 - n) \quad ,
 \end{aligned}$$

$$N = \frac{1}{6}(n^3 + 3n^2 + 2n) \quad . \tag{1.47}$$

Количество переменных для каждого номера k

$$N_k = k(n+1-k) \quad , \tag{1.48}$$

т.к. в приведенной таблице номер k равен количеству переменных каждой системы для соответствующего этапа преобразований.

Количество всех умножений и делений, возникающих при использовании формул (1.34) – (1.36).

Для формулы (1.34).

- $k = 1$; $j = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$; $N = n$;
- $k = 2$; $j = 0, 1, 2, \dots, (n-2)$; $N = n-1$;
-
- $k = n$; $j = 0$; $N = 1$.

Количество всех делений

$$N_1 = n + (n-1) + \dots + 1 = \frac{1}{2}(n+1)n = \frac{1}{2}(n^2 + n) \quad .$$

Для формулы (1.35).

- $k = 1$; $\sum_m = 0$, $N = 0$;
- $k = 2$; $j = 0, 1, 2, \dots, (n-1)$; $m = n$; $N = n-1$;
- $k = 3$; $j = 0, 1, 2, \dots, (n-2)$; $m = (n-1), n$; $N = (n-1) \cdot 2$;
-
- $k = n$; $j = 0, 1$; $m = 2, 3, \dots, n$; $N = 2 \cdot (n-1)$.

Количество всех умножений $N_2 = n \cdot 1 + (n-1) \cdot 2 + \dots + 2 \cdot (n-1) =$

$$\begin{aligned}
 &= n(1 + 2 + \dots + (n-1)) - (1 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + \dots + (n-2)(n-1)) = \\
 &= \frac{n}{2}(1 + (n-1))(n-1) - \left(\begin{array}{l} 1 \cdot (1+1) + 2 \cdot (2+1) + \dots + \\ + (n-2)((n-2)+1) \end{array} \right) = \\
 &= \frac{1}{2}(n^3 - n^2) - (1^2 + 2^2 + \dots + (n-2)^2) - (1 + 2 + \dots + (n-2)) = \\
 &= \frac{1}{2}(n^3 - n^2) - \frac{1}{6}(n-2)(2(n-2)^2 + 3(n-2) + 1) - \\
 &\quad - \frac{1}{2}(1 + (n-2))(n-2) = \frac{1}{2}(n^3 - n^2 - n^2 + 3n - 2) - \\
 &\quad - \frac{1}{6}(n-2)(2n^2 - 5n + 3) = \frac{1}{6}(n^3 + 3n^2 - 4n) \quad .
 \end{aligned}$$

Для формулы (1.36).

$$k = 2; \quad j = 0, 1, 2, \dots, (n-2); \quad i = 2; \quad N = (n-1) \cdot 1;$$

$$k = 3; \quad j = 0, 1, 2, \dots, (n-3); \quad i = 2, 3; \quad N = (n-2) \cdot 2;$$

.....

$$k = n; \quad j = 0; \quad i = 2, 3, \dots, n; \quad N = 1 \cdot (n-1) \quad .$$

Количество всех умножений

$$\begin{aligned}
 N_3 &= (n-1) \cdot 1 + (n-2) \cdot 2 + \dots + 1 \cdot (n-1) = \\
 &= n(1 + 2 + \dots + (n-1)) - (1^2 + 2^2 + \dots + (n-1)^2) = \\
 &= \frac{n}{2}(1 + (n-1))(n-1) - \frac{(n-1)}{6}(2(n-1)^2 + 3(n-1) + 1) = \\
 &= \frac{1}{2}(n^3 - n^2) - \frac{1}{6}(2n^3 - n^2 - 2n^2 + n) = \frac{1}{6}(n^3 - n) \quad .
 \end{aligned}$$

Количество всех умножений и делений по формулам (1.34) – (1.36)

$$N = N_1 + N_2 + N_3 = \frac{1}{2}(n^2 + n) + \frac{1}{6}(n^3 + 3n^2 - 4n) + \frac{1}{6}(n^3 - n);$$

$$N = \frac{1}{3}(n^3 + 3n^2 - n) \quad , \tag{1.49}$$

которое точно совпадает с количеством таких действий при решении системы (1.01) методом Гаусса.

1.4. Реализация метода. Вычисления по формулам (1.34) – (1.36) осуществляем по возрастанию номера k . Для каждого k в вычислениях используются только элементы $(n+1-k)$ -й строки матрицы A совместно с соответствующим свободным членом

$a_{n+1-k, 0} = -b_{n+1-k}$ и значения $v_i^{(n-(k-1))j}$ ($k > 1$) предыдущего этапа вычислений для номера $(k-1)$. Поэтому всю матрицу A хранить в оперативной памяти ЭВМ не обязательно.

Количества вычисленных переменных для номеров k и $(k-1)$ определяем из (1.48):

$$Z_k = N_k + N_{k-1} = k(n+1-k) + (k-1)(n+1-(k-1)) = n(2k-1) - 2(k-1)^2. \tag{1.50}$$

Наибольшее количество переменных возникнет при $k = \frac{n}{2} + 1$, $Z_{\max} = \frac{n^2}{2} + n$, которые можно хранить либо в оперативной памяти вычислительной машины, либо часть переменных отправлять во внешнюю память. Значения $v_i^{(n-k)j}$ можно записывать в места, занимаемые $v_i^{(n-(k-1))j}$ и которые уже были использованы для счета. Значения $v_i^{(n-(k-1))j}$ ($k > 1$) можно подавать в оперативную память не все сразу, а необходимыми для вычислений группами, что для систем большого порядка позволит оптимально использовать оперативную память.

Вычисления по формуле (1.35) производим в режиме двойной точности. Для каждого k вычисления по этой формуле дают набор значений $\delta_{(n+1-k)j}$ ($j \neq 0$), из которых выбираем наибольшее по модулю. Если это максимальное значение $\delta_{(n+1-k)j}$ относится к $j = s$, $s < n+1-k$, то прежде чем приступить к дальнейшим вычислениям необходимо поменять друг на друга значения $\delta_{(n+1-k)s} \leftrightarrow \delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ и предыдущие значения $v_i^{(n-(k-1))s} \leftrightarrow v_i^{(n-(k-1))(n+1-k)}$ ($k > 1$) для всех i .

Если среди $|\delta_{(n+1-k)s}| = \max$ будет несколько одинаковых, то выбираем с большим номером s для определенности. Такую перестановку столбцов надо запомнить; обозначим ее символом $P_1(\mu_1 \nu_1)$, $\mu_1 > \nu_1$, $\mu_1 = n+1-k$, $\nu_1 = s$, – номера столбцов j , для которых произошла первая перестановка. В процессе вычислений по всем k возникнет некоторое количество l таких перестановок

$$P_1(\mu_1 \nu_1 | \mu_2 \nu_2 | \dots | \mu_l \nu_l), \tag{1.51}$$

поэтому для каждого значения $k > 1$ перед использованием элементов a_{ij} ($j = 1, 2, \dots, n$) $i = (n+1-k)$ -й строки надо произвести перестановки их значений последовательно по всем предыдущим

перестановкам (1.51), начиная с $P_1(\mu_1 \nu_1)$. Перестановками (1.51) воздействуем только на взятую из матрицы A строку, предназначенную для вычислений, в самой же матрице A элементы строк не переставляем. На последнем этапе вычислений ($k = n$) для $x_i = v_i^{00}$ ($i = 1, 2, \dots, n$) надо произвести перестановку (1.51) их значений по индексу i в обратном порядке

$$x = P_1(\mu_l \nu_l | \mu_{l-1} \nu_{l-1} | \dots | \mu_2 \nu_2 | \mu_1 \nu_1 |) v^{00}, \quad (1.52)$$

где $v^{00} = (v_1^{00}, v_2^{00}, \dots, v_n^{00})^T$, $x = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$ – искомое решение, μ_n , ν_n – значения i , $n = 1, 2, \dots, l$.

Выбор $|\delta_{(n+1-k)s}| = \max$ на каждом этапе вычислений можно расширить, если просчитать $\delta_{(n+1-k)j}$ ($j \neq 0$) для всех строк $t \leq n+1-k$ и выбрать из $|\delta_{ts}|$ ($s \leq n+1-k$) наибольшее. В каждом вновь вычисленном наборе δ_j ($j \neq 0$) по формуле (1.35) $|\delta_{ts}| = \max$ сравнивают с предыдущим максимальным значением $|\delta_{ts}|$ и сохраняют весь набор δ_j с наибольшим $|\delta_{ts}|$ и запоминанием номера строки t . Если после вычислений для всех t при фиксированном значении k окажется, что $|\delta_{ts}| = \max$ определился для строки $t < n+1-k$, то в матрице A надо поменять местами строки $t \leftrightarrow n+1-k$ вместе с соответствующими правыми частями системы уравнений. При этом перестановочную комбинацию строк (1.53) необходимо запомнить только для решения задачи обращения матрицы. Если в $|\delta_{ts}| = \max$, $s < n+1-k$, то необходимо поменять друг на друга значения $\delta_{(n+1-k)s} \leftrightarrow \delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ и предыдущие значения $v_i^{(n-(k-1))s} \leftrightarrow v_i^{(n-(k-1))(n+1-k)}$ ($k > 1$) для всех i . Выбор $|\delta_{ts}| = \max$ по всей матрице увеличит точность решения системы уравнений, однако потребует дополнительного числа умножений

$$N = (n-1)^2 \cdot 1 + (n-2)^2 \cdot 2 + \dots + (n-(n-1))^2 \cdot (n-1) = \frac{n^2(n^2-1)}{12}.$$

Для компьютера с достаточными оперативной памятью и быстродействием целесообразно использовать возможность такого выбора.

При перестановках элементов a_{ij} в строках матрицы A не нужно запоминать к каким неизвестным x_j они относятся, для этого

достаточно хранить в памяти вычислительной машины перестановочную комбинацию (1.51). Кроме перестановок столбцов, как будет показано ниже, возможны перестановки и строк матрицы A , которые обозначим аналогичным образом

$$P_{-}(\mu_1 \nu_1 | \mu_2 \nu_2 | \dots | \mu_i \nu_i |), \tag{1.53}$$

Если возникнет необходимость вычисления $\det A$, то это можно осуществить по формуле (1.46) в процессе вычислений, производя умножение каждого вновь получаемого значения $\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}$ на произведение всех предыдущих $\delta_{(n+1-s)(n+1-s)}$, $s = 1, 2, \dots, k-1$.

Введем понятие нормы i -й строки матрицы A

$$\|a\|_i = \sum_{j=1}^n |a_{ij}|. \tag{1.54}$$

Для некоторых систем уравнений точность вычислений x_j может быть увеличена, если переставить уравнения системы в порядке убывания их норм строк. Перестановку уравнений осуществляют до начала использования формул (1.34) – (1.36). При этом знать перестановочную комбинацию (1.53) для получения решения системы не нужно, т.к. она не изменяет порядок расположения x_j . Норма (1.54) характеризует структуру матрицы A , поскольку нормы ее строк могут либо сильно отличаться одна от другой, либо быть близкими.

2. Решение системы уравнений с несколькими правыми частями. Обращение матрицы. Итерационное уточнение

2.1. Общая часть вычислений. Для всех трех задач, указанных в заголовке параграфа, можно выписать общие формулы, когда правая часть системы уравнений не используется ($j = 0$). В этом случае формулы (1.34) – (1.36) примут вид

$$v_1^{(n-k)j} = -\frac{\delta_{(n+1-k)j}}{\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}}, \quad k = 1, 2, \dots, (n-1); j = 1, 2, \dots, (n-k) \tag{2.01}$$

$$\delta_{(n+1-k)j} = a_{(n+1-k)j} + \sum_m a_{(n+1-k)m} v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)j}, \quad k = 1, 2, \dots, n; \tag{2.02}$$

$$j = 1, 2, \dots, (n+1-k); \quad m = (n+2-k), \dots, n; \quad \text{при } k = 1 \sum_m = 0.$$

$$v_i^{(n-k)j} = v_{i-1}^{(n+1-k)(n+1-k)} v_1^{(n-k)j} + v_{i-1}^{(n+1-k)j}, \tag{2.03}$$

$k = 2, 3, \dots, (n-1)$; $j = 1, 2, \dots, (n-k)$; $i = 2, 3, \dots, k$.

В формулах (2.01) и (2.03) не используется значение $k = n$, при котором $j = 0$.

При вычислениях по формулам (2.01) – (2.03) необходимо запомнить перестановочную комбинацию P_1 столбцов (1.51) и величины:

$$\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}, \quad k = 1, 2, \dots, n \text{ в количестве } Z_1 = n; \quad (2.04)$$

$$v_i^{(n-k)(n-k)}, \quad i = 1, 2, \dots, k; \quad k = 1, 2, \dots, (n-1); \text{ в количестве } Z_2, \quad (2.05)$$

которые будут использованы для дальнейших вычислений при $j=0$.

По формуле (2.01): $i = 1$; $k = 1, 2, \dots, (n-1)$; $Z = n-1$.

По формуле (2.03): $k = 2$; $i = 2$; $Z = 1$;
 $k = 3$; $i = 2, 3$; $Z = 2$;

.....
 $k = n-1$; $i = 2, 3, \dots, (n-1)$; $Z = n-2$;

$$\text{Всего } Z = \frac{1}{2}(1+(n-2))(n-2) = \frac{1}{2}(n^2 - 3n + 2).$$

По формулам (2.01) и (2.03) вместе $Z_2 = n-1 + \frac{1}{2}(n^2 - 3n + 2)$.

Всего по формулам (2.01) – (2.03)

$$Z = Z_1 + Z_2 = n + n - 1 + \frac{1}{2}(n^2 - 3n + 2) = \frac{1}{2}(n^2 + n). \quad (2.06)$$

Вычисления по формулам (2.01) – (2.03) производят в соответствии с изложенным в пункте 4 §1.

Количество умножений и делений при вычислениях по формулам (2.01) – (2.03).

Для формулы (2.01).

$k = 1$; $j = 1, 2, \dots, (n-1)$; $N = n-1$;

$k = 2$; $j = 1, 2, \dots, (n-2)$; $N = n-2$;

.....

$k = n-1$; $j = 1$; $N = 1$.

Количество всех делений $N_1 = \frac{1}{2}((n-1)+1)(n-1) = \frac{n^2 - n}{2}$.

Для формулы (2.02).

$k = 1$; $\sum_m = 0$; $N = 0$;

$k = 2$; $m = n$; $j = 1, 2, \dots, (n-1)$; $N = 1 \cdot (n-1)$;

$k = 3$; $m = n-1, n$; $j = 1, 2, \dots, (n-2)$; $N = 2 \cdot (n-2)$;

.....

$k = n$; $m = 2, 3, \dots, n$; $j = 1$; $N = (n-1)(n-(n-1))$.

Количество всех умножений

$$N_2 = 1 \cdot (n-1) + 2 \cdot (n-2) + \dots + (n-1)(n-(n-1)) =$$

$$= n(1+2+\dots+(n-1)) - (1^2+2^2+\dots+(n-1)^2) = \frac{n^3-n}{6}.$$

Для формулы (2.03).

$$k = 2; \quad i = 2; \quad j = 1, 2, \dots, (n-2); \quad N = 1 \cdot (n-2);$$

$$k = 3; \quad i = 2, 3; \quad j = 1, 2, \dots, (n-3); \quad N = 2 \cdot (n-3);$$

.....

$$k = n-1; \quad i = 2, 3, \dots, (n-1); \quad j = 1 = n-(n-1); \quad N = (n-2)(n-(n-1)).$$

Количество всех умножений

$$N_3 = 1 \cdot (n-2) + 2 \cdot (n-3) + \dots + (n-2)(n-(n-1)) =$$

$$= n(1+2+\dots+(n-2)) - (1 \cdot 2 + 2 \cdot 3 + \dots + (n-2)(n-1)) =$$

$$= \frac{1}{6}(n^3 - 3n^2 + 2n).$$

Всего по формулам (2.01) – (2.03) умножений и делений

$$N = N_1 + N_2 + N_3 =$$

$$= \frac{n^2-n}{2} + \frac{n^3-n}{6} + \frac{1}{6}(n^3 - 3n^2 + 2n) = \frac{n^3-n}{3}. \tag{2.07}$$

2.2. Решение системы уравнений с несколькими правыми частями.

Системы уравнений с общей матрицей A n -го порядка и несколькими правыми частями запишем в виде p систем уравнений

$$Ax^s = b^s, \quad s = 1, 2, \dots, p, \tag{2.08}$$

где матрица $A = [a_{ij}]$, ($i, j = 1, 2, \dots, n$), векторы $x^s = (x_{1s}, x_{2s}, \dots, x_{ns})^T$

и $b^s = (b_{1s}, b_{2s}, \dots, b_{ns})^T$. Решение каждой из систем (2.05)

производим по отдельности для фиксированного номера $s = 1, 2, \dots, p$ по формулам (1.34) – (1.36), записанным для $j = 0$

$$v_1^{(n-k)0} = \frac{b_{(n+1-k)s} - \sum_m a_{(n+1-k)m} v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)0}}{\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}}; \tag{2.09}$$

$$k = 1, 2, \dots, n; \quad m = (n+2-k), \dots, n; \quad \text{при } k = 1 \sum_m = 0.$$

$$v_i^{(n-k)0} = v_{i-1}^{(n+1-k)(n+1-k)} v_1^{(n-k)0} + v_{i-1}^{(n+1-k)0}, \tag{2.10}$$

$$k = 2, 3, \dots, n; \quad i = 2, 3, \dots, k.$$

При решении необходимо учитывать сохраненные величины (2.04), (2.05) и перестановочную комбинацию $P_1(\mu_1 v_1 | \mu_2 v_2 | \dots | \mu_l v_l)$ для столбцов μ_u и v_u матрицы A , действующую при каждом $k > 1$ на элементы a_{ij} $(n+1-k)$ -й строки, т.е.

$$\begin{aligned} (a^{n+1-k})' &= P_1(\mu_1 v_1 | \mu_2 v_2 | \dots | \mu_l v_l) a^{n+1-k}, \text{ для} \\ \mu_u &> n+1-k, u = 1, 2, \dots, l, \end{aligned} \quad (2.11)$$

где $a^{n+1-k} = (a_{(n+1-k)1}, a_{(n+1-k)2}, \dots, a_{(n+1-k)n})^T$ – вектор элементов a_{ij} $(n+1-k)$ -й строки. Решение v_i^{00} ($i=1, 2, \dots, n$), получаемое для каждой системы уравнений (2.08) в отдельности, преобразуется при помощи перестановочной комбинации в вектор

$$x^s = P_1(\mu_l v_l | \mu_{l-1} v_{l-1} | \dots | \mu_2 v_2 | \mu_1 v_1) (v^{00})^s, \quad (2.12)$$

где перестановка в векторе $(v^{00})^s = (v_{1s}^{00}, v_{2s}^{00}, \dots, v_{ns}^{00})^T$ происходит по индексу $i=1, 2, \dots, n$.

Количество умножений и делений при вычислениях по формулам (2.09) и (2.10).

Для формулы (2.09).

$s = 1$.

$k = 2$; $m = n$; $N = 1$;

$k = 3$; $m = (n-1), n$; $N = 2$;

.....

$k = n$; $m = 2, 3, \dots, n$; $N = n-1$;

деление числителя на знаменатель $N = n$.

Количество всех умножений и делений

$$N_1 = \frac{1}{2}(1 + (n-1))(n-1) + n = \frac{n^2 + n}{2}.$$

Для формулы (2.10).

$s = 1$.

$k = 2$; $i = 2$; $N = 1$;

$k = 3$; $i = 2, 3$; $N = 2$;

.....

$k = n$; $i = 2, 3, \dots, n$; $N = n-1$.

Количество всех умножений $N_2 = \frac{1}{2}(1 + (n-1))(n-1) = \frac{n^2 - n}{2}$.

Всего умножений и делений по формулам (2.09) и (2.10) для $s = p$

$$N = p(N_1 + N_2) = p\left(\frac{n^2 + n}{2} + \frac{n^2 - n}{2}\right) = pn^2. \quad (2.13)$$

Общее количество умножений и делений с учетом (2.07) составит

$$N = \frac{n^3 - n}{3} + pn^2 = \frac{1}{3}(n^3 + 3pn^2 - n), \tag{2.14}$$

где p – количество систем уравнений с общей матрицей A . Для одной системы уравнений ($p = 1$) формула (2.14) совпадает с (1.49).

2.3. Обращение матрицы.

Матрицу $X = A^{-1}$, обратную квадратной матрице A n -го порядка, находим из решения матричного уравнения $AX = E$, где $A = [a_{ij}]$, $X = [x_{ij}]$, E – единичная матрица. Запишем это уравнение в виде n систем уравнений

$$Ax^s = e^s, \quad s = 1, 2, \dots, n, \tag{2.15}$$

где вектор $x^s = (x_{1s}, x_{2s}, \dots, x_{ns})^T$, у вектора e^s s -я компонента равна 1, а остальные компоненты нули. Решения систем уравнений (2.15) находим по формулам (2.09) и (2.10) с некоторым изменением значений индекса k , связанным с наличием у вектора e^s одной ненулевой компоненты.

В матрице E осуществим перестановку столбцов

$$s \leftrightarrow n+1-s \text{ по условию } s < n+1-s, s = 1, 2, \dots, \tag{2.16}$$

в результате чего 1-цы в матрице E будут расположены по ее диагонали с левого нижнего угла до правого верхнего. В этом случае при отсчете столбцов s в матрице E ее единичные компоненты будут расположены на строках s , если их отсчитывать снизу вверх, что в свою очередь позволит использовать более удобную запись индекса k . Формулы (2.09) и (2.10) запишем в виде

$$v_1^{(n-k)0} = \frac{e_{ks} - \sum_m a_{(n+1-k)m} v_{m+k-n-1}^{(n+1-k)0}}{\delta_{(n+1-k)(n+1-k)}}; \tag{2.17}$$

где $e_{ks} = \begin{cases} 1, & k = s \\ 0, & k \neq s \end{cases}, k = s, s+1, \dots, n; m = (n+2-k), \dots, n;$

при $k = s \quad \sum_m = 0$.

$$v_i^{(n-k)0} = v_{i-1}^{(n+1-k)(n+1-k)} v_1^{(n-k)0} + v_{i-1}^{(n+1-k)0}, \tag{2.18}$$

при $k = s \quad v_{i-1}^{(n+1-k)0} = 0; k = s, s+1, \dots, n; i = 2, 3, \dots, k$.

Решение систем уравнений (2.15) осуществляем по формулам (2.17) и (2.18) для каждого фиксированного значения $s = 1, 2, \dots, n$ в отдельности с учетом изложенного в пункте 2 этого параграфа.

Если в матрице A необходимо произвести перестановку строк, то это надо сделать до начала вычислений по формулам (2.01) – (2.03), (2.17), (2.18), а номера переставленных строк указать в перестановочной комбинации P_- (1.53), получим матрицу $A_- = P_- A$, используемую для вычислений. Решение v_i^{00} ($i = 1, 2, \dots, n$) преобразованием (2.12) переводится в вектор x^s . Совокупность всех векторов x^s ($s = 1, 2, \dots, n$) образует матрицу A_-^{-1} , в которой надо осуществить перестановку столбцов по условию (2.16). Искомая обратная матрица

$$A^{-1} = P_-^1 (\mu_1 v_1 | \mu_{l-1} v_{l-1} | \dots | \mu_1 v_1) A_-^{-1}, \quad (2.19)$$

где P_-^1 – это перестановочная комбинация P_- , записанная в обратном порядке и действующая на перестановку столбцов.

Количество умножений и делений при вычислениях по формулам (2.17) и (2.18).

Для формулы (2.17).

Количество делений.

- $s = 1; k = 1, 2, \dots, n; N = n;$
- $s = 2; k = 2, 3, \dots, n; N = n-1;$
-
- $s = n; k = n; N = 1.$

$$\sum_{s=1}^n N = \frac{(n+1)n}{2}.$$

Количество умножений.

- $s = 1.$
- $k = 2; m = n; N = 1;$
- $k = 3; m = (n-1), n; N = 2;$
-
- $k = n; m = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=2}^n N = \frac{(1+(n-1))(n-1)}{2}.$$

$s = 2.$

- $k = 3; m = (n-1), n; N = 2;$
- $k = 4; m = (n-2), (n-1), n; N = 3;$
-
- $k = n; m = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=3}^n N = \frac{(2+(n-1))(n-2)}{2}.$$

.....
 $s = n-2.$

$k = n-1; m = 3, 4, \dots, n; N = n-2;$

$k = n; m = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=n-1}^n N = \frac{((n-2)+(n-1)) \cdot 2}{2}.$$

$s = n-1.$

$k = n; m = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$s = n. k = n; N = 0.$

Всего по формуле (2.17) количество делений и умножений

$$N_1 = \frac{n^3 + 2n}{3}.$$

Для формулы (2.18).

$s = 1.$

$k = 2; i = 2; N = 1;$

$k = 3; i = 2, 3; N = 2;$

.....
 $k = n; i = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=2}^n N = \frac{(1+(n-1))(n-1)}{2}.$$

$s = 2.$

$k = 2; i = 2; N = 1;$

$k = 3; i = 2, 3; N = 2;$

.....
 $k = n; i = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=2}^n N = \frac{(1+(n-1))(n-1)}{2}.$$

$s = 3.$

$k = 3; i = 2, 3; N = 2;$

$k = 4; i = 2, 3, 4; N = 3;$

.....
 $k = n; i = 2, 3, \dots, n; N = n-1.$

$$\sum_{k=3}^n N = \frac{(2 + (n-1))(n-2)}{2}.$$

.....
 $s = n-2.$

$k = n-2; \quad i = 2, 3, \dots, n-2; \quad N = n-3;$

$k = n-1; \quad i = 2, 3, \dots, n-1; \quad N = n-2.$

$k = n; \quad i = 2, 3, \dots, n; \quad N = n-1.$

$$\sum_{k=n-2}^n N = \frac{((n-3) + (n-1)) \cdot 3}{2}.$$

$s = n-1.$

$k = n-1; \quad i = 2, 3, \dots, n-1; \quad N = n-2.$

$k = n; \quad i = 2, 3, \dots, n; \quad N = n-1.$

$$\sum_{k=n-1}^n N = \frac{((n-2) + (n-1)) \cdot 2}{2}.$$

$s = n.$

$k = n; \quad i = 2, 3, \dots, n; \quad N = n-1.$

Всего по формуле (2.18) количество умножений $N_2 = \frac{n^3 - n}{3}.$

Количество умножений и делений по формулам (2.17) и (2.18)

$$N = N_1 + N_2 = \frac{2n^3 + n}{3}.$$

Общее количество умножений и делений, требуемых для обращения матрицы с учетом (2.07), составляет

$$N = \frac{n^3 - n}{3} + \frac{2n^3 + n}{3} = n^3, \tag{2.20}$$

что точно совпадает с количеством таких действий по алгоритму Гаусса.

2.4. Итерационное уточнение.

Если требуется найти решение систем уравнений и обращения матрицы с большей точностью, то можно воспользоваться итерационным уточнением. Пусть $A = [a_{ij}]$ – матрица системы уравнений, $x_j^{(0)}$ – их приближенное решение, c_i – свободные коэффициенты правой части ($i, j = 1, 2, \dots, n$), $x_j^{(t)}$ – уточненное

решение, t – номер итерации. Вычислим невязки с использованием арифметики удвоенной точности

$$r_i^{(t-1)} = c_i - \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j^{(t-1)}, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad t = 1, 2, \dots \quad (2.21)$$

и решим по формулам (2.09), (2.10) или (2.17), (2.18) систему уравнений

$$\sum_{j=1}^n a_{ij} \varepsilon_j^{(t-1)} = r_i^{(t-1)}, \quad i = 1, 2, \dots, n, \quad t = 1, 2, \dots \quad (2.22)$$

где $\varepsilon_j^{(t-1)} = x_j - x_j^{(t-1)}$ – погрешность решения, x_j – точное решение.

$$\text{Уточненное решение } x_j^{(t)} = x_j^{(t-1)} + \varepsilon_j^{(t-1)}. \quad (2.23)$$

Вычисления по формулам (2.21) – (2.23) осуществляем для каждого фиксированного значения t по отдельности с учетом изложенного в пунктах 2 и 3 этого параграфа. При решении задачи обращения матрицы условие (2.16) и формула (2.19) применяются только после окончания всех итераций.

3. Влияние ошибок округления на точность решения

Определим взаимосвязь переменных v_i^{00} ($i = 1, 2, \dots, n$) из (1.34)–(1.36).

$$v_1^{00} = -\frac{\delta_{10}}{\delta_{11}}, \quad v_2^{00} = v_1^{11} v_1^{00} + v_1^{10} = -\frac{\delta_{21}}{\delta_{22}} v_1^{00} - \frac{\delta_{20}}{\delta_{22}},$$

$$v_3^{00} = v_2^{11} v_1^{00} + v_2^{10} = -\frac{\delta_{32}}{\delta_{33}} v_2^{00} - \frac{\delta_{31}}{\delta_{33}} v_1^{00} - \frac{\delta_{30}}{\delta_{33}}.$$

Продолжая этот процесс и далее, получим

$$v_i^{00} = -\frac{\delta_{i(i-1)}}{\delta_{ii}} v_{i-1}^{00} - \frac{\delta_{i(i-2)}}{\delta_{ii}} v_{i-2}^{00} - \dots - \frac{\delta_{i0}}{\delta_{ii}},$$

$$\sum_{j=1}^i \delta_{ij} v_j^{00} = -\delta_{i0}, \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (3.01)$$

$$\text{или в матричной форме } \delta v^{00} = -\delta_0, \quad (3.02)$$

где матрица
$$\delta = \begin{bmatrix} \delta_{11} & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \delta_{21} & \delta_{22} & 0 & \dots & 0 \\ \delta_{31} & \delta_{32} & \delta_{33} & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ \delta_{n1} & \delta_{n2} & \delta_{n3} & \dots & \delta_{nn} \end{bmatrix}, \quad (3.03)$$

векторы $\delta_0 = (\delta_{10}, \delta_{20}, \dots, \delta_{n0})^T$, $v^{00} = (v_1^{00}, v_2^{00}, \dots, v_n^{00})^T$.

Поскольку $x = v^{00} = (x_1, x_2, \dots, x_n)^T$, то погрешность решения системы (1.01) будем оценивать из системы уравнений (3.02) и эквивалентное возмущение определять по матрице (3.03). Выражения δ_{ij}

($i = 1, 2, \dots, n$; $j = 0, 1, \dots, i$) считаем в режиме fl_2 (с двойной точностью), все остальные выражения $v_i^{(n-k)j}$ в режиме fl (с одинарной точностью). Относительную погрешность решения системы (3.02) определяем выражением [1]:

$$\frac{\|\Delta x\|_E}{\|x\|_E} \leq \frac{M_\delta}{1 - M_\delta} \frac{\|\Delta \delta\|_E}{\|\delta\|_E} \left(\frac{\|\Delta \delta\|_E}{\|\delta\|_E} + \frac{\|\Delta \delta_0\|_E}{\|\delta_0\|_E} \right). \quad (3.04)$$

Элементы матрицы δ определяются из (1.35) по формуле

$$\delta_{ij} = a_{ij} + \sum_m a_{im} v_{m-i}^{ij}; \quad (3.05)$$

$i = 1, 2, \dots, n$; $j = 1, 2, \dots, i$; $m = i + 1, i + 2, \dots, n$;

для $i = n$ $\sum_m = 0$; для $j = 0$ ($-\delta_{i0}$) – свободные члены системы уравнений (3.02).

Эквивалентные возмущения $\|\Delta \delta\|_E$ и $\|\Delta \delta_0\|_E$ определим при помощи техники обратного анализа ошибок [2].

Для выражения (3.05) получим

$$\tilde{\delta}_{ij} = fl_2 \left(a_{ij} + \sum_m a_{im} \tilde{v}_{m-i}^{ij} \right) \equiv \left(a_{ij} + \sum_m a_{im} \tilde{v}_{m-i}^{ij} \right) (1 + \varepsilon_{ij}), \quad (3.06)$$

$i = 1, 2, \dots, n - 1$; $j = 1, 2, \dots, i$; для $i = n$ $\delta_{ij} = a_{nj} \Rightarrow$ возмущение $|\mu_{nj}| = 0$. Ошибки округления накапливаются в элементе δ_{ij} в виде возмущения μ_{ij} .

Для $\varepsilon_{ij} \neq -1$ получим $a_{ij} + \sum_m a_{im} \tilde{v}_{m-i}^{ij} = \frac{\tilde{\delta}_{ij}}{1 + \varepsilon_{ij}}$, откуда находим

возмущение

$$|\mu_{ij}| \leq \frac{1}{2} p^{-i+1} |\tilde{\delta}_{ij}|. \tag{3.07}$$

Для $\varepsilon_{ij} = -1$ $\left| a_{ij} + \sum_m a_{im} \tilde{v}_{m-i}^{ij} \right| < \omega \Rightarrow |\mu_{ij}| < \omega.$ (3.08)

Ошибки округления для $v_i^{(n-k)j}$ учитываются при вычислении δ_{ij} . Из (3.06) – (3.08) находим полное возмущение для элементов матрицы δ

$$|\mu_{ij}| \leq \frac{1}{2} p^{-i+1} |\tilde{\delta}_{ij}| + \omega \quad ; \quad i = 1, 2, \dots, n-1; j = 1, 2, \dots, i. \tag{3.09}$$

Учитывая, что для реально используемых матриц $|\delta_{ij}| \gg \omega^{1/3}$, оценка (3.09) упрощается

$$|\mu_{ij}| \leq \frac{1}{2} p^{-i+1} |\tilde{\delta}_{ij}|. \tag{3.10}$$

Поскольку возмущения $|\mu_{ij}|$ вносятся только в элементы δ_{ij} и большинство значений $|v_i^{(n-k)j}| \leq 1 (j \neq 0)$ (и даже $\ll 1$), то рост элементов δ_{ij} отсутствует и $\tilde{\delta}_{ij} = O(a_{ij})$. С учетом этого из (3.10) получим оценку для нормы матрицы эквивалентного возмущения

$$\|\Delta\delta\|_E \leq p^{-i+1} \|\delta\|_E. \tag{3.11}$$

Эквивалентное возмущение для правой части системы уравнений (3.02) определяем также как и в (3.10)

$$|\mu_{i0}| \leq \frac{1}{2} p^{-i+1} |\tilde{\delta}_{i0}|, \quad i = 1, 2, \dots, n-1. \tag{3.12}$$

Так как $v_{m-i}^{i0} (j=0)$ в (3.05) можно считать приближенными значениями v_{m-i}^{00} системы (3.02), то $\tilde{\delta}_{i0} = O(a_{i0})$, следовательно

$$\|\Delta\delta_0\|_E \leq p^{-i+1} \|\delta_0\|_E. \tag{3.13}$$

Учитывая (3.11) и (3.13), из (3.04) находим

$$\frac{\|\Delta x\|_E}{\|x\|_E} \leq \frac{2M_\delta p^{-i+1}}{1 - M_\delta p^{-i+1}}. \tag{3.14}$$

Оценка существующих методов [2] (36.15)

$$\frac{\|\Delta x\|_E}{\|x\|_E} \leq \frac{2M_A \rho^{-l+1}}{1 - M_A \rho^{-l+1} f(n)} f(n) \quad , \quad f(n) \gg 1 \quad . \quad (3.15)$$

Сравнивая оценки погрешностей (3.14) и (3.15) решения системы уравнений, заключаем об уменьшении относительной погрешности изложенного в этой работе метода как минимум в $f(n)$ раз по сравнению с существующими методами.

Литература

1. Самарский А.А., Гулин А.В. Численные методы. М.: “Наука”, 1989.
2. Воеводин В.В. Вычислительные основы линейной алгебры. М.: “Наука”, 1977.

Недосекин Ю.А.

Признаки делимости целых и рациональных чисел

Аннотация

Получены новые признаки делимости целых и рациональных чисел на любой целый или рациональный делитель, не равный нулю.

Из общего алгоритма получены новые признаки делимости целых и рациональных чисел на любой целый или рациональный делитель, не равный нулю. Рассмотрим сначала признаки делимости целых чисел. Целое число запишем в виде $a = b \cdot 10^m + c$, где b – произвольное целое число, не равное нулю; c – m -значное целое число, $m \in \mathbb{N}$, \mathbb{N} – множество натуральных чисел. Число b в числе (a) смещено влево на m десятичных разрядов, т.е.

$$a = b \cdot 10^m + c, \quad (1)$$

где $b = \left[\frac{a}{10^m} \right]$ – целая часть от деления, $c = a - b \cdot 10^m$.

Целочисленный n -значный делитель $p < a$, $n \in \mathbb{N}$. Считаем, что (a) делится на p , если результатом деления является целое число. Введем понятие редукции числа (a) , определяемой по формуле

$$r = k \cdot b + c, \quad (2)$$

где k – некоторый целочисленный коэффициент редукции. Признаки делимости целого числа на целочисленный делитель определяются следующей теоремой.

Теорема 1. Целое число делится без остатка на целочисленный делитель, если на этот делитель делится без остатка редукция данного числа.

Доказательство. Пусть число (a) и его редукция r делятся без остатка на делитель p , тогда запишем

$$\frac{a}{p} = \frac{b \cdot 10^m + c}{p} = i, \quad \frac{r}{p} = \frac{k \cdot b + c}{p} = j, \quad (3)$$

где $i, j \in \mathbb{N}$. Вычитая в (3) одно равенство из другого, получим

$$i - j = \frac{b}{p} (10^m - k). \quad (4)$$

Правая часть равенства (4) будет целочисленной, если $10^m - k = lp$ и l – целое, откуда находим коэффициент редукции

$$k = 10^m - lp \quad , \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (5)$$

Из равенств (3) ÷ (5) вытекает доказательство теоремы.

Для одного и того же делителя p и постоянного значения m можно по формуле (2) образовать цепочку редукций, в которой для каждой новой редукции за число bc принимается предыдущая редукция. Для отрицательных значений k редукция r может оказаться отрицательной и если она используется для образования новой редукции, то знак “-” относится к обоим числам b и c . Из формул (1) и (2) следует: цепочка редукций является конечной для $|k| < 10^m$ и бесконечной для $|k| > 10^m$, при $|k| = 10^m$ число bc переходит само в себя. Количество разрядов m числа (c) можно выбрать любым при условии, что $c < a$. При образовании редукции необходимо следить за тем, чтобы при взятом значении m коэффициенты k редукции из (5) были подсчитаны при этом же значении m .

Пусть задано начальное число $b_0c_0 = b_0 \cdot 10^m + c_0$, тогда для делителя p и коэффициента редукции k существует цепочка редукций:

$$r_v = k \cdot b_{v-1} + c_{v-1} \quad , \quad r_v = b_v c_v = b_v \cdot 10^m + c_v \quad , \quad v = 1, 2, \dots \quad (6)$$

$$b_v = \left[\frac{r_v}{10^m} \right]; \text{ для } r_v < 0 \text{ и } b_v < 0: c_v = r_v - b_v \cdot 10^m, v = 1, 2, \dots \quad (7)$$

Для конечной цепочки редукций процесс вычисления закончится, когда для вновь образованной редукции при некотором значении v будет выполнено неравенство $|r_v| < 10^m$, откуда с учетом (7) следует $b_{v+t} = 0$, $c_{v+t} = r_v$, $t = 1, 2, \dots$. В бесконечной цепочке редукций для некоторых $k < 0$ возможно периодическое повторение нескольких редукций. Такие цепочки также будем считать конечными, т.к. процесс вычисления редукций заиклиивается на нескольких повторяющихся редукциях.

Из равенства (5) следует независимость коэффициента редукции от чисел b и c , следовательно для одного и того же делителя p и некоторого фиксированного коэффициента редукции $k = k_0$, проверяется делимость произвольного целого числа в соответствии с приведенной выше теоремой 1. Если из (5) выбрать некоторый фиксированный коэффициент редукции $k = k_0$, то все множество коэффициентов редукции, определяемых в (5), можно выразить формулой

$$k = k_0 + lp \quad , \quad l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad , \quad (8)$$

которая проще для использования. Число (с) в (1) имеет m десятичных разрядов, а делитель p имеет n разрядов; m и n могут быть разными, но для практики удобнее когда $m = n$. Наименьшие неотрицательные значения k из (5) при постоянных m и p будем называть начальными коэффициентами k_0 редукции, которые для $p \leq 10^m$ являются наименьшими неотрицательными вычетами чисел 10^m по модулю p , определяемыми из равенства $10^m = lp + k_0$, где l – частное, а k_0 – остаток от деления 10^m на p :

$$l = \left[\frac{10^m}{p} \right], \quad k_0 = 10^m - lp = |10^m|_p, \quad 0 \leq k_0 < p, \quad (9)$$

Если известно, что число (а) делится на p , то из формул (4) и (5) результат деления можно записать в виде

$$i = b \cdot l + j, \quad (10)$$

где j вычисляется по формуле (3). Для цепочки из s редукций, определяемых в (6) и (7), результат деления (а) на p запишется в виде

$$i = l \sum_{v=0}^{t-1} b_v + j_t, \quad t = 1, 2, \dots, s, \quad (11)$$

где $j_t = r_t / p$, числа b_v ($v \geq 1$) определяются из (7), $b_0 = \left[\frac{a}{10^m} \right]$, l определяется из (5) при известном коэффициенте k редукции для любых p , если же $p \leq 10^m$ и $k \geq 0$, то l можно определить также и из (9). Формула (11) позволяет действие деления двух чисел заменить на несколько сложений целых чисел, одно умножение на целое число l и одно несложное деление последней редукции на делитель p .

Проиллюстрируем образование цепочки редукций на примере. Возьмем число $a_0 = 952$, которое делится на $p=7$, ($952 : 7=136$). Выберем $m=1$, из (9) вычислим коэффициент редукции $k = |10^1|_7 = 3$. Взятое число $a_0 = b_0 c_0 = 952$, $a_0 = 95 \cdot 10^1 + 2$, где $b_0 = 95$, $c_0 = 2$. Цепочку редукций строим по формулам (6) и (7) с учетом чисел b_0, c_0 :

$$\underline{952} \rightarrow 3 \cdot 95 + 2 = \underline{287} \rightarrow 3 \cdot 28 + 7 = \underline{91} \rightarrow 3 \cdot 9 + 1 = \underline{28} \rightarrow 3 \cdot 2 + 8 = \underline{14} \rightarrow 3 \cdot 1 + 4 = 7.$$

Подчеркнутые части чисел являются числами b . Получили цепочку из $s=5$ редукций, каждая из которых делится на 7. Имеем: $b_0 = 95$, $b_1 = 28$, $b_2 = 9$, $b_3 = 2$, $b_4 = 1$. Результат деления $952 : 7$

можно вычислить по формуле (11), в которой $t=1, 2, \dots, s$; выберем $t=s=5$, $l=[10 / 7]=1$, $j_t=r_t / 7=7/7=1$, тогда получим:

$$952 : 7 = 1 \cdot (95 + 28 + 9 + 2 + 1) + 1 = 136 .$$

Все выше изложенное можно применить и к рациональным числам, представленным в виде конечных десятичных дробей. Числа a , s , r , k , k_0 , l могут быть как целыми, так и конечными десятичными дробями; i, j – любые рациональные числа; числа b – только целые; $m, n \in \mathbb{N}$; m определяет количество десятичных разрядов в целой части числа s . Результатом деления (a) на r может быть как целое число, так и конечная или бесконечная десятичная дробь. Для целочисленных (a) и r , когда результат их деления – целое число, признаки делимости определяются теоремой 1, обобщением которой является следующая теорема.

Теорема 2. Пусть каждое из чисел a и r является либо целым, либо конечной десятичной дробью. Результатом деления числа a на r является целое число, конечная или бесконечная десятичная дробь, если результатом деления редукции r числа a на r также является соответственно целое число, конечная или бесконечная десятичная дробь.

Доказательство теоремы такое же, что и для теоремы 1, только некоторые числа в (3)÷(5) могут быть как целыми, так и десятичными дробями. Определенное при доказательстве теоремы равенство (5) в этом случае позволяет выбрать одно из чисел k , l либо целым, либо в виде конечной десятичной дроби, при этом по-прежнему l может быть как положительным, так и отрицательным. Для случая $r \leq 10^m$ равенства (9) также можно использовать, считая l целым положительным всегда, а остаток $k_0 = 10^m - lr$ может быть как целым, так и конечной десятичной дробью.

Серия: НЕОБЪЯСНЕННОЕ

Филипенко Г. Г.

О расшифровке серий Штермера

Аннотация

Обсуждается изложенное К. Штермером явление - "Эхо коротких волн, приходящих через много секунд, после основного сигнала". Предлагается гипотеза о содержании радиоэхо.

Обсуждаемое ниже явление изложено К. Штермером в его труде "Проблема полярных сияний" в разделе под заголовком "Эхо коротких волн, приходящих через много секунд, после основного сигнала" [1]. В 1928г. радиоинженер Иорген Хальс из Бигдэ близ Осло сообщил К. Штермеру о странном радиоэхо, принимаемом через 3 секунды после прекращения основного сигнала. Кроме того, принималось обычное эхо, обегаящее Землю за 1/7 секунды. В июле профессор Штермер переговорил с доктором Ван-дер-Подем в Эйндховене и они решили осенью провести опыты и посылать каждые 20 секунд телеграфные сигналы незатухающими волнами - три тире одно за другим. 11 октября 1928 года в 15.30-16.00 К. Штермер услышал эхо "не подлежащее никакому сомнению". Сигналы были продолжительностью 1,5-2 секунды на незатухающих волнах длиной 31,4 метра. Штермером и Хальсом были записаны промежутки времени между основным сигналом и таинственным отголоском:

- 1) 15, 9, 4, 8, 13, 8, 12, 10, 9, 5, 8, 7, 6
- 2) 12, 14, 14, 12, 8
- 3) 12, 5, 8
- 4) 12, 8, 5, 14, 14, 15, 12, 7, 5, 5, 13, 8, 8, 8, 13, 9, 10, 7, 14, 6, 9, 5
- 5) 9

Атмосферные нарушения в это время были незначительны. Частота отголосков была равна частоте основного сигнала. Природу отголосков К. Штермер объяснил отражением радиоволн от слоев ионизированных солнцем частиц. Но профессор Стенфордского электротехнического университета Р. Брейсуэлл своевременно предположил о возможности информационной связи посредством

космических радиозондов между более или менее развитыми цивилизациями в космосе. Об этой точке зрения на серии Штермера можно прочитать, например, в журналах [2, 3, 4, 5].

Автором этой работы предлагается следующая расшифровка. Заменяем цифры в сериях на химические символы элементов с соответствующими зарядами ядра атома:

- 1) P, F, Be, O, Al, O, Mg, Ne, F, B, O, N, C
- 2) Mg, Si, Si, Mg, O
- 3) Mg, B, O
- 4) Mg, O, B, Si, Si, P, Mg, N, B, B, Al, O, O, O, Al, F, Ne, N, Si, C, F, B
- 5) F

Видно, что вторая серия повторяется в начале четвертой с той лишь разницей, что в четвертой серии кремний легирован бором и фосфором, т.е. создан "р-п переход" какого-то диода. Третья серия - получение чистого бора воздействием магния на борный ангидрид. $B_2O_3 + Mg \rightarrow B + \dots$ Автор излагаемой гипотезы работал с карбидокремниевыми светодиодами и может утверждать, что концовка четвертой серии наиболее проста - это современный светодиод. Карбид кремния легирован азотом и бором с каким-то "участием" фтора. Примерно также легируется в лабораториях "Другой цивилизации" с "участием фтора" алмаз, что видно в конце первой серии. В середине четвертой серии корунд - основа рубина, также легирован бором, азотом и фтором. В пятой серии просто выделен фтор, как полезный, но очень агрессивный газ. Инертный неон, очевидно, разделяет оптоэлектронные приборы. В заключении отметим некоторые повторяющиеся применения у "них":

- фтор как-то способствует диффузии бора,
- фтор как-то способствует электронным процессам в запрещенных зонах алмаза и карбида кремния;
- почему-то применяются магниевые контакты.

В 1928г. на Земле полупроводниковые приборы не применялись, что доказывает взвешенное происхождение вышеизложенной информации.

Интересно отметить, что в 2001 г сразу три "независимых" группы объявили об открытии сверхпроводимости у диборида магния. А данная работа написана в 1978 г. размещена в интернете в 1998 г. [6].

Литература

1. К. Штермер. Проблема полярных сияний, Гостехиздат, 1933.
2. Ф.Ю. Зигель. Парадокс Штермера, журнал "Смена", № 2, 1966,
3. Ronald N. Bracewell. The opening message from an extraterrestrial probe, "Astronautics and Aeronautics", №5, USA, 1973.
4. Антология таинственных случаев, журнал "Техника молодежи", №4, 1974, Москва.
5. Антология таинственных случаев, журнал "Техника молодежи", №5, 1977, Москва.
6. G.G. Filipenko, The Stermer Effect,
www.belarus.net/discovery/filipenko, 1998

Шендеров В.И.

Тектонические катастрофы - мифы и реальность.

Аннотация.

Проблема тектонических катастроф официально признана глобальной проблемой номер один. В очередной раз о парниковом эффекте и катастрофах заговорили на «саммите Земли», состоявшемся в 2004 г. в ЮАР. Землетрясение в Индийском океане произошедшее 26 декабря 2004г. и последующее цунами, унесшее свыше 300000 жизней, всколыхнуло весь мир.

Все ли нам известно о жизни планеты по имени Земля?

Катастрофы на Земле зачастую связывают с взаиморасположением планет, звезд, Луны. А если не только они, то что влияет на погодообразование и катастрофы.

В представленной статье автор на основе анализа данных регистрируемых метеорологическими спутниками выдвигает теории, описывающие тектонические процессы, происходящие в недрах земли и связанные с ними природные катастрофы. Оригинальный подход, установление зависимости частоты и силы тектонических катастроф от динамического воздействия на земную кору может помочь в дальнейшем продвижении исследований многих тайн природы.

Разработанная на основе описанных теорий методика заблаговременного расчета (за 3-5 дней) места и времени возникновения землетрясения, извержения вулкана долгосрочное прогнозирование изменения погоды на Земле подтверждается практическими расчетами, проведенными в 2000-2005гг. Методика предоставляется автором по отдельному соглашению.

Оглавление

1. Введение
2. Образование тектонических трещин и гор.
3. Циклон и антициклон.
4. Причины землетрясений.
 - 4.1. Скоростной напор.

- 4.2. Отрыв «Капли».
- 4.3. Провалы земной коры.
- 4.4. Извержение Вулкана.
5. Глобальное потепление - миф и реальность.
6. Взрывы и климат.
7. Современная жизнь МП и МВ
 - 7.1. Период с ноября 2001г. по февраль 2002 г.
 - 7.2. Схема движения МП, МВ и прогноз возможных природных катастроф на 2002г.

Выводы

Литература

1. Введение

В 1976-м ООН и ЮНЕСКО обратились к развитым странам с предложением разобраться в причинах, правильнее сказать уточнить существовавшую теорию возникновения природных катастроф. Ведь считалось, что физика очага известна, механизм землетрясений детально изучен и предвестников сколько угодно. Надо было только уточнить, как определять место и время.

Рассматривается путь создания целой сети станций в сейсмоактивных районах. С них сигнал должен передаваться на спутники, со спутников на сверхмощные ЭВМ, которые рассчитают, где и когда «затрясет». Однако некоторые исследования поставили науку в тупик. Физика землетрясений получалась принципиально не та. Работал, какой то иной неизвестный механизм. Происходил некий малоизвестный процесс возмущения всех геофизических полей и сред.

«Проще говоря, сейсмологи всего мира водят за нос свои правительства и выкачивают из них деньги ради неизвестно чего. До сих пор не было ни одного корректного прогноза землетрясения. Человечество абсолютно беззащитно перед этим стихийным бедствием» (академик И.Н. Яницкий).

Следует отметить, что аналогичная картина складывается и с проблемой влияния углекислого газа на всемирное потепление.

Так ли это, существуют ли альтернативные теории описания причин всемирных катастроф.

Причины возникновения землетрясений, извержений вулканов являются одной из непознанных тайн природы. Многочисленные исследования не дают полную, законченную картину происходящих процессов в недрах Земли.

Такие природные явления как гравитация, магнетизм, спиральный вихрь, не поняты современной наукой, отсюда и сложность описания этих процессов. Поэтому мы пользуемся несколькими физиками, несколькими геометриями.

Огромный математический аппарат, применяемый для описания природных процессов, основывается зачастую на философии, которая загнана в угол из-за существующего мнения, что «истина непознаваема». Неужели нельзя философскими методами создать теорию, наиболее реально описывающую природные процессы в недрах Земли и познать истину. Другие методы, в настоящее время, просто не применимы из-за отсутствия возможности проведения непосредственных измерений в нижней части земной коры на глубинах до 100 км. и в астеносфере на глубинах до 500-700 км. Максимально достигнутая глубина, на которой проводились инструментальные измерения, составляет всего 13км. Все что располагается ниже, исследуется в основном, непрямыми методами сейсмического зондирования.

В настоящей работе делается попытка описать процессы, протекающие в недрах Земли.

Как известно земная кора - литосфера является, твердой оболочкой Земли. Она включает земную кору и верхнюю часть мантии. Общая мощность литосферы от 50 до 200 км. Литосфера разделена приблизительно на 12 больших плит и несколько маленьких, которые перемещаются независимо по астеносфере.

Астеносфера – «расплавленная» оболочки Земли, находится ниже литосферы в интервале глубин от 50 до 700 км.

Определение - расплавленная взята в кавычки не с проста.

Никто точно пока не знает, чем представлена астеносфера. Пробами вещества из астеносферы никто не располагает. Поэтому утверждать, что это расплавленная порода, магма, можно только с большой натяжкой.

Да, можно согласиться, что под твердой корой находится слой породы в расплавленном состоянии, вероятно, его толщину можно измерить, но что под ним, - наука на сегодняшний день ответить не может, да и о существовании «твердого» ядра Земли вопрос остается открытым.

Поэтому пока будем называть вещество представляющее астеносферу магматическим. Хотя магма, изливающаяся из вулкана, это не есть вещество астеносферы.

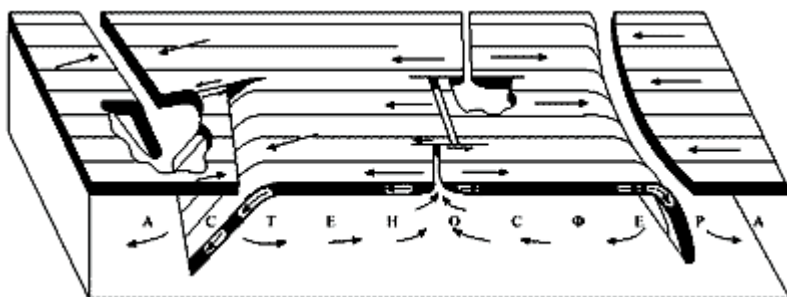


Рис.1

Современная наука описывает два вида конвекционных потоков - химические и тепловые, которые существуют в мантии и внешнем ядре одновременно. В мантии возникает химическая конвекция, движущей силой которой является значительная разность плотности, обусловленная различным составом вещества, а не разностью температуры, как в тепловой конвекции [1].

На рис. 1 приведена блок-диаграмма Б. Изакса, Дж. Оливера и Л. Сайкса (1968), иллюстрирующая относительное движение жестких литосферных плит, и конвекционных потоков в астеносфере. Данная модель описывает естественные тектонические процессы, протекание которых, согласно принятой теории, определяется внутренней энергией Земли.

Силы деформации, возникающие в земной коре на границах этих плит, при их движении, и являются причиной возникновения землетрясения. Так гласит постулат, положенный в основу теории описывающей природу землетрясения.

Однако теория не дает полный ответ на природу возникновения движущих сил

Позволим себе задать наивный, можно сказать детский вопрос, а кто или что движет эти плиты, неужели они сами по себе могут двигаться.

Вероятно, многие наблюдали ледоход на реке.

Неужели льдины сами по себе сталкиваются, налезает друг на друга, переворачиваются? На вопрос «что движет льдины?» многие ответят однозначно: «конечно, вода».

Соотнеся этот ответ к земным недрам, получаем, что силой передвигающей тектонические плиты является сила потоков расплавленной породы, на которую воздействуют потоки вещества астеносферы представляющие собой, вероятно, звездное вещество, из которого формировалась Земля.

Тогда возникает вопрос, как эти потоки формируются и передвигаются? Только лишь за счет конвекционных потоков в астеносфере? Какова природа гидродинамики этих потоков?

Как известно, Земля когда-то была раскаленным шаровидным вихрем. Но у вихря есть как минимум два «потока».

Забегая вперед, следует отметить, что у шаровидного вихря, формирующегося в недрах Земли в экваториальной зоне, наблюдается до 6 «потоков».

Исходя из гидродинамических сил возникающих при вращении Земного шара потоки, восходящие в экваториальной области из недр Земли за счет сил Кориолиса перемещаются в приполярные зоны, где за счет замедления движения происходит более сильное их остывание.

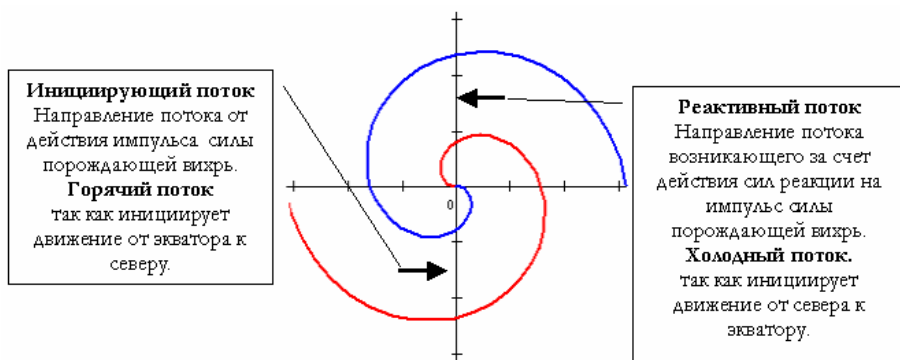


Рис.2 Схема движения потоков образующих вихрь

Со временем, в этих зонах образовывалась твердая кора. Если внимательно приглядеться к форме существующих материков, то они напоминают хвосты застывших вихревых потоков.

Образовывающиеся твердые участки под действием потоков и сил Кориолиса дрейфовали из приполярных зон в сторону экватора.

Перемычки между материковыми плитами образовались в более поздние времена и по мере остывания покрыли всю ранее раскаленную поверхность Земли.

Обратим внимание на Солнце, у которого пока нет твердой коры, и импульсы энергии, выбрасываемые из недр, легко регистрируются в виде вспышек, а остывающие зоны регистрируются в виде черных пятен.

А чем процессы, происходящие в недрах Земли, отличаются от Солнечных процессов. Практически только тем, что из-за твердой

коры мы их в явном виде не наблюдаем. Но это не говорит о том, что у Земли отсутствуют аналогичные вспышки и пятна. Надо только научиться их видеть.

По аналогии с выбросами, которые мы наблюдаем на Солнце, импульсы энергии, вырабатываемые из недр Земли, огромны и легко регистрируются метеорологическими спутниками.

Под действием импульсов сил, формирующихся в недрах, огромная огнедышащая масса потока перемещается внутри **вращающегося** Земного шара то, поднимаясь к твердой коре, и там остывает, то, опускаясь вниз к «реактору» получая новую порцию энергии, снова продолжает свое движение.

Теперь зададимся вопросом, а какова траектория движения этих потоков?

На первый взгляд это движение должно иметь хаотичный порядок.

Так – ли это?

Земля, как известно, вращается. Наибольшие центробежные силы должны быть на экваторе. Эти силы являются направляющими для восходящих конвекционных потоков.

Потоки, под действием импульса, поднимаясь к поверхности, продвигаются под тектоническими плитами.

Какова внутренняя поверхность тектонических плит?

Может ли она быть «гладкой»?

Даже простое рассуждение дает отрицательный ответ.

Гладкой, внутренняя поверхность твердой Земной коры, не может быть из-за наличия гор.

Причем здесь горы? Ответ парадоксален по своей простоте. Горы – это холодильники.

Имея значительный объем, горы обладают большей теплоемкостью по сравнению с равнинной поверхностью.

Горы растут вниз за счет более интенсивного охлаждения потока, как растет изморозь намерзающая в морозильнике домашнего холодильника. Поэтому земная кора должна иметь неровную поверхность и на внутренней стороне Земной коры.

2. Образование тектонических трещин и гор

Внесем некоторое уточнение в теорию образования гор и трещин, которые разделили земную кору на плиты.

В связи с неравномерностью остывания, на раскаленной поверхности Земли в приполярных зонах стали образовываться отдельные «замерзшие» участки как появляется шуга на замерзающей реке в местах наименьшего перемешивания.

Образование трещин происходило:

1. За счет неравномерного остывания, формирующейся твердой коры (сравните с потрескавшейся поверхностью застывшей грязи).
2. За счет провалов части твердой поверхности. Это связано с тем, что процесс остывания звезды сопровождается потерей значительного количества вещества, которое рассеивается в космическом пространстве, что очевидно. Поэтому диаметр Земного шара из-за этих процессов постоянно уменьшается. (Следует отметить, что за счет объема падающих метеоритов идет некоторое восстановление потерянного Землей вещества).

В случае уменьшения диаметра внутреннего объема Земного шара в его оболочке - своде возникают значительные напряжения, которые приводят к разрушению твердой поверхности и возникновению трещин.

Значительное количество магмы, выходя из недр во время извержения вулканов, уменьшает как объем вещества находящегося под твердой корой, так и давление внутри Земли. Отсюда, несущая способность астеносферы снижается и часть поверхности должна «проваливаться» с образованием трещин в земной коре. Как проваливается «висячий» лед на замерзшей реке, когда уровень воды в реке падает. Вот и объяснение одной из причин возникновения тектонических разломов.

Образование гор происходило:

1. За счет разлома сплошности горной породы под воздействием астеносферных потоков, провала одной части твердой коры и надвига фронтальной части на впереди находящуюся часть плиты.
2. За счет столкновения плит движущихся под действием напора астеносферных потоков имеющих разную скорость и направление движения.

3. Циклон и антициклон

Рассмотрим природные явления под именем циклон и антициклон. Многие знают, что циклоны несут плохую погоду, а

антициклоны хорошую. Трактуют их как разные и независимые друг от друга природные явления. Так ли это?

Чем отличается циклон от антициклона?

Циклон это распространение импульса силы, а антициклон это область распространения реакции на импульс силы. Друг без друга в отдельности они не существуют, (если есть действие, то есть противодействие) а вместе образуют пространственный вихрь.

Та часть, которую называют циклон, является фронтальной частью распространения импульса силы, за которым формируется область разряжения.

Антициклон – область реакции на действие импульса силы, область сжатия, которая занимает весь его объем.

При этом действующие в циклоне и антициклоне силы направлены **навстречу друг к другу** по спирально сходящейся траектории.

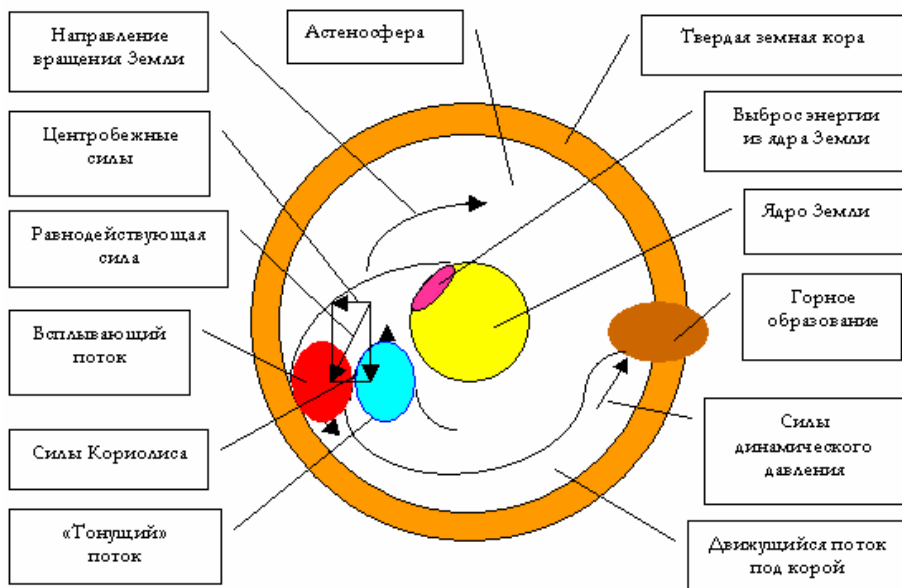


Рис. 3

Как видно из схемы движения потоков представленной на рис. 3, всплывающий поток оттесняет в астеносфере более холодный слой от твердой коры к центру Земли с образованием «вертикального» вихря.

Сформировавшийся «вертикальный» вихрь, погрузившись к ядру Земли, своей областью пониженного давления может инициировать выброс новой порции энергии из ядра Земли. Эти

процессы будут продолжаться, пока вся энергия ядра Земли не будет «высосана».

Теперь рассмотрим поведение «всплывшего» потока.

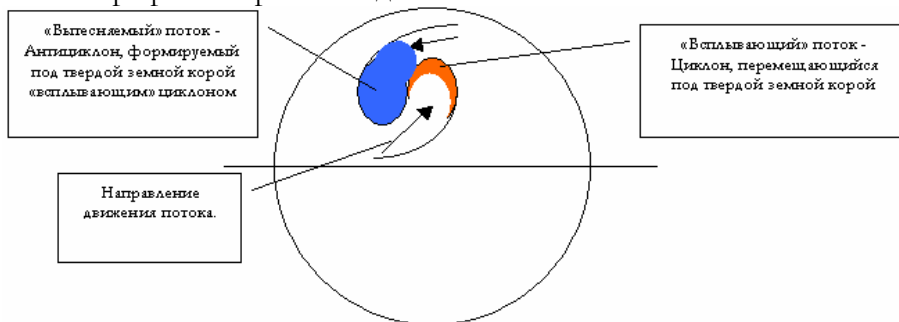


Рис.4

Всплывший поток, передвигаясь под твердой земной корой по криволинейной траектории (Земля – шар), создает условия, для возникновения встречного потока магмы, то есть антициклона.

Таким образом, в астеносфере возникает «горизонтальный» вихрь (рис. 4).

Перемещаясь, под твердой земной корой потоки и вихри на своем пути встречают внутренние горы, т.е. часть горы выступающий внутрь Земли (рис. 5).

4. Причины землетрясений.

Основываясь на выше приведенные условия, рассмотрим несколько случаев причин возникновения землетрясения, которым присвоим условные наименования.

4.1. Скоростной напор.

При подходе потока к горному массиву в начальный момент происходит фаза сжатия, выступающей в астеносферу части горы, под действием сил скоростного напора потока. Гора деформируется на величину dL_1 . При достаточном скоростном напоре данный участок горы может даже приподняться. При величине репрессии превышающей прочность горного тела происходит его излом и, как результат, возникают сейсмические колебания земной коры.

При дальнейшем движении, поток магмы «подныривает» под выступающую часть горы.

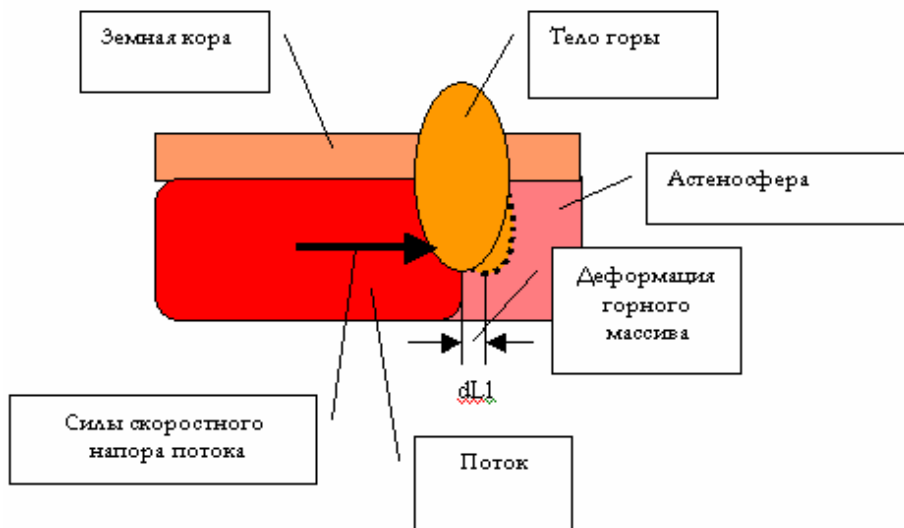


Рис. 5

При этом скорость движения потока увеличивается и по законам классической гидродинамики под горой создается зона депрессии. Величина силы скоростного напора резко уменьшается. Происходит сброс напряженного состояния горного массива.

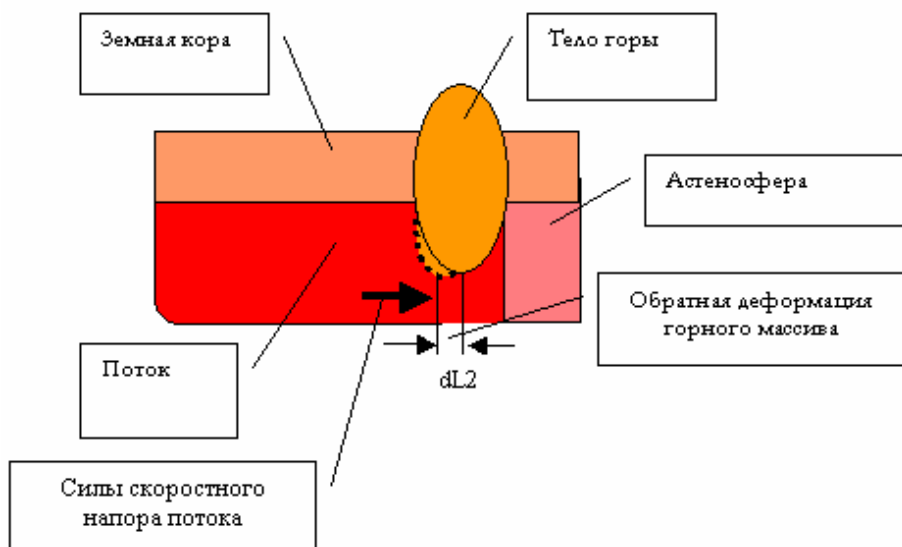


Рис. 6

За счет снятия дополнительных сил внутреннего напряжения

рис. 6 происходит обратная деформация горного тела на величину dL_2 и, как результат, возникают сейсмические колебания земной коры.

Следует отметить, что в данном случае на возникновение сейсмических колебаний будет влиять как сила скоростного напора, так и скорость создания или снятия деформации.

При «незначительных» усилиях сейсмические колебания могут не возникнуть, если они будут находиться в упругой области деформации горного тела.

4.2. Отрыв «Капли».

При обтекании горячим потоком горного массива его тело может расплавиться выше нижней, выступающей в астеносферу части рис.7. В данном случае формируется «ножка» капли.

Из-за уменьшения площади сечения в ножке капли, вес образовавшейся «капли» G превысит силу прочности горной породы в данном сечении и капля оторвется.

При отрыве капли происходит резкое снятие вертикальных сил напряжения горного тела, (гора «подпрыгивает») с возникновением сейсмических колебаний.

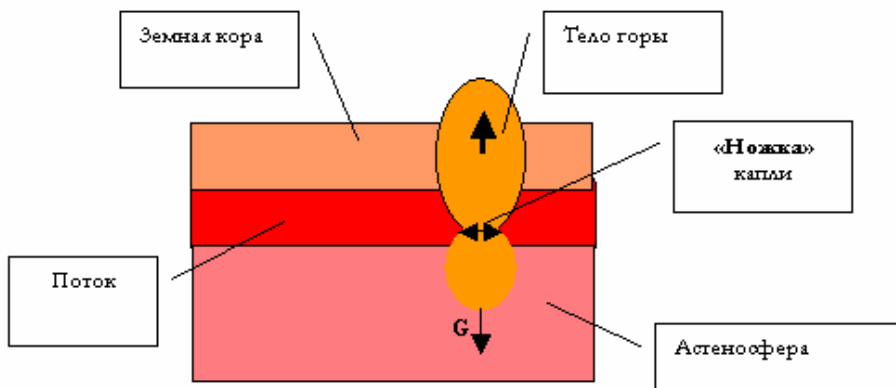


Рис. 7

Такие землетрясения приурочены к глубинам более 100-150 км.

4.3. Провалы земной коры.

Состояние жидкой литосферы характеризуется определенными внутренними гидродинамическими давлениями, на которые существенное влияние оказывают передвигающиеся в астеносфере потоки.

Как известно движение потока в жидких и газообразных средах вызывает движение в противоположную сторону с образованием пространственного вихря. Образующиеся вихри имеют различные формы и распределение гидродинамических сил. При определенных условиях в центре пространственного вихря формируется огромная воронка депрессии.

Многие видели и даже испытали на себе всю мощь атмосферных ураганов разрушающих на своем пути постройки, с корнем вырывающих деревья. Особенно наглядно воронка видна у Торнадо.

Аналогичные ураганы могут формироваться и в недрах Земли.

При образовании магматического вихря в его центре мы имеем так называемую воронку депрессии. Воронку водоворота. Многие знают, как страшно попасть на реке в воронку водоворота. Выбраться из нее очень трудно. Она засасывает все, что в нее попадет.

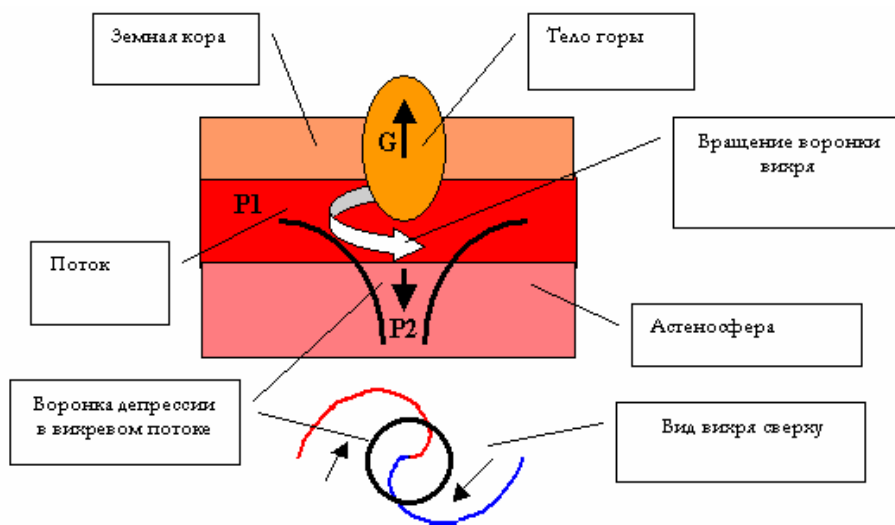


Рис.8

Образование такой воронки депрессии под твердой земной корой ведет к тому, что несущая способность астеносферы, определяемая давлением $P1$ и выталкивающая сила G действующая на погруженное в жидкую литосферу горное тело в центре воронки, резко снижается.

При создании усилий разряжения $P2$ в центре воронки, превышающих предел прочности земной коры, могут возникнуть как трещины, с образованием сейсмических колебаний, так и

катастрофические провалы земной поверхности также с образованием сейсмических колебаний.

Такой провал был зарегистрирован человечеством при образовании Мертвого и Средиземного Морей. Вероятно, озеро Байкал и Черное Море также возникли в результате образования огромной воронки депрессии в астеносфере.

4.4. Извержение вулкана.

Извержение вулкана можно отнести к разряду открытого неуправляемого фонтана из недр земли, который сопровождается выбросом огромного количества различного вещества, как в твердом, жидком, так и газообразном состоянии. Условием возникновения открытого фонтана является:

- снижение в жерле вулкана гидростатического или горного давления на астеносферу;
- превышение давления напора движущегося потока гидростатического или горного давления вещества заполняющего жерло вулкана

Первый случай может быть вызван расплавлением вещества заполняющего жерло вулкана с последующим его разгазированием. Это возможно тогда, когда в основании вулкана будет находиться мощный горячий вихрь, который вначале плавит породу и высасывает ее из жерла, при этом за счет снижения давления в расплавленной породе возникают газовые пачки пород, приводящие к еще большему снижению горного давления на астеносферу и, как результат, возникает открытое фонтанирование.

Во втором случае ударная волна движущегося потока магмы достигает величин превышающих прочность горных пород, а это как очевидно, зачастую, приурочено к приразломным областям земной коры (рис. 9), возможно не только землетрясение, но и прорыв магмы через разлом из земных недр на поверхность.

Оба описанных фактора могут действовать совместно, в этом случае может возникнуть огромная тектоническая катастрофа.

Многие могут возразить, что толщина земной коры очень большая, чтобы ее смог разрушить поток магмы. Это какой же силой он должен обладать.

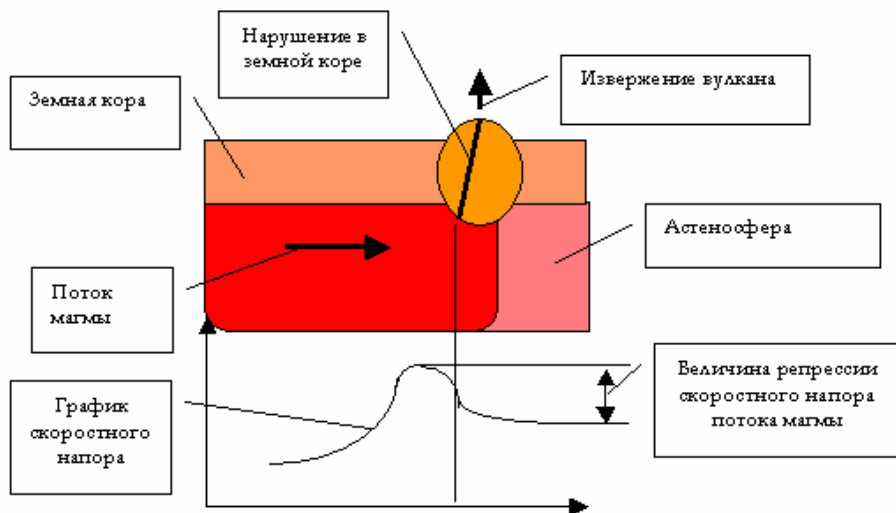


Рис. 9

Попробуем оценить величину кинетической энергии W потока магмы (рис. 9):

$$W = P * V$$

где

P – скоростной напор,

V – объем потока магмы.

Величину P определим из формулы Бернулли, взяв из нее для упрощения расчет только скоростного напора:

$$P = \rho v^2 / 2$$

где

ρ – плотность магмы, примем равным 2500 кг/м^3

v – скорость потока, примем равным $10 \text{ м/с} = 36 \text{ км/час}$, хотя автором отмечались и более высокие скорости до $100\text{-}150 \text{ км/час}$.

Тогда $P = 2500 * 100 / 2 = 125000 \text{ кг/м}^2$.

Объем магмы

$$V = SHL$$

где

S – ширина потока = 100 км ,

H – толщина потока = 400 км (средняя толщина расплавленной астеносферы),

L – длина потока = 1000 км

Для потока средней величины его объем составит

$$V = 100 \cdot 400 \cdot 100 = 4\,000\,000 \text{ км}^3 = 4\,000\,000\,000 \text{ м}^3.$$

Отсюда

$$W = 125\,000 \cdot 4\,000\,000\,000 = 500\,000\,000\,000\,000 \text{ кгм}.$$

Допустим, что импульс воздействует на площадь $10 \cdot 10 \text{ км} = 100 \text{ км}^2$.

Вес этого участка земной коры

$$G = 100 \text{ км}^2 \cdot 100 \text{ км} \cdot 2\,300\,000\,000 \text{ кг/км}^3 = 23\,000\,000\,000\,000 \text{ кг}.$$

Энергия импульса силы потока магмы более чем в 20 раз превосходит вес вышележащих пород. Эти силы и являются главным условием возникновения открытого фонтана из недр Земли.

Приняв за основу вышеприведенные теории тектонических процессов, происходящих в недрах Земли, рассмотрим причины природных катастроф произошедших на Земле в XX и XXI веке.

5. Глобальное потепление - миф и реальность.

Проблемы глобального изменения климата на Земле многими исследователями напрямую связываются с бурным развитием в XX веке нефтяной индустрии.

Объемы добываемой нефти, газа и угля к началу XXI века достигли огромных величин. Получаемый при сжигании такого объема углеводородного топлива углекислый газ многими исследователями признан главной причиной глобального потепления.

Оценка влияния на окружающую среду производится на основе анализа развития промышленности, которая характеризуется резким увеличением выработки тепловой энергии из углеводородного топлива и выбросом ее в окружающую среду. Считается, что углеводородное топливо доминирует в энергетическом балансе, вырабатываемом человечеством, над всеми остальными источниками энергии производимыми на Земле. Например, природный газ, нефть, и уголь обеспечили 88-89 % полной первичной энергии, использованной в США в течение 1990-ых годов [2]. Проведение корреляции содержания углекислого газа в атмосфере с повышением глобальной температуры [2] является главным подходом к познанию причин глобального потепления. Эта точка зрения давно стала преобладающей в мире и послужила

основой при подписании Киотского протокола (Kyoto protocol) по ограничению выброса в атмосферу CO_2 .

Однако выработка человечеством энергии в глобальном масштабе не ограничивается применением углеводородного топлива. Не менее, а в значительно большем масштабе на Земле вырабатывается энергии при применении взрывчатых веществ.

В XX веке громадное количество энергии было получено при взрыве боеприпасов в Первую и Вторую Мировых Войнах, а также в остальных военных конфликтах. Кроме того, в XX веке еще большее количество энергии было получено при взрыве во время испытаний более чем 1500 ядерных бомб. В этом случае энергия, полученная из углеводородного топлива, составит не более 10% от общей энергии произведенной человечеством в XX веке.

Как известно основная энергия взрыва превращается в ударную волну, которая распространяется как по поверхности, так и вглубь земли.

При наземном и особенно при подземном взрыве ударная волна распространяется на значительную глубину и большие расстояния. Рассмотрим распространение динамических волн вглубь Земли (рис. 10).

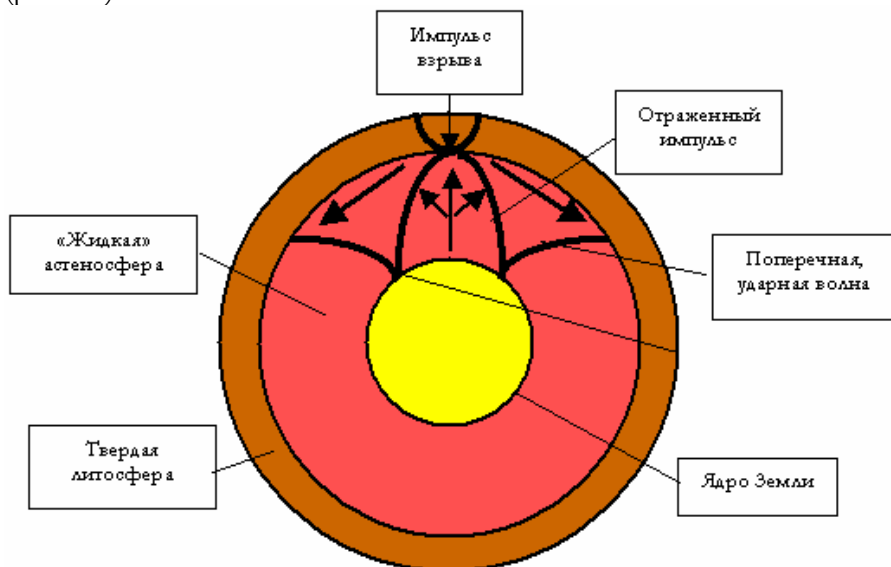


Рис.10

Ударный импульс, пройдя через литосферу, воздействует на астеносферу. Далее, пройдя сквозь астеносферу, отражается от ядра. Входящие и отраженные волны образуют мощные

продольные волны, которые распространяются по всей толще астеносферы.

При сложении импульсов естественных конвекционных потоков и искусственно образованных продольных волн происходит значительная разбалансировка природных сил действующих в астеносфере. При этом малоподвижные конвекционные потоки преобразуются в мощные солитоны [2], распространяющиеся как широтные так и меридиональные магматические потоки (МП), из которых формируются магматические вихри (МВ).

Размер вихря при этом может быть огромен. Учитывая толщину астеносферы (400-700км) и площадь вихря, можно ориентировочно определить объемы астеносферы, участвующие в циркуляции МВ. По оценке эти объемы достигают $50 \cdot 10^9$ км³ и более, а масса 10^{18} тн и более.

Движение этих потоков в астеносфере создают области с большим перепадом гидродинамических давлений, зонами репрессии и депрессии, мощными электромагнитными полями.

Гигантские размеры и изменение потенциалов напряженности различных полей имеющих большую протяженность от десятков и сотен километров до 5-7 тысяч км. при скорости движения МВ от 10 до 60 км/ч а скорости МП до 100-150км/ч пока не могли быть зарегистрированы человечеством. А если и регистрировались, то объяснялись в основном влиянием космического излучения.

Самый мощный из распространяющихся в Северном полушарии гигантский МВ был зарегистрирован автором в 2000г. и получил условное название «Vova»⁴. (Уменьшительное имя мальчика от имени Владимир – Властелин Мира «**Lord World**» по аналогии с присвоением имени испанского мальчика природному явлению «**El-Niño**»).

Замечание. Сопоставление поведения животных и движения МП, выявило, что некоторые представители животного мира обладают способностью воспринимать создающиеся при движении МП электромагнитные поля. Так, например, киты, дельфины, попадая в зону действия МП, следуют в направлении его движения, и, в случае, если МП не успевает их обогнать, а на пути движения находится земля, то эти животные выбрасываются на берег, что многократно подтверждается проведенными наблюдениями. Многочисленные факты подтверждают воздействие этих факторов и на человека. При прохождении МП обостряются головные боли, болезни сердца, меняется артериальное давление и т.д.

Изменение мощности и направления распространения потоков таких огромных масс в астеносфере, под действием многочисленных бомбежек земной поверхности - вот тот основной источник, влияющий как на изменение естественных тектонических процессов, так и приводящих к глобальному изменению теплового баланса Земли.

6. Взрывы и климат.

Если на графике изменения температуры [3] (рис. 11) отметить периоды ведения войн и испытаний ядерного оружия, то можно отметить корреляцию между глобальным изменением температуры и интенсивностью выработки энергии путем различных взрывов проведенных человечеством в XX веке.

Начало тектоническим катастрофам XX века, зарождение гигантского МВ «Вова» и разбалансировку естественных процессов в недрах Земли определило, вероятно, падение Тунгусского метеорита.

Последующая война 1905 г., Первая Мировая Война 1914-1917 гг., Гражданская война в России 1918-1920 гг. послужили источником накачки дополнительной энергии внутрь Земли.

Очень характерным является период 1940-1975 гг. Этот период на первый взгляд опровергает предлагаемую теорию. Однако если экстраполировать современное положение МП «Вова» на начало 40-х, то под Европейским континентом в это время проходила фронтальная часть МВ, которая характеризуется МП текущих с Севера на Юг (северный МП) и инициирующих перемещение холодных масс воздуха с Севера на Юг.

На рис.11 отмечены периоды наиболее интенсивного воздействия на Земную кору ударных нагрузок.

Значительное количество взрывов произведенных во время Второй Мировой Войны и последующие испытания ядерного оружия в северных широтах сильно увеличило мощность северного МП, что послужило причиной остановки потепления и даже некоторого «похолодания» климата.

Резкое начало потепления в середине 70-х коррелируется с резким ростом объема испытания ядерного оружия огромной мощности и расположения ядерных полигонов в местах протекания южных МП и формируемых ими МВ (штат Невада - США, Казахстан-СССР) инициирующих перемещение теплых масс воздуха с юга на север.

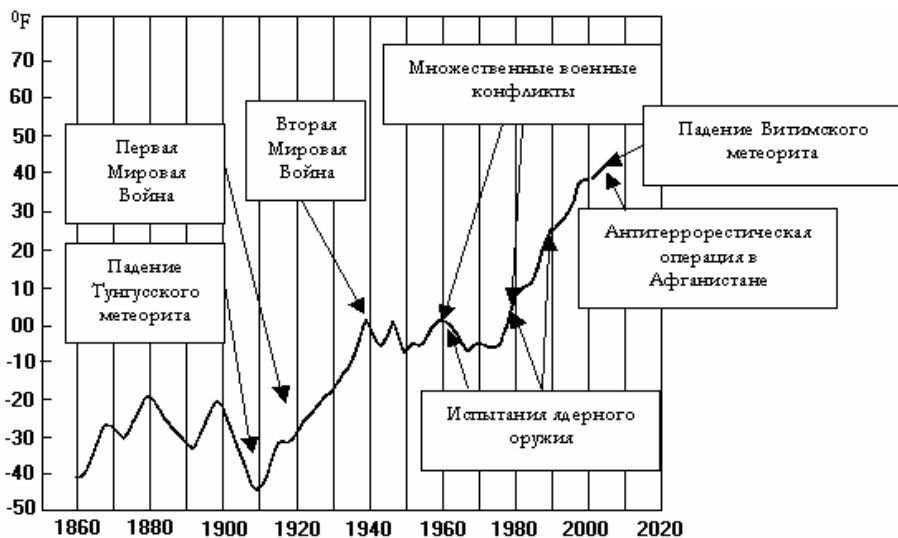


Рис. 11

7. Современная жизнь МП и МВ

Многолетние наблюдения за маршрутом передвижения в Северном полушарии циклонов, образующихся в Атлантическом и Тихом океане, выявили существенное влияние, как рельефа местности, так и векторов встречи циклонов друг с другом на маршрут их передвижения и дальнейшее существование.

Однако в 1999-2000г. над Евро-Азиатским континентом стали происходить вначале необъяснимые явления. Циклоны перестали перемещаться по традиционным маршрутам.

На картах погоды, полученных на основе снимков Земли из космоса, явно было видно как циклоны, при своем движении, натываясь на невидимую преграду, резко меняли свою траекторию. Влияние Луны, солнечного ветра не объясняли такое поведение. Создавалось впечатление, что какая-то неведомая огромная масса, превышающая влияние массы Луны заставляла отклоняться атмосферные циклоны с маршрута движения. Эта огромная масса перемещалась с Востока на Запад со скоростью порядка 10км/сутки. Но в космосе, кроме Луны, нет такого большого массивного тела с периодом оборота вокруг Земли около 10 - 12 лет.

Анализ многочисленных исследований показал, что таким телом может являться только магматический вихрь в астеносфере.

Регистрация МВ «Vova» была основана на необычном изменении пути движения атмосферных циклонов.

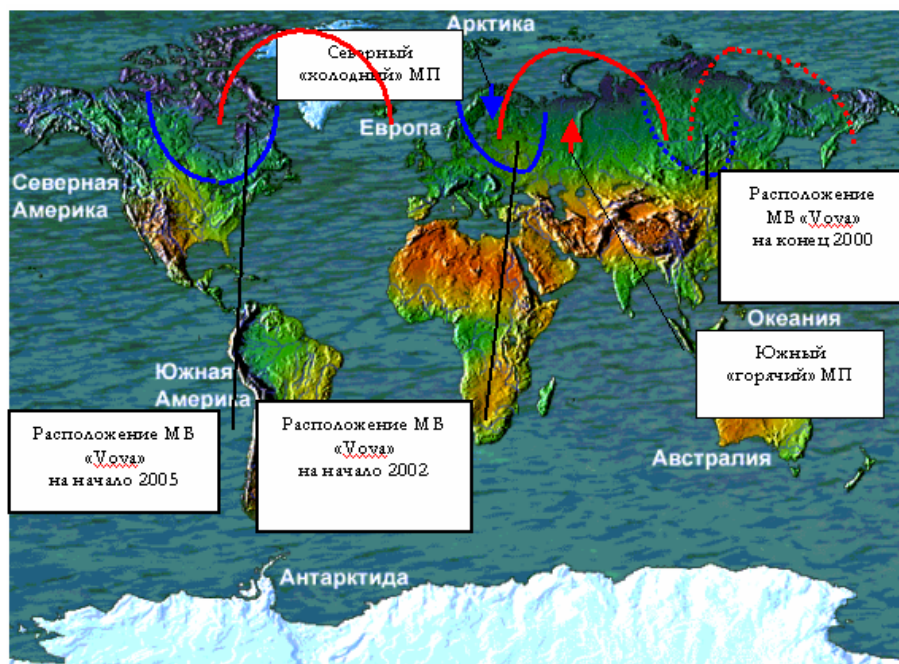


Рис. 12

Наблюдения за перемещением МВ «Vova» в 2000-2001г. (рис.12) позволило определить достаточно точно его влияние на изменение климата в Северном полушарии на 2002-2005гг -100% совпадение и прогноз на последующие годы.

Северный МП определял похолодание, а Южный МП определял потепление климата в зонах прохождения МВ «Vova». Причем во фронтальной части по направлению движения МВ отмечено столь высокая напряженность поля, что атмосферные циклоны (диаметром 2000-3000 км.), идущие с Атлантики на Европу отражаясь от него, поворачивали на юг или север.

В ноябре 2001г. в жизни МВ «Vova» произошли коренные изменения. Это совпадает с началом анти-террористической операции в Афганистане.

Наблюдения [5, 6] выявили, как из передней части МВ вырвался МП, который со скоростью до 200 км/сутки стал распространяться вдоль Европы в сторону Атлантического океана. Достигнув, Срединно-Атлантического хребта, МП разделился (рис. 13) на 4

потока: Северо-Американский, Центрально-Американский, Африканский, Восточно-Сибирский. Впоследствии из Северо-Американского МП выделился Западно-Атлантический МП.

7.1. Период с ноября 2001г. по февраль 2002г:

- Магматические потоки, распространяясь от Европы в сторону американского континента, вызвали образование мощного теплового поля «Atlant» в зоне Срединно-Атлантического хребта (подобно явлению «El-Niño»). Это поле стало источником образования мощных теплых атмосферных циклонов, вызвавших сильное потепление на Евразийском континенте в зиму 2001-2002 г.
- Северо-Американский МП, пройдя под Канадой и Тихим океаном в феврале-марте достиг Японии и Камчатки. Если Японии он не нанес вреда, так как прошел вдоль горной гряды, то на Камчатке он вызвал извержение вулкана, так как распространился перпендикулярно горной гряды.
- Центрально-Американский МП, пройдя в сторону Центральной Америки вызвал землетрясение у берегов Мексики. Далее этот поток распространился в сторону Малайзии, где так же вызвал землетрясение. Отраженная волна от Гималаев явилась причиной землетрясения на Тайване.
- Африканский МП, пройдя под центральной частью Африки, повернул на север. По пути он стал, инициатором извержения вулкана в Конго, а через три недели землетрясения в Турции.
- Восточно-Сибирский МП, распространяясь под Азией, вызвал значительное потепление климата в Восточной Сибири.

7.2. Схема движения МП, МВ и прогноз возможных природных катастроф на 2002г.

Проводимый мониторинг за распространением МП в 2003-2004гг. так же показал прямую связь между динамическими воздействиями на Земную кору и многочисленными природными катастрофами. Анализ состояния гидродинамических процессов в недрах земли и предварительные расчеты, проведенные за 2 месяца до начала боевых действий в Ираке, показывали высокую вероятность возникновения последующих тектонических катастроф от боевых действий в экваториальной части и, особенно, в районе Среднего Востока и в бассейне Индийского океана. Мощная серия из 6 ураганов в Мексиканском заливе в 2004г. и драматическая катастрофа, произошедшая в декабре 2004г. –

землетрясение и цунами в бассейне Индийского океана явились очередным подтверждением обоснованности приведенной в данной статье теории.

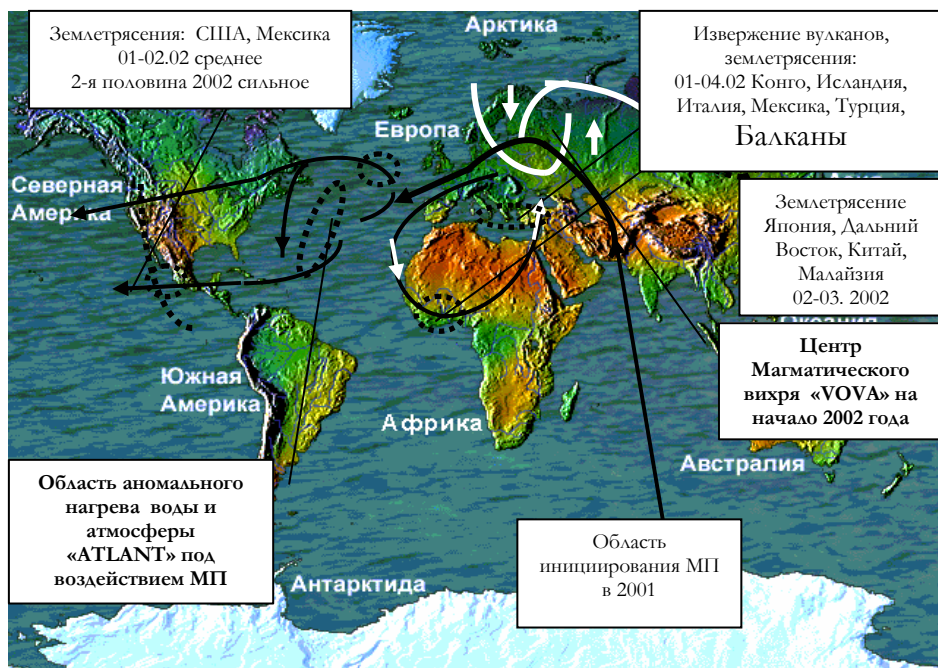


Рис. 13

Выводы:

1. Увеличение содержания углекислого газа в атмосфере не является главной причиной потепления климата.
2. Энергия массообмена и распределение теплообмена при движении магматических потоков в астеносфере существенно влияет на климата планеты.
3. Ударно-волновое воздействие на недра, инициируемое с поверхности земли, является одной из причин изменения естественного направления магматических потоков и вихрей.
4. Образование и движение атмосферных циклонов и атмосферных потоков напрямую зависит от мощности и направления движения магматических потоков и магматических вихрей.
5. Импульсное воздействие в результате бомбардировок земной коры ведет к накачке дополнительной энергии в недра и разбалансировке ее состояния.

6. Интенсификация перемешивания астеносферы ведет к более быстрому ее остыванию за счет увеличения скорости рассеивания тепла в окружающем пространстве от более нагретой земной коры, что ведет к ускорению наступления ледникового периода.
7. Полное и всеобщее запрещение массированных бомбардировок и испытаний ядерного оружия становится главной задачей, стоящей перед жителями Земли в борьбе за сохранение климата.
8. Необходимо ввести жесткое ограничение и международный контроль за применением «мирных взрывов» в промышленных целях.

Литература

1. <http://education.yahoo.com/search/be?p=lithosphere> – Интернет ресурс поисковой системы Yahoo. The Columbia Encyclopedia, Sixth Edition. Columbia University Press.
2. The natural phenomenon opened in August 1834 (Scotland) by John Scott Russel. "The Spirited Horse, the Engineer, and the Mathematician: Water Waves in Nineteenth-Century Hydrodynamics", O. Darigol, Arch. Hist. Exact Sci. 58 (2003) 21-95
3. Thomas H. Standing. "Climate change projections hinge on global CO₂, temperature data". Oil & Gas Journal Nov. 12, 2001.
4. V. Shenderov. «The space... a minus time... is eternity». Tomsk. «Graphika», ISBN 5-94589-001-4ИД №04103. (В. Шендеров «Пространство... минус время...равно вечности»)
5. <http://weather.com> - Интернет-ресурс The Weather Underground, Inc.
6. <http://smis.iki.rssi.ru> - Интернет-ресурс Space Monitoring Information Support laboratory (SMIS) of Space Research Institute (IKI RAN) Moscow, Russia.

Серия: СТРОИТЕЛЬСТВО

Бененсон Е.Б.

Новая конструкция теплопроводов для тепловых сетей городов и посёлков

Аннотация

В статье рассматривается состояние теплосетей в пределах городов и посёлков разных климатических зон. Подчёркивается ущербность существующей, традиционной конструкции теплопроводов тепловых сетей, доказывается необходимость их модификации. Предлагаются и достаточно подробно рассматриваются новые конструкции элементов теплопроводов тепловых сетей, даны некоторые пространственные изображения этих конструкций. Приведены примеры конструкций теплопроводов других стран.

Предложенный здесь пример конструкций сборных элементов проекта не является окончательным. Важно заметить, что в конструкторско-технологическом решении этого теплопровода, кроме его основного предназначения – транспортировки горячей воды – впервые предусматривается обеспечение существенного экономического эффекта в процессе его эксплуатации. Длительность безремонтного периода эксплуатации – предлагаемой конструкции - не менее 40 лет.

Оглавление

1. Состояние вопроса
2. Предложение
3. Описание конструкции и технологические свойства материалов
4. Показатели тепло-технического расчёта
5. Условия реализации

1. Состояние вопроса.

Существующая конструкция подземных трубопроводов горячего водоснабжения и отопления в пределах городской черты, даже при строгом соблюдении технических требований монтажных работ, не сможет обеспечить необходимые условия надёжности, длительной эксплуатации при минимальных потерях тепла в процессе транспортировки горячей воды в тепловых сетях. Объяснить это можно тем, что изначально преобладал выбор простейших технологических решений для построения конструкции теплопроводов из-за недостатка технических средств, материалов и времени. Кроме того, другие варианты, вероятно, не были видны. При построении конструкции недостаточно учитывались климатические условия северных и северо-западных областей, степень промерзания и подвижности грунта, наличия блуждающих грунтовых вод местности. Все эти условия в своём сочетании становятся причиной возникновения аварийных ситуаций, сокращения сроков эксплуатации. Уже через год во многих местах при вскрытии наблюдается полное разрушение слоя изоляции, угрожающая коррозия трубопроводов, нижние опорные лотки канала заполнены грунтовой водой.

Изменить ситуацию, следуя принятым нормам существующей технологической конструкции теплопроводов невозможно. Ежегодное авральное увеличение ремонтных работ будет делом государственной заботы бесконечно. Затраты на ремонт теплосетей будут расти.

В западных странах используется технологическая конструкция теплопроводов по принципу труба в трубе. Цилиндрическое пространство между двумя трубами заполняется пенным полиуретаном, который при затвердевании образует теплозащитный изоляционный слой. Центральная и наружная трубы выполнены из полимерного материала. Конструкция привлекает видимой простотой; опор скольжения не требуется, материал труб не поддается коррозии. Эта технологическая конструкция широко пропагандируется. Однако нужно учесть, что такая конструкция возможна к применению в районах с умеренным климатом и лучше всего выборочно, на горизонтальных, прямых участках. При этом следует помнить, что технология соединения (стыкования и склеивания) полимерных труб не проста, она требует строгого её соблюдения в любых условиях. Не допускаются грубые смещения кромок, которые приведут к образованию трещин и

высокие изгибающие моменты. Угроза образования трещин на самих трубах возникает уже при температуре $-15, -20^{\circ}\text{C}$.

Учитывая сложность конфигурации теплосетей в пределах городской черты, жёсткие климатические условия с резкими перепадами температур в северо-западных районах и глубокое замораживание грунта в районах крайнего севера трудно согласиться с абсолютной надёжностью полимерных теплопроводов в таких условиях.

Существует направление создания автономных систем теплоснабжения. *Нельзя отрицать эффективности и пользы этих систем, но их рождение и экологически качественное развитие возможно только в отдельно взятых территориальных и экономических условиях, которые надо создавать. А это - вопрос времени.* Следовательно, логично утверждать, что системы централизованного теплоснабжения городов до окончания века не утратят своего ведущего значения.

В целях резкого снижения затрат на ремонт теплосетей в городах и посёлках **до полного их исключения в течение длительного периода эксплуатации**, в целях снижения затрат на топливо всех видов, наконец, в целях выигрыша времени в процессе экономического развития создание новой конструкции теплопроводов просто необходимо.

2. Предложение

Предлагается альтернативная конструкция теплопроводов для труб с наружными диаметрами в пределах 76-325 мм, **которая позволит:**

1. Обеспечить полную **герметизацию пространства** вокруг трубопровода горячей воды от проникновения агрессивных сред (грунтовых вод и прочее).
2. Обеспечить предельно минимальные тепловые потери (**23 Вт/м²**) и температуру наружной поверхности теплопровода (**8,3-9**) $^{\circ}\text{C}$ при температуре теплоносителя **90-100** $^{\circ}\text{C}$ и окружающей среды **0** $^{\circ}\text{C}$. Для сравнения - температура наружной поверхности традиционного теплопровода (в исправном состоянии) – **29** $^{\circ}\text{C}$, тепловые потери – **116 Вт/м²** при тех же условиях.
3. Не допускать промерзания теплопровода при резком снижении температуры или отключении горячей воды от источника в зимнее время (в аварийных ситуациях).

4. Предопределить возможность безаварийной эксплуатации теплопроводов в пределах городской черты не менее **45-40 лет**. Такая длительность определяется главным образом технологическим и техническим состоянием металла тепло-несущих стальных труб и качеством сварных соединений, которые можно проконтролировать.
5. Исключить ремонтные работы в последующие годы эксплуатации. При этом, действующий теплопровод \varnothing **219 – 273 мм** может дать экономию затрат на топливо минимум **\$2000** в год **на каждые 1000 метров** его протяжённости (для одного теплопровода в одном направлении).

3. Описание конструкции и технологические свойства материалов

В разработке проекта, вместе с основными законами термодинамики, использована методика расчёта теплового потока в замкнутом кольцевом пространстве, предложенная академиком А.М.Михеевым, [1].

Схема построения всех элементов теплопровода – тройников, отводов, коллекторов, прямых участков – принципиально одинакова. Ниже, на рис. 1, 2, 3, 4 даны представления *некоторых* элементов теплопровода в пространственном изображении.

Особенностью конструкции теплопровода является то, что сама несущая тепло труба (с горячей водой) не покрывается теплоизоляционным слоем.

Главной несущей конструкцией является литая ж/бетонная оболочка, которая характеризуется высокой непроницаемостью влаги, стойкостью к образованию трещин, морозостойкостью и увеличенной прочностью в 1.5-1,65 раза. В составе массы ж/бетонной оболочки используется пластификатор марки С3 и другие пластификаторы, при этом расход цемента, по данным производителя, снижается на 20%. Внутренняя цилиндрическая поверхность оболочки гладкая, без грубой величины шероховатости. В некоторых вариантах при отливке ж/бетонной оболочки в качестве базовой поверхности можно использовать наружную поверхность полимерной трубы (толщина стенки 4-5 мм).

На внутренней поверхности оболочки (или полимерного слоя) формируется цилиндрический слой теплоизоляции, толщина которого должна соответствовать тепловому расчёту (для выбранного варианта - 60 мм). Материал тепловой изоляции – стекловолокно, коэффициент теплопроводности - $0,035 \text{ Вт}/(\text{М}^{\circ}\text{С})$ или *пеноизол* - коэффициент теплопроводности - $0,035 - 0,04 \text{ Вт}/(\text{М}^{\circ}\text{С})$. Теплоизоляционный слой собирается последовательно из отдельных цилиндрических блоков длиной (в разных типоразмерах и вариантах) 200,300,500 мм, внутренняя поверхность блоков ограничена алюминиевым покрытием, торцевые поверхности имеют коническую форму (90°) в целях плотного их соединения. Возможны и другие варианты технологии формирования теплоизоляционного слоя.

По центру располагается стальная труба с антикоррозионным покрытием внутренней и внешней её поверхности. В центральном положении труба фиксируется и удерживается несколькими специальными скользящими опорами (2 -3 шт. на прямом участке 8-9 м), количество опор определяется конструктивно и соответствующим расчётом. Эти опоры базируются на внутренней поверхности ж/бетонной оболочки (см. рис 4), устанавливаются в конструктивном порядке совместно с установкой теплоизоляционных блоков.

Между наружной поверхностью стальной трубы и внутренней поверхностью изоляционного слоя (как результат сборки) образуется воздушное цилиндрическое пространство, которое является дополнительным тепловым сопротивлением. Эффективная толщина слоя определяется теплотехническим расчётом.

Все тепловые перемещения стальных труб в оболочке с учётом конструктивного расчёта компенсаторов в конструкции предусмотрены.

В местах соединений старого и нового теплопроводов предусмотрена установка специальных, стальных компенсационных заглушек, которые не допускают проникновение влаги в окружающее пространство нового теплопровода.

Установочные опоры (см. рис 1) на местах укладки теплопровода, обеспечивают общие технические условия его положения. Конструкция установочных опор способствует облегчению и ускорению процесса координирования элементов и блоков относительно друг друга при их стыковке на монтажной площадке. Специальные мини габаритные цилиндрические сваи в составе конструкции этих опор ориентированы перпендикулярно к

горизонтальной осевой плоскости теплопровода и не допускают смещений и перекосов в других пересекающихся плоскостях центральной оси теплопровода, этим повышается устойчивость положения теплопровода.

Могут быть представлены построения и других видов технологических конструкций теплопроводов. Однако принцип конструктивного построения теплопровода – образование замкнутого кольцевого пространства вокруг несущей тепло трубы (с горячей водой) - должен быть сохранён.

Рис-1

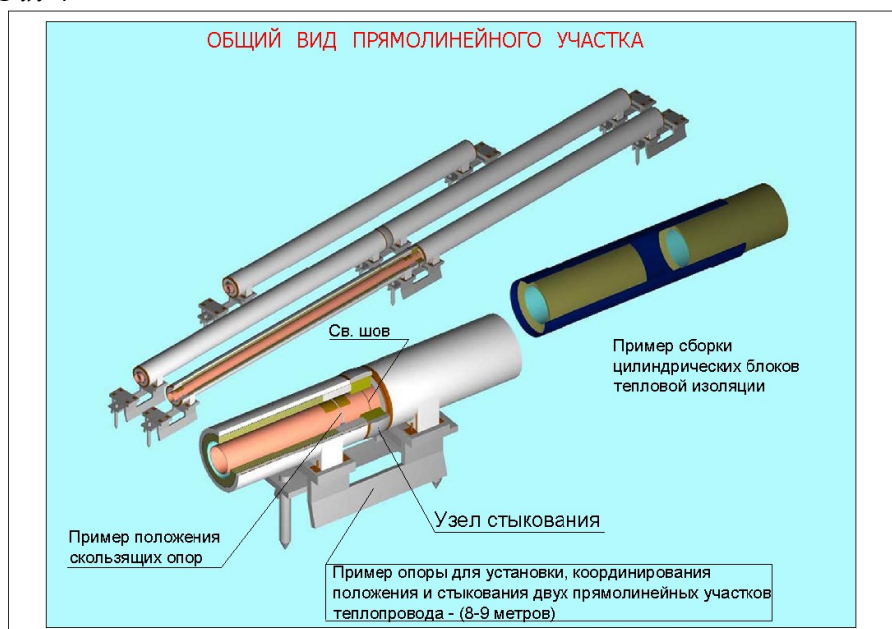


Рис-2

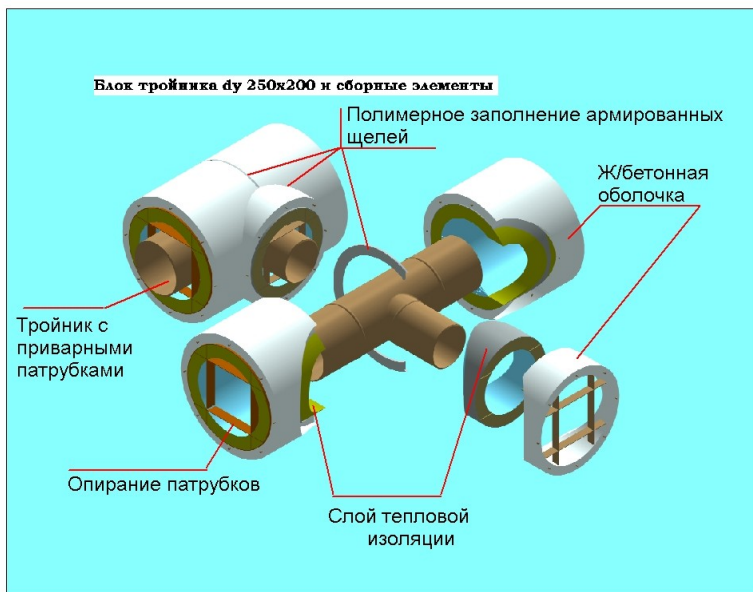


Рис-3

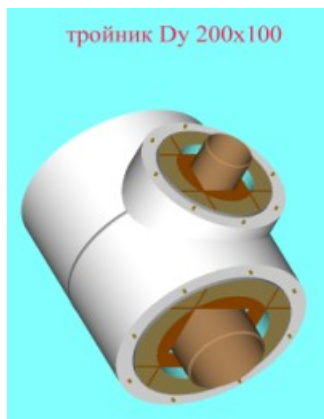
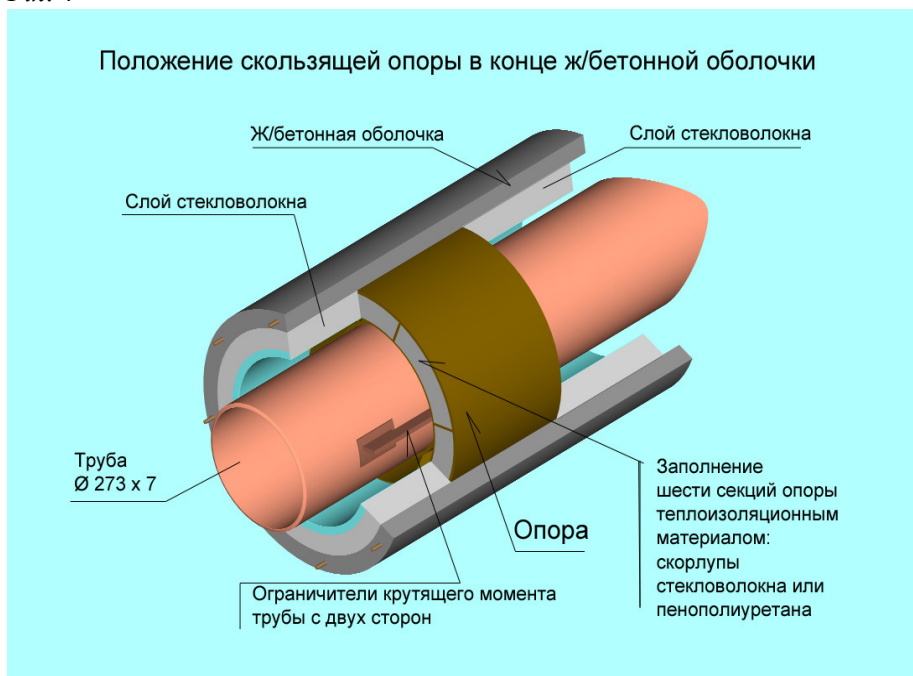


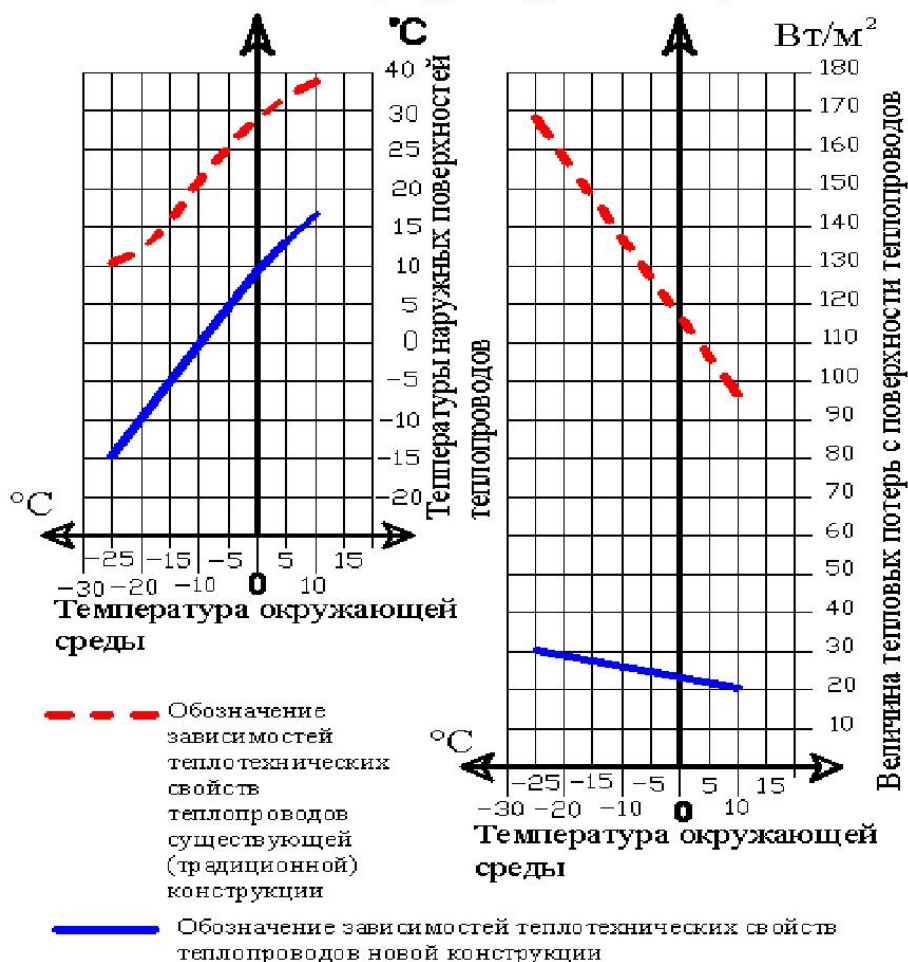
Рис. 4



4. Показатели тепло-технического расчёта

Ниже, на графиках, приводятся результаты теплотехнических расчётов новой и существующей (действующей) конструкций подземного теплопровода горячей воды. При этом определяется сравнительная величина минимальных потерь тепла двух технологических конструкций и экономическая эффективность новой предложенной конструкции.

Графики сравнительной зависимости температурных показателей и величины тепловых потерь с внешних поверхностей двух видов теплопроводов при изменении температуры окружающей среды



5. Условия реализации

Все детали, сборные элементы и блоки теплопровода должны изготавливаться в производственных условиях. Необходимо создание специализированного производственного предприятия. Сомнения в возможностях технологического обеспечения таких предприятий не должны иметь места. Существует опыт разработки и изготовления в производственных условиях цилиндрических теплоизоляционных блоков компании «URSA», отвечающих

требованиям данного предложения [4, 5]. Существует технология и опыт изготовления ж/бетонных оболочек с учётом их технологических и технических свойств, указанных в этом предложении. И, наконец, не может быть сомнений в способностях конструкторов спроектировать технологически необходимые штапелы, кондукторы и механизмы с целью их изготовления для производственных цехов. Технологическое оборудование должно исключать все сложности процессов изготовления и сборки элементов и блоков теплопровода. Организация предприятия может быть выбрана исходя из двух условий:

1. Изготовление деталей, металлических конструкций, кольцевых блоков теплоизоляции, ж/бетонных оболочек и опор, а также сборочные процессы всех элементов и блоков теплопровода выполняются на площадях специализированных цехов одного предприятия.
2. Изготовление металлоконструкций, кольцевых блоков тепловой изоляции, ж/бетонных оболочек и опор выполняют смежные предприятия. Специализированное монтажное предприятие, используя поставки смежных предприятий, выполняет все сборочные операции элементов и блоков и монтажные работы теплопровода.

Технологическое оснащение предприятий должно соответствовать выбранному порядку производственных процессов. Изготовленные сборные элементы и блоки транспортируются к подготовленному месту укладки теплопровода. На местах укладки выполняются следующие работы:

1. Установка сборных элементов и блоков на специальные установочные опоры, которые, кроме обеспечения общих технических условий предназначены для облегчения и ускорения процесса координирования элементов и блоков относительно друг друга и их стыковки.
2. Сваривание стальных труб элементов и блоков в местах их соединений с подкладными кольцами.
3. Ультразвуковой контроль качества металла сварных соединений.
4. Технические испытания смонтированного участка теплопровода.
5. Укладка кольца тепловой изоляции и герметизация узлов соединений по специальной технологии. Эта технология

обеспечивает прочное сцепление герметизирующего кольца с основной массой ж/бетонных оболочек элементов и блоков без угрозы образования трещин в местах их соединений.

При рациональной технологической подготовке скорость прокладки теплопровода в пределах заданного проектного участка в 3-5 раз выше, чем при существующем (действующем) построении технологического порядка.

Литература

1. Б.Н. Юдаев Теплопередача. «Высшая школа» 1973г.
2. Б.Н. Юдаев Сборник задач по технической термодинамике и теплопередаче. «Высшая школа» 1964г.
3. Б.В. Рудомино; Ю.Н. Ремжин Проектирование трубопроводов тепловых электростанций. «Энергия» 1970г.
4. Промышленно-строительное обозрение,
<http://www.spbpromstroy.ru/68/33.php> .
5. Предприятие строительных материалов, Ярославль, Россия,
<http://www.teplostroy.ru> .

Купряев Н.В.

К вопросу о сезонном ходе анизотропии тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли

Аннотация

Высказано предположение, что наблюдавшееся в течение нескольких лет периодическое с периодом один год изменение направления потока тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли, возможно, имеет космофизическую природу.

Высказано предположение, что наблюдавшееся авторами [1] в течение нескольких лет периодическое с периодом один год изменение направления потока тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли: в зимнее время поток направлен к поверхности, а в летнее — от поверхности Земли, возможно, имеет космофизическую природу. График анизотропии, представленный авторами [1], напоминает плавную синусоиду без так называемой ступеньки, соответствующей времени года, когда поверхность Земли свободна от снега. Если бы была верна “снежная” гипотеза авторов [1], то на графике должна была бы быть видна протяженная ступенька, начиная, по крайней мере, апрелем месяцем и кончая октябрём месяцем. Чтобы подтвердить или опровергнуть это предположение авторам [1] необходимо изыскать возможность продолжить эти исследования дальше и измерить поток нейтронов, например, в течение суток. Или же, в крайнем случае, попытаться выделить уже из имеющегося массива данных суточные колебания потока. Если верна космофизическая гипотеза явления, такая же периодичность (с периодом 24 часа) в изменении направления потока нейтронов, по-видимому, должна наблюдаться в течение суток. Существует большое число работ, в которых сообщается о наблюдении как суточных, так и годовых волн для самых разнообразных процессов, начиная от химических процессов и кончая ядерными и космологическими процессами.

В работе [1] на основании данных измерений потока нейтронов вблизи поверхности Земли (1994-1997 гг.), полученных

одновременно в двух направлениях (от поверхности и к поверхности Земли), было установлено, что направление потока нейтронов вблизи земной поверхности периодически с периодом один год изменяется со временем: в зимнее время поток направлен к поверхности, а в летнее – от поверхности Земли. Обнаруженную зависимость потока нейтронов авторы [1] связывают с тем, что источником нейтронов, возможно, является земная кора и вклад этого источника наблюдается в тех случаях, когда земная кора покрыта или не покрыта каким-либо поглотителем (например, снегом или водой).

Не исключено, однако, что открытое авторами [1] периодическое изменение направления потока нейтронов имеет иное объяснение. График анизотропии, представленный авторами [1], удивительным образом напоминает плавную синусоиду без так называемой ступеньки, соответствующей времени года, когда поверхность Земли свободна от снега. Если бы была верна “снежная” гипотеза авторов [1], то на графике должна была бы быть видна протяженная ступенька, начиная, по крайней мере, апрелем месяцем и кончая октябрём месяцем, пока на поверхности Земли лежит снег. Однако этого на графике не наблюдается.

Известно, что аналогичные явления наблюдались многими учеными. Например, Шноль [2] наблюдает аналогичные явления на протяжении полувека, для самых разнообразных процессов начиная от химических процессов и кончая атомными и ядерными процессами. Эффект Шноля состоит в периодическом изменении с периодами 24 часа, 27 суток и около 365 суток тонкой структуры гистограммы измеряемой в процессе эксперимента физической величины. Наличие строгой периодичности в изменении структуры гистограммы Шноль связывает с существованием внешней, по отношению к изучаемому объекту, природы этого агента.

Аналогичную анизотропию пространства, как известно, наблюдал Бауров с коллегами [3,4]. Эффект Баурова проявляется в том, что пробное тело, будучи в апертуре соленоида с электрическим током вблизи обмотки, отталкивается от той части обмотки, где скорость электронов имеет существенную компоненту, направленную в выделенном направлении в пространстве, совпадающем в пределах ошибок измерений с направлением анизотропии поля микроволнового фонового излучения Вселенной (МФИ). Анизотропия поля МФИ, как известно, объясняется влиянием движения со скоростью около 400 км/с земного

наблюдателя относительно поля МФИ Вселенной в направлении созвездия Льва [5,6].

Кроме того, обнаружено систематическое отклонение направления плоскости поляризации радиоизлучения удаленных источников (галактик) от их видимых позиционных углов, так называемый эффект Берча (см., например, [7]). Самое неожиданное здесь (см. [8]) – это наличие корреляции между направлением на галактику и величиной дополнительного вращения плоскости поляризации, полученной после вычета величины обычного фарадеевского вращения. Выделенная ось не более чем на 30° (и эта величина близка к статистической погрешности результата) отклоняется от направления анизотропии поля МФИ.

Более того, в журнале «Вестник РАН» за 2003 год [9], был опубликован сенсационный доклад Лобашева, доложенный на президиуме АН, о наблюдении аномальной структуры в спектре β -распада трития. На протяжении нескольких лет ими прослеживалось положение так называемой ступеньки – разницы между теоретическими и экспериментальными спектрами β -распада трития – относительно конца спектра в зависимости от сезонного времени измерений. Оказалось, что в большей части измерений положение этих ступенек хорошо (с точностью 0,5%) соответствует синусоиде с периодом полгода. Дальнейшие измерения показали, что к полугодовому периоду примешивается годичный.

Это дает основание говорить, таким образом, о существовании в системе отсчета земного наблюдателя некоторого выделенного направления в пространстве, совпадающего с направлением движения Земли относительно поля МФИ Вселенной. И чтобы также подтвердить или опровергнуть космофизическую природу обнаруженного авторами [1] периодического изменения направления потока нейтронов вблизи поверхности Земли, по-видимому, авторам [1] необходимо изыскать возможность продолжить исследования дальше и провести эксперимент: измерить поток тепловых нейтронов вблизи поверхности Земли (от поверхности и к поверхности Земли) в течение суток. Или же, в крайнем случае попытаться выделить уже из имеющегося массива данных суточные колебания этого потока. Если верна космофизическая природа данного агента, то, видимо, должно наблюдаться периодическое с периодом 24 часа изменение направления потока нейтронов вблизи поверхности Земли в течение суток.

Литература

1. Кужевский Б.М., Нечаев О.Ю., Сигаев Е.А. // Вестн. Московского университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2002. № 1. С. 55.
2. Шноль С.Э., Коломбет В.А., Пожарский Э.В. и др. // УФН. 1998. 168, № 10. С. 1129.
3. Бауров Ю.А., Клименко Е.Ю., Новиков С.И.. // ДАН. 1990. 315, № 5. С. 1116.
4. Бауров Ю.А., Рябов П.М. // ДАН. 1992. 326, № 1. С. 73.
5. Сюняев Р.А., Физическая энциклопедия, т.3, (Ред. А.М. Прохоров), М., Бол. Рос. Энциклопедия, (1992), с.137.
6. Сажин М.В. // УФН. 2004. 174, № 2. С. 197.
7. Парновский С.А., Кудря Ю.Н., Александров А.Н. // ЖЭТФ. 1994. 106, в. 6(12). С. 1559.
8. Ерошенко Ю.Н. // УФН. 1997. 167, № 6.
9. Лобашев В.М. // Вестн. РАН. 2003. 73, № 1. С. 14.

Купряев Н.В.

К статье Г.Б. Малыкина “О возможности экспериментальной проверки второго постулата специальной теории относительности”

Аннотация

Показано, что предложенные Г.Б. Малыкиным способы синхронизации разнесенных в пространстве часов: с помощью двух жестко связанных между собой механических элементов (зеркал или обтюраторов), а также с помощью “зайчиков” произвольной природы, имеющих сверхсветовые скорости, не делают сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным и не имеют доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света. А утверждение А. Пуанкаре о принципиальной невозможности измерения скорости света для встречных направлений остается, по-видимому, справедливым.

В июльском номере УФН за 2004 год была опубликована статья Г.Б. Малыкина [1] “О возможности экспериментальной проверки второго постулата специальной теории относительности”, в которой было подвергнуто сомнению справедливость утверждения А. Пуанкаре [2] о принципиальной невозможности измерения скорости света для встречных направлений. По мнению автора [1], возможны, по крайней мере, два способа синхронизации разнесенных в пространстве часов: с помощью двух жестко связанных между собой механических элементов (зеркал [3, 4, 5, 6] или обтюраторов [7]) и с помощью “зайчиков” произвольной природы, имеющих сверхсветовые скорости [8, 9], а, следовательно, по мнению автора, возможно измерение скорости света для встречных направлений. С точки зрения автора [1] для синхронизации разнесенных часов было бы целесообразно использовать предложенный более 30 лет назад в работе В.А. Гинзбурга [8] и более подробно рассмотренный в работе Б.М. Болотовского и В.А. Гинзбурга [9] так называемый световой “зайчик”, который может иметь сверхсветовую фазовую скорость. (В [8, 9] рассматривалось движение по экрану луча прожектора,

вращающегося с угловой скоростью Ω . Если A и B равноудалены от прожектора на достаточно большое расстояние r , то, по мнению авторов [8, 9] для линейной скорости v “зайчика” должно выполняться условие $v = r\Omega \gg c$. Таким образом, по мнению автора [1] предложенный способ синхронизации разнесенных часов с помощью “зайчиков” мог бы иметь доказательную силу по вопросу измерения изотропии скорости света.

Однако в действительности утверждение автора [1] ошибочно и второй постулат специальной теории относительности никогда нельзя проверить прямо на опыте, а утверждение А. Пуанкаре о принципиальной невозможности измерения скорости света для встречных направлений остается справедливым, таким образом, и в ситуации [1]. Способ синхронизации равноудаленных часов, например, с помощью светового “зайчика”, предлагаемый автором [1], является все тем же самым способом синхронизации часов с помощью световых сигналов, предложенный Эйнштейном сто лет назад. Просто у Эйнштейна рассматривался предельный случай, когда $\Omega = \infty$, т.е. когда $v = r\Omega = \infty$, что соответствует случаю, когда из точки O (т.е. из середины отрезка AB) одновременно испускаются световые волны в противоположных направлениях (это же соответствует тому, что из точки O испускается, например, сферическая волна). Эйнштейн *a priori* полагал, что сферическая световая волна, испущенная из точки O , достигает равноудаленных точек A и B одновременно. По легенде [1] это соответствует бесконечной фазовой скорости “зайчика” по сфере.

Однако такой способ синхронизации часов не делает сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным и не имеет доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света. Действительно, пусть из точки O к точкам A и B одновременно испускаются световые фотоны. В точках A и B фотоны отражаются и распространяются к точкам B и A . С точки зрения автора [1] разность времен распространения фотонов из точки O в точки A и B по трассам OA и OBA и OB и OAB при наличии возможной анизотропии скорости света должна быть разной. Однако расчеты показывают, что это не так. Действительно, пусть, например, в направлении AB скорость света равна $c/(1+\beta)$ (см. [10, 11]), где $\beta = V/c$, V - скорость Земли, например, относительно эфира, а в направлении BA равна $c/(1-\beta)$. Тогда разность времен распространения фотонов из точки O в точку A по трассам OA и OBA составит

$$\Delta t_A = \frac{r}{2c}(1+\beta) + \frac{r}{c}(1-\beta) - \frac{r}{2c}(1-\beta) = \frac{r}{c},$$

а из точки O в точку B по трасса OB и OAB составит

$$\Delta t_B = \frac{r}{2c}(1-\beta) + \frac{r}{c}(1+\beta) - \frac{r}{2c}(1+\beta) = \frac{r}{c}.$$

Таким образом, предложенный способ синхронизации часов не имеет доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света и не делает сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным.

Разумеется, и способ синхронизации часов в двух различных точках с помощью “зайчиков” произвольной природы также не делает сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным и не имеет доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света. Действительно, пусть, что из точки O к точкам A и B вместо фотонов одновременно испускаются электроны с кинетической энергией E_k . В точках A и B , как и в прошлой задаче, электроны отражаются и распространяются к точкам B и A . По легенде [1] разность времен распространения электронов из точки O в точки A и B по трассам OA и OBA и OB и OAB при наличии возможной анизотропии скорости электронов должна быть разной. Однако расчеты показывают, что это не так. Действительно (см. [11]), в случае анизотропного пространства для функции Лагранжа L электрона массы m (движущегося со скоростью v) имеем:

$$L = -mc^2 \sqrt{1 - \gamma^{-2} \frac{v_x^2}{c^2} - 2\beta \frac{v_x}{c} - \frac{v_y^2}{c^2} - \frac{v_z^2}{c^2}},$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, которая в компактной форме переписывается как

$$L = -mc^2 \sqrt{\left(1 - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{c}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}},$$

где $\frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{c}$ - скалярное произведение, и для кинетической энергии E_k

электрона имеем:

$$E_k = mc^2 \left(\frac{\left(1 - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{c}\right)}{\sqrt{\left(1 - \frac{\mathbf{V} \cdot \mathbf{v}}{c}\right)^2 - \frac{v^2}{c^2}}} - 1 \right).$$

Тогда для скорости электронов в направлении AB получаем

$$v = c \frac{\beta + \sqrt{1 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}}}{1 - \beta^2 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}},$$

а в направлении BA

$$v = c \frac{-\beta + \sqrt{1 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}}}{1 - \beta^2 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}}.$$

Разность времен распространения электронов из точки O в точку A по трассам OA и OBA составит

$$\Delta t_A = \frac{r}{c} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}},$$

а из точки O в точку B по трассам OB и OAB составит

$$\Delta t_B = \frac{r}{c} \sqrt{1 + \frac{m^2 c^4}{E_k^2 + 2E_k m c^2}}.$$

Таким образом, и в данном случае получается равенство $\Delta t_A = \Delta t_B$, т.е. предложенный способ синхронизации часов не имеет доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света и не делает сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным.

Разумеется, и измерение скорости света с помощью двух обтюраторов (дисков с расположенными по кругу отверстиями), надетых на ось вращающегося двигателя, также ничего не дает. Действительно, хотя по легенде [1] диски связаны между собой жесткой осью. Однако сами атомы связаны между собой электромагнитными силами, скорость распространения которых ограничена и равна скорости света. Конфигурация атомов вращающейся оси, видимо, будет так перестроена, что ось окажется несколько скрученным, а отверстия обтюраторов будут смещены относительно друг друга на неопределенную величину, зависящую от скорости света, которая нам неизвестна. Разумеется, то же самое будет происходить, если приводить ось во вращение за ее середину, что имело, например, в опытах С. Маринова. Это смещение, в зависимости от скорости света, скорее всего, будет разным, возможно, я ошибаюсь. Однако мы же не сомневаемся в том, что

при движении тела в пространстве его атомы так перестраиваются, что тело испытывает в направлении движения лоренцево сокращение. Видимо, и здесь нечто подобное должно происходить. Чтобы подтвердить или опровергнуть это предположение нужны доказательства? Это можно установить только экспериментальным путем с помощью тех же световых лучей. Но скорость распространения лучей нам неизвестна? Получается замкнутый круг. Т.е., таким образом, мы видим, что предложенные Г.Б. Малыкиным способы синхронизации разнесенных часов не имеют доказательной силы по вопросу измерения изотропии скорости света и не делают сравнение скорости света для прямого и обратного направлений возможным. Утверждение же А. Пуанкаре о принципиальной невозможности измерения скорости света для встречных направлений остается, на мой взгляд, пока справедливым.

Литература

1. Малыкин Г. Б., УФН **174** 801 (2004)
2. Пуанкаре А., в сб. Принцип относительности (Сост. А. А. Тяпкин) (М.: Атомиздат, 1973) с. 12 [Poincare H Rev. Metaphys. Morale **41** (1898)]
3. Michelson A. A., Morley E. W. Am. J. Sci. Ser. III **34** 333 (1887)
4. Michelson A. A., Morley E W Philos. Mag. Ser. 5 **24** 449 (1887)
5. Marinov S. Czech. J. Phys. B **24** 965 (1974)
6. Marinov S. Gen. Relativ. Grav. **12** 57 (1980)
7. Маринов С., в сб. Проблемы пространства и времени в современном естествознании Т. 1, 2-е изд. (Сер. "Проблемы исследования вселенной", Вып. 15, Под ред. М. П. Варина и др.) (СПб.: Природа и мы, 1991) с. 357
8. Гинзбург В. А. ЖЭТФ **62** 173 (1972)
9. Болотовский Б. М., Гинзбург В А УФН **106** 577 (1972)
10. Купряев Н. В. Изв. вузов. Физика **№7** 8 (1999)
11. Обухов Ю. А., Захарченко И. И. Физ. мысль России (3) 71 (2001)

Купряев Н.В.

Критические замечания по книге А.А. Логунова “Анри Пуанкаре и теория относительности”

Аннотация

Показано, что двенадцатый параграф книги, посвященный релятивистки равноускоренному движению, парадоксу часов и эффекту Саньяка, ошибочный и не имеет отношения к СТО.

Издательством “Наука” (Москва) в 2004 году была издана книга академика А.А. Логунова “Анри Пуанкаре и теория относительности” [1], посвященная вопросу о приоритете создания специальной теории относительности (СТО). Однако, двенадцатый параграф этой книги, посвященный релятивистки равноускоренному движению, парадоксу часов и эффекту Саньяка, на мой взгляд, совершенно ошибочный и не имеет отношения к СТО.

Во-первых, величина a не есть ускорение тела как таковое. Это есть ускорение тела в начальный момент времени $t = 0$ (ускорение покоя). При росте t ускорение тела стремится к нулю.

Во-вторых, приведенная автором на стр. 169 формула

$$x = X - x_0 = X - \frac{c^2}{a} \left[\sqrt{1 + \frac{a^2 T^2}{c^2}} - 1 \right], \quad (12.10)$$

где

$$x_0 = \frac{c^2}{a} \left[\sqrt{1 + \frac{a^2 T^2}{c^2}} - 1 \right] \quad (12.9)$$

- закон движения начала координат системы (x, t) , не есть формула преобразования координат при переходе от системы (X, T) к системе (x, t) . Это есть расстояние между точками X и x_0 , измеренное в самой системе (X, T) , но не в системе (x, t) . В системе (x, t) расстояние между этими точками (координата x) будет совсем другим, его надо найти. Даже в простейшем случае движения системы (x, t) с постоянной скоростью V координата x

связано с координатой X (см. формулу (3.1) на стр. 27) не преобразованием

$$x = X - VT,$$

а преобразованием

$$x = \frac{X - VT}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},$$

в случае ускоренного движения это преобразование, скорее всего, будет еще более сложным. А то, что пытается автор представить это как координату x в системе (x, t) , есть не что иное, как подлог.

В третьих, автор на стр. 170 для преобразования времени при переходе от системы (X, T) к системе (x, t) использует не релятивистское преобразование времени, как положено в СТО, а классическое преобразование времени

$$t = T, \tag{12.11}$$

не имеющее никакого отношения к СТО. Это есть время, измеренное в самой системе (X, T) , но не в системе (x, t) . В системе (x, t) время t , соответствующее времени T , будет совсем другим, его нужно найти, хотя бы потому, что время t даже в начале координат системы (x, t) связано со временем T (см. формулу (12.8) на стр. 169) преобразованием

$$t = \frac{c}{a} \ln \left[\frac{aT}{c} + \sqrt{1 + \frac{a^2 T^2}{c^2}} \right],$$

а не (12.11). В других точках оно, скорее всего, будет связано еще более сложным преобразованием. Даже в простейшем случае движения системы (x, t) с постоянной скоростью V время t связано со временем T (см. формулу (3.1) на стр. 27) преобразованием

$$t = \frac{T - VX/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}},$$

а не (12.11). А то, что пытается представить автор это как время системы (x, t) , есть не что иное, как подлог. Соответственно, отсюда и интервал

$$d\sigma^2 = \frac{c^2 dt^2}{1 + \frac{a^2 t^2}{c^2}} - \frac{2atdt dx}{\sqrt{1 + \frac{a^2 t^2}{c^2}}} - dx^2 - dY^2 - dZ^2 \tag{12.12}$$

на стр. 170 определен совершенно неправильно, и все дальнейшие

вычисления лишены физического смысла, а парадокс часов так и не разрешен.

Автор также должен был обратить внимание, что преобразование времени

$$\Delta = \left(1 - \frac{r_0^2 \omega^2}{c^2}\right)^{1/2} \cdot (t_+ - t_-) = \frac{4\pi r_0^2}{c^2 \left[1 - (r_0^2 \omega^2 / c^2)\right]^{1/2}}, \quad (12.57)$$

используемое им на стр. 183 противоречит его же собственному преобразованию времени (12.11). Согласно (12.11) должно быть

$$\Delta = t_+ - t_- = \frac{4\pi r_0^2}{c^2 \left[1 - (r_0^2 \omega^2 / c^2)\right]},$$

а не (12.57). Частное преобразование времени (12.57), используемое автором, справедливо только в том случае, если во вращающейся системе отсчета отсчет времени ведется одними и теми же часами, расположенными в одной и той же точке пространства. Формально, т.е. применительно к ситуации книги, преобразование (12.57) справедливо, т. к. источник и приемник совмещены, хотя линейные координаты встречных волн по отношению к линейной координате источника получают при этом дополнительное приращение на величину $\pm 2\pi R$, что уже говорит о том, что пользоваться преобразованием времени (12.57) нельзя, так как оно выходит за пределы своей применимости, при которых оно было получено. Но применительно к ситуации книги была просто выбрана такая завуалированная постановка задачи, что волны после обхода интерферометра снова замыкаются в источнике.

Однако волны теоретически могут пересекаться не только в самом источнике, откуда были испущены, но и в диаметрально противоположной точке интерферометра. В этом случае источник и приемник явно разнесены в пространстве (линейные координаты волн по сравнению с линейной координатой источника в этом случае явно получают дополнительное приращение на величину $\pm \pi R$) и пользоваться частным преобразованием времени (12.57) вообще нельзя, так как оно явно выходит за пределы своей применимости, при которых оно было получено, и начинает проявляться эйнштейновская относительность одновременности событий. События, неодновременные в лабораторной системе отсчета, одновременны во вращающейся системе отсчета. Именно это обстоятельство является камнем преткновения в СТО и приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка. Преобразование Лоренца применительно к этому случаю приводит

к $\Delta = 0$.

И последнее, на стр. 184 автор для нахождения интервала во вращающейся с угловой скоростью ω системе отсчета почему-то использует не релятивистское преобразование Лоренца

$$\phi = \frac{\phi_c - \omega t_c}{\sqrt{1 - r_c^2 \omega^2 / c^2}}, \quad r = r_c, \quad z = z_c, \quad t = \frac{t_c - r_c^2 \omega \phi_c / c^2}{\sqrt{1 - r_c^2 \omega^2 / c^2}}, \quad (*)$$

как положено в СТО, а чисто классическое преобразование

$$\phi = \phi_c - \omega t_c, \quad r = r_c, \quad z = z_c, \quad t = t_c, \quad (12.58)$$

не имеющее никакого отношения к СТО. Тем же самым преобразованием пользовался Ж. Саньяк. Если же пользоваться релятивистским преобразованием (*), для интервала во вращающейся системе отсчета получается

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dr^2 - r^2 d\phi^2 - dz^2,$$

а не

$$ds^2 = \left(1 - \frac{\omega^2 r^2}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \frac{2\omega r^2}{c} d\phi c dt - dr^2 - r^2 d\phi^2 - dz^2, \quad (12.59)$$

в полном соответствии с СТО, что и приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка в СТО. Таким образом, двенадцатый параграф книги, посвященный релятивистки равноускоренному движению, парадоксу часов и эффекту Саньяка, полностью ошибочный и не имеет никакого отношения к СТО.

Литература

- [1] Логунов А.А., Анри Пуанкаре и теория относительности, М., НАУКА, 2004.

Купряев Н.В.

Критические замечания по учебнику О.Е. Акимова “Естествознание. Курс лекций”

Аннотация

Автор учебника, будучи в плену собственных заблуждений, исказил физический смысл классической формулы эффекта Доплера и на этом основании подверг жесточайшей критике не только релятивистскую физику, но и мировую фундаментальную классическую физику, на которой держится современная наука. В действительности с классическими формулами эффекта Доплера все в порядке.

В 2001 году издательством “ЮНИТИ-ДАНА” (Москва) был издан учебник О.Е. Акимова [1]: “Естествознание. Курс лекций”, рекомендованный учебно-методическим центром “Профессиональный учебник” в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений. Автор учебника в резко негативной форме подверг жесточайшей критике не только релятивистскую физику, но и мировую фундаментальную классическую физику, на которой базируется современная наука. Особенно досталось классическому эффекту Доплера и опытам Майкельсона-Морли. Автор книги, в частности, утверждает, что существующие в мире классические формулы эффекта Доплера, вошедшие во все справочники, учебники и книги мира, ошибочны и были придуманы нехорошими людьми с искаженными мозгами, которые издевались над наукой, чтобы продлить свое счастливое существование на Олимпе науки, и что единственно правильной формулой является “конструктивная” формула Акимова.

В действительности с классическими формулами эффекта Доплера, а также с опытами Майкельсона-Морли, и с теми людьми, которые открыли, предсказали и исследовали все эти явления все в порядке. Идет естественный процесс познания природы. И поперечный эффект Доплера, конечно же, впервые был объяснен (точнее, открыт и предсказан) вовсе не автором учебника, а СТО. А отрицательный результат экспериментов Майкельсона-Морли, как известно, был объяснен лоренцевым продольным сокращением движущихся тел. Не в порядке, видимо, только с автором учебника.

Итак, вот что пишет автор [1] на стр. 96: “...Сейчас трудно установить, кто был первым автором нижеследующих формул,

вошедших во все современные справочники и учебники:

$$\lambda' = \lambda \frac{1 - \beta_2 \cos \theta_2}{1 - \beta_1 \cos \theta_1}, \quad f' = f \frac{1 - \beta_1 \cos \theta_1}{1 - \beta_2 \cos \theta_2}. \quad (1)$$

И можно только догадываться о логике написания этих формул. Автор (по складу ума был явно не конструктивист), видимо, посчитал, что если он к относительным скоростям β_1 и β_2 припишет по соответствующему косинусу, $\cos \theta_1$ и $\cos \theta_2$, то тем самым он учтет всевозможную направленность векторов \mathbf{v}_1 и \mathbf{v}_2 .

У этого безвестного автора выходило так, что если покоящийся наблюдатель A смотрит на движущийся источник i под прямым углом ($\theta_2 = 90^\circ$), то он не обнаружит никакого изменения длины волны λ' и частоты колебаний f' :

$$\lambda' = \lambda(1 - \beta_2 \cos 90^\circ) = \lambda, \quad f' = \frac{f}{1 - \beta_2 \cos 90^\circ} = f. \quad (2)$$

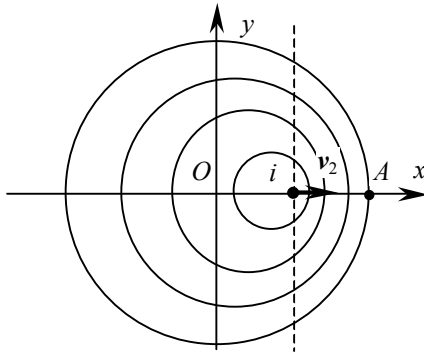


Рис. 4.1б. Эффект Доплера: Приемник A покоится, источник i движется со скоростью v_2 по направлению к приемнику A

Но такая логика явно ошибочна. Наш рис. 4.1б демонстрирует, что при угле наблюдения $\theta_2 = 90^\circ$ доплер-эффект очевидным образом дает о себе знать, так как $\lambda' < \lambda$... Элементарная логика рассуждений или непосредственное измерение по чертежу дают нам единственно верные значения воспринимаемой длины волны λ' и частоты колебаний f' :

$$\lambda' = \lambda \sqrt{1 - \beta_2^2}, \quad f' = \frac{f}{\sqrt{1 - \beta_2^2}}. \quad (3)$$

Если “классическая” физика отрицает так называемый *поперечный доплер-эффект* при $\theta_2 = \pm 90^\circ$, то релятивистская физика, напротив, признает его, причем факт увеличения принимаемой частоты колебаний f' по сравнению с f этой чудной теорией трактуется как результат “замедления” времени τ :

$$\tau' = \tau \sqrt{1 - \beta_2^2} . \quad (4)$$

Эйнштейн в одной из своих первых работ “О возможности нового доказательства принципа относительности” прямо указывает на этот “релятивистский” эффект, который, по его мнению, может служить экспериментальным подтверждением теории относительности. Таким образом, неучтенный *классической* физикой поперечный доплер-эффект начал “работать” на *неклассическую* физику. Читатель сам может легко убедиться, что обсуждаемый природный феномен имеет вполне “классическое” происхождение. Против того, что крути на воде будут расходиться так, как это показано на рис. 4.1б, видимо, никто возражать не станет. Тогда какие основания имеются у релятивистов, чтобы распространению электромагнитных волн приписать иную природу? Ровным счетом никаких! Всем феноменалистам, лишенным воображения, мы настоятельно рекомендуем с помощью циркуля и линейки вычертить рисунок с движущимся источником. Если они возьмут $\lambda = 30$ мм и $\beta_2 = 2/3$, то при $\theta_2 = \pm 90^\circ$ получат $\lambda' \approx 22,4$ мм, что как раз и соответствует уменьшению исходной длины волны λ в $\sqrt{1 - \beta_2^2}$ раз. Случай, когда $\lambda' = \lambda$, возможен, но он произойдет при другом угле наблюдения: $\theta_2 \approx \pm 110^\circ$.

Так что же получается, “классические” формулы –

$$\lambda' = \lambda(1 - \beta_2 \cos \theta_2), \quad f' = \frac{f}{1 - \beta_2 \cos \theta_2} \quad (5)$$

– ошибочны? Все существующие в мире справочники, учебники и книги, где рассказывается о простейшем явлении, которое было открыто полторы сотни лет назад, безбожно нас обманывают? Да, дорогой читатель, к сожалению, это так. Полтора века нехорошие люди, пришедшие в большую и добрую науку, издевались над ней. Они придумали “сокращение” пространства и “замедление” времени; на самом же деле все эти искажения происходили с их мозгами. Когда одни не очень умные люди фантазировали с пространством и временем, другие до небес прославляли их. Не верьте этим взбалмошным людям, когда они начнут вам морочить

голову об особой природе света. Эти изворотливые лгунишки хотят продлить себе счастливое существование на Олимпе науки до бесконечности, для чего пойдут на самые низкие поступки. Многим тысячам настоящих ученых они уже исковеркали жизнь и, поверьте, еще не одна сотня людей по всему миру погибнет от их рук. Если кто-то думает, что во всем виноват Эйнштейн или какая-то небольшая группа экзальтированных людей, то он сильно заблуждается. Мы имеем дело с огромным социально-психологическим комплексом. Поэтому наша задача состоит не в том, чтобы указать правильную формулу для доплер-эффекта, - хотя это, конечно, важно, - и даже не в том, чтобы раскритиковать с конструктивных позиций формально-феноменалистскую теорию относительности, - чем мы, безусловно, займемся, - главная наша цель более масштабная, и заключается она в том, чтобы вскрыть глубинные социально-психологические механизмы, повинные в этих ужасных для естествознания бедах. В последующих разделах мы попытаемся рассказать нашим читателям, как функционирует реальная наука, в которой отсутствуют элементарные средства защиты от самых грубых ошибок, а пока в этом и последующем разделах мы продолжим анализ эффекта Доплера и все, что с ним непосредственно связано...”

Итак, во-первых, автор мог бы, конечно, обратить внимание, что в релятивистской физике для поперечного эффекта Доплера справедливы вовсе не формулы Акимова (3), а формулы:

$$\lambda' = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\beta_2^2}}, \quad f' = f\sqrt{1-\beta_2^2}, \quad (6)$$

т.е. имеет место не фиолетовое смещение, как в “конструктивной” теории Акимова, а красное смещение. Поэтому формула Акимова никак не может работать на релятивистскую физику.

Во-вторых, автор, будучи в плену собственных заблуждений, искажил физический смысл угла θ_2 и рис.4.1б в данном случае не имеет никакого отношения к поперечному эффекту Доплера. Наблюдаемая наблюдателем A волна была испущена источником не из точки i , а из точки O . Угол θ_2 означает угол между радиус-вектором наблюдения R (направлением распространения волны (фотона)) и вектором скорости v_2 источника в момент испускания волны, как показано на рис. (*). Наблюдатель A видит источник не в направлении пгтриховой линии, как ошибочно представлено на рис.4.1б автором, а в направлении точки O , где находился источник

в момент испускания первой волны, как показано на рис. (*), так как скорость распространения волн конечна. Поэтому применительно к ситуации рис. 4.1б $\theta_2 < 90^\circ$. Автор, конечно, должен был бы знать эти элементарные вещи. Он, конечно, мог бы также заметить, что штриховая линия нарисованная на рис. 4.1б не совпадает с нормалью распространяющейся волны.

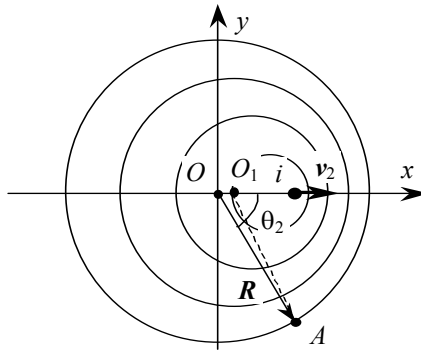


Рис. (*). К эффекту Доплера: Приемник A покоится в точке (x, y) , источник i движется со скоростью v_2 по оси x

Наблюдаемая длина волны излучения λ' , регистрируемая наблюдателем A (она и называется, поэтому наблюдаемой), равна не $\lambda' = \lambda\sqrt{1-\beta_2^2}$, как утверждает автор, а равно расстоянию между двумя последними соседними гребнями волн, измеренному вдоль штриховой линии в направлении точки O_1 , как показано на рис. (*), когда была испущена вторая волна, а не в направлении точки i , и составляет приблизительно, как и положено $\lambda' \approx \lambda(1 - \beta_2 \cos \theta_2)$. Волна, излученная из точки i , до наблюдателя A еще не дошла. В пределе, эта формула переходит в точную классическую формулу эффекта Доплера $\lambda' = \lambda(1 - \beta_2 \cos \theta_2)$, если наблюдатель A расположен от источника далеко по сравнению с длиной волны излучения λ' (в этом случае штриховая линия на рис. (*) практически совпадает с радиус-вектором наблюдения R).

В момент наблюдения наблюдателем A волны, испущенной источником в точке O , источник может находиться где угодно, наблюдателю A он еще недоступен. Информация (волна) до него еще не дошла. Как бы, например, автор поступил при наблюдении эффекта Доплера от какой-нибудь далекой звезды, находящейся на

расстоянии 10 млрд. световых лет? Куда бы он направил телескоп? Да, совершенно правильно, он направил бы телескоп на видимое положение звезды, где звезда находилась 10 млрд. лет назад, а не в том направлении, где она, предположительно, могла бы находиться в момент наблюдения. Где находится звезда в момент наблюдения, никто не знает, в том числе, видимо, и автор [1]. Она за эти 10 млрд. лет могла очень далеко сместиться от того места, откуда была испущена волна, погаснуть, взорваться, изменить направление своего движения, в конце концов, и т.д. и т.п. Об этом станет известно только через 10 млрд. лет.

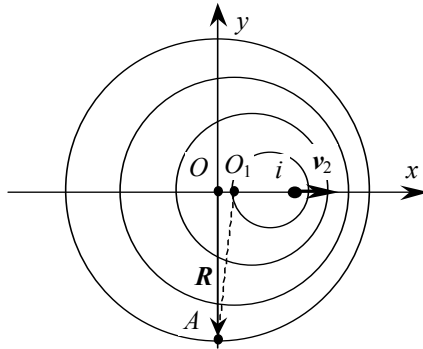


Рис. (**). К поперечному эффекту Доплера: Приемник A покоится на оси y , источник i движется со скоростью v_2 по оси x .

Для наблюдения же поперечного эффекта Доплера наблюдателя A нужно расположить так, как показано на рис. (**). В этом случае $\theta_2 = 90^\circ$ и наблюдаемая длина волны излучения λ' действительно равна приблизительно $\lambda' \approx \lambda$, где λ' - расстояние между двумя последними соседними гребнями волн, измеренное вдоль штриховой линии в направлении O_1 , как показано на рис. (**). Сам источник к моменту наблюдения может находиться где угодно. В пределе эта формула перейдет в точную классическую формулу поперечного эффекта Доплера: $\lambda' = \lambda$, соответствующую случаю, когда наблюдатель A расположен от источника далеко по сравнению с длиной волны излучения.

Таким образом, дорогой читатель, не нехорошие люди, пришедшие в большую и добрую науку полтора века назад, издеваются над ней, а издевается невежда в физике О.Е. Акимов.

Поэтому я бы посоветовал учебно-методическому центру “Профессиональный учебник” не рекомендовать учебник О.Е. Акимова “Естествознание. Курс лекций” в качестве учебного пособия для студентов высших учебных заведений.

Литература

1. Акимов О.Е., Естествознание. Курс лекций, М., ЮНИТИ-ДАНА, 2001.

Купряев Н.В.

Критические замечания к статье Г.Б. Малыкина “Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения”

Аннотация

Показано, что в критикуемой работе [1] при вычислении разности времен $\Delta t'$ распространения встречных волн во вращающейся системе отсчета K' , именно эта величина ответственна за эффект Саньяка, а не величина Δt , измеренная в лабораторной системе отсчета K , не совсем корректно выполнено преобразование времени при переходе от лабораторной системы отсчета K к вращающейся системе отсчета K' , приведшее, таким образом, к неверному истолкованию опытов Саньяка. Это, видимо, позволило автору работы [1] считать эффект Саньяка чисто спеперелятивистским эффектом, а введение неподвижного светоносного эфира излишним и ошибочным. Так вместо преобразования Лоренца

$$\Delta t' = \frac{t^+ - R\Omega t^+ / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}} - \frac{t^- - R\Omega t^- / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}},$$

было использовано преобразование $\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}$, являющееся частным случаем преобразования времени Лоренца, когда во вращающейся системе отсчета K' отсчет времени ведется одними и теми же часами, расположенными в одной и той же точке пространства.

В декабрьском номере “УФН” за 2000 год [1] была опубликована статья Г.Б. Малыкина “Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения”, в которой были подвергнуты критике нерелятивистские способы объяснения эффекта Саньяка, и было дано объяснение эффекта Саньяка в рамках СТО. Аналогичная статья под названием “Специальная теория относительности и эффект Саньяка” была опубликована на страницах журнала УФН в 1988 году А.А. Логуновым и Ю.В. Чугреевым [2], значительно предшествовавшая по времени публикации [1], где также утверждалось, что эффект Саньяка полностью находится в компетенции СТО и для этого не нужна ни ОТО, ни сверхсветовые скорости. Хотя в 2001 году автором этих строк в журнале “Известия

вузов. Физика” была уже опубликована статья [3], показывающая ошибочность релятивистских способов объяснения эффекта Саньяка. Однако в 2002 году на страницах журнала УФН появилась новая критическая статья Г.Б. Малыкина [4], которая подтолкнула автора этих строк в целях избежания недоразумений еще раз высказать свои критические замечания по этому поводу и подчеркнуть чисто эфирную природу эффекта Саньяка, как не подлежащему непротиворечивому объяснению в рамках СТО.

Но прежде хотелось бы заметить, что в работе [4] автор не столь категорично оспаривает спецрелятивистскую модель эффекта Саньяка, как в работе [1], видимо, какие-то сомнения одолевают. Он, наконец-то, соглашается с тем, что если проводить вычисление разности времен $\Delta t'$ распространения встречных волн непосредственно во вращающейся системе отсчета K' , именно эта величина ответственна за эффект Саньяка, то, на первый взгляд, действительно может возникнуть некоторое недоразумение. Он соглашается с тем, что фазовые скорости встречных волн v_{Φ}^{\pm} во вращающейся системе отсчета K' , вычисленные в рамках СТО, равны между собой и, казалось бы, разность времен распространения встречных волн в этой системе отсчета также должна была бы равняться при этом нулю, что и означало бы отсутствие эффекта Саньяка в СТО. Однако далее эту ситуацию он пытается сравнить с парадоксом Зенона о стреле, хотя последний никакого отношения к этой ситуации (искусственно созданной в рамках СТО) не имеет.

Итак, вот что пишет автор работы [1] на стр. 1327: “...Рассмотрим эффект Саньяка в самом общем виде – для произвольного типа волн, распространяющихся в произвольной среде с фазовой скоростью v_{Φ}^{\pm} . Запишем выражения для длины пути l^{\pm} в лабораторной (неподвижной) системе отсчета K , где специальная теория относительности заведомо справедлива (знак плюс соответствует волне, направление которой совпадает с направлением вращения, знак минус – волне, распространяющейся в противоположном направлении):

$$l^{\pm} = 2\pi R \pm R\Omega t^{\pm}, \tag{1}$$

$$v_{\Phi}^{\pm} = \frac{v_{\Phi} \pm R\Omega}{1 \pm v_{\Phi} R\Omega / c^2}. \tag{2}$$

Здесь R – радиус кольца, Ω – угловая скорость вращения, c –

скорость света в вакууме, $t^\pm = l^\pm / v_\phi^\pm$ – времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца...”. Далее автор [1] пишет: “...Согласно (1) и (2) времена t^\pm есть

$$t^\pm = \frac{2\pi R(1 \pm v_\phi R\Omega / c^2)}{v_\phi(1 - R^2\Omega^2 / c^2)}. \quad (3)$$

Разность времен распространения встречных волн составит

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2(1 - R^2\Omega^2 / c^2)} \dots \quad (4)$$

Это, что касается расчета разности времен Δt распространения встречных волн в лабораторной системе отсчета K , которая, однако, к релятивистскому эффекту Саньяка никакого отношения не имеет.

Для нахождения разности времен $\Delta t'$ распространения встречных волн в самой вращающейся системе отсчета K' , именно эта величина ответственна за эффект Саньяка, а не величина Δt (подавляющее большинство физиков-релятивистов считают, что именно величина Δt является эффектом Саньяка и нахождение $\Delta t'$ при этом необязательно), автор [1] использует не преобразование Лоренца

$$\begin{aligned} \Delta t' = t'^+ - t'^- &= \frac{t^+ - R\Omega l^+ / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}} - \frac{t^- - R\Omega l^- / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}} = \\ &= \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2} - \frac{4\pi R^2\Omega / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}} \end{aligned}$$

как положено, а преобразование

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}, \quad (5)$$

являющееся частным случаем преобразования времени Лоренца, когда в системе отсчета K' отсчет времени ведется одними и теми же часами, расположенными в одной и той же точке пространства, откуда и делает заключение о полном соответствии эффекта Саньяка СТО.

Однако в действительности применительно к ситуации [1], была просто выбрана такая завуалированная постановка задачи, что волны после обхода интерферометра снова замыкаются в источнике (источник и приемник совмещены), но линейные координаты встречных волн по отношению к линейной координате источника

при этом получают дополнительное приращение на величину $\pm 2\pi R$, что уже делает применение формулы (5) не вполне законным. Это, видимо, и смутило автора [1], что линейные координаты волн являются циклическими, а события испускания и встречи волн с источником в системе отсчета K' периодически пересекаются. Однако, применительно к ситуации [1] волны теоретически могут пересекаться не только в самом источнике, откуда были испущены, но и в диаметрально противоположной точке интерферометра. В этом случае источник и приемник явно разнесены в пространстве (линейные координаты волн по сравнению с линейной координатой источника в этом случае явно получают дополнительное приращение на величину $\pm \pi R$) и пользоваться частным преобразованием времени (5) вообще нельзя, так как оно выходит явно за пределы своей применимости. Преобразование Лоренца

$$l'^{\pm} = \frac{l^{\pm} - R\Omega t^{\pm}}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}}, \quad R' = R, \quad z' = z, \quad t'^{\pm} = \frac{t^{\pm} - R\Omega l^{\pm}/c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}} \quad (6)$$

применительно к этому случаю приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка в СТО. В этом можно убедиться, если в преобразование Лоренца (6) подставить не линейные координаты источника $l^{\pm} = R\Omega t^{\pm}$, а линейные координаты встречных волн $l^{\pm} = R\Omega t^{\pm} \pm \pi R$ в момент их встречи с приемником, в результате которого получится

$$\Delta t' = t'^+ - t'^- = \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2} - \frac{2\pi R^2\Omega/c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}},$$

откуда с учетом формулы (4) получается $\Delta t' = t'^+ - t'^- = 0$, а не (5). События, неодновременные в системе отсчета K ($\Delta t \neq 0$), в системе отсчета K' одновременны ($\Delta t' = 0$) в полном соответствии с эйнштейновской относительностью одновременности событий, что приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка в СТО.

Теперь прежде чем вернуться снова к круговой траектории распространения лучей в опыте Саньяка, сделаем еще несколько замечаний в адрес работы [1].

Итак, первое, величина v_{Φ}^{\pm} в уравнении (2) не определена, видимо, автором [1] подразумевалась скорость волн в лабораторной системе отсчета K .

Второе, величина v_{Φ} в формулах (2) и (3) не определена. Вероятнее всего, под этой величиной автором работы [1]

подразумевалась скорость волн во вращающейся системе отсчета K' , но тогда эту величину надо было обозначить соответствующим образом через штрихованную величину v'_Φ , чтобы не было путаницы (возможно, это и типографская опечатка).

Третье, из работы [1] не совсем ясно, вращается среда вместе с интерферометром или нет. Судя по всему, вращается.

Четвертое, не понятно, зачем нужно было находить скорости встречных волн v_Φ^\pm в лабораторной системе отсчета K , которые никакого отношения к эффекту Саньяка не имеют. За эффект Саньяка отвечает скорость v_Φ^\pm волн (в обозначении автора [1] v_Φ) во вращающейся системе отсчета K' , а она уже по условию задачи задана и равна: $v_\Phi^\pm = \pm v'_\Phi$ и не зависит от направления. Релятивистский эффект Саньяка в СТО равен нулю уже по определению. Обратное релятивистское преобразование скорости

$$v_\Phi^\pm = \frac{v'_\Phi - R\Omega}{1 - v'_\Phi R\Omega/c^2},$$
 являющееся следствием преобразования

Лоренца (6), как отношение $l'^\pm / t'^\pm = dl'^\pm / dt'^\pm$, действительно приводит к этой исходной скорости $v'_\Phi^\pm = \pm v'_\Phi$. Волны, испущенные в системе отсчета K' в обход интерферометра в противоположных направлениях, вернуться к источнику одновременно независимо от направления. В собственной системе отсчета K' интерферометр покоится, вращается лабораторная система K с угловой скоростью $-\Omega$ в противоположном направлении.

Пятое, в формулах (1) и (2) перед величиной Ω стоит почему-то знакопеременный знак \pm , тогда как интерферометр вращается относительно системы отсчета K только в одном направлении и имеет один знак вращения. Надо было автору [1] условиться, какому же знаку соответствует вращение. Кроме того, в формуле (1) величина $2\pi R$ записана с положительным знаком, хотя волны по условию задачи распространяются в противоположных направлениях и имеют противоположные знаки \pm .

Шестое, утверждение автора [1]: "... Запишем выражения для длины пути l^\pm в лабораторной (неподвижной) системе отсчета K , где специальная теория относительности заведомо справедлива..." совершенно сбивает с толку. Что значит в лабораторной (неподвижной) системе отсчета K ? Относительно чего

неподвижной? Ведь, в системе интерферометра неподвижна система отсчета K' , вращается система отсчета K , а в СТО все системы отсчета неразличимы? Почему же тогда для преобразования скорости волн при переходе от вращающейся системы отсчета K' , где, по мнению автора [1], СТО не справедлива, к неподвижной лабораторной системе отсчета K , автор [1] использует чисто спецрелятивистское преобразование скорости (2)? Но ведь сложение скоростей (2), использованное автором [1], это есть не что иное, как отношение величин $l^\pm / t^\pm = dl^\pm / dt^\pm$, полученное из чисто спецрелятивистского преобразования Лоренца

$$l^\pm = \frac{l'^\pm + R\Omega t'^\pm}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}, \quad R = R', \quad z = z', \quad t^\pm = \frac{t'^\pm + R\Omega l'^\pm / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}, \quad (7)$$

а оно справедливо только тогда, когда обе системы отсчета равноправны и везде выполняется СТО. Тогда надо было автору найти преобразование скорости, справедливое для перехода от вращающейся системы отсчета к неподвижной.

Седьмое, как раз именно релятивистский закон сложения скоростей и приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка в СТО. Просто автор [1], сказав “а”, не сказал “б”. Он нашел только скорости v_Φ^\pm встречных волн в системе отсчета K , которые, однако, не имеют никакого отношения к эффекту Саньяка. Если бы он, однако, и дальше продолжил бы свои вычисления и с помощью обратного релятивистского преобразования скорости

$$v_\Phi^{\pm} = \frac{v_\Phi^{\pm} - R\Omega}{1 - v_\Phi^{\pm} R\Omega / c^2} \text{ (являющегося следствием преобразования}$$

Лоренца (6)) нашел бы фазовые скорости v_Φ^{\pm} встречных волн в самой вращающейся системе отсчета K' , именно они ответственны за эффект Саньяка, то получил бы, что они не зависят от направления и равны: $v_\Phi^{\pm} = \pm v'_\Phi$. Волны, испущенные в системе отсчета K' в обход интерферометра в противоположных направлениях, вернутся к источнику одновременно независимо от направления, что и означает отсутствие эффекта Саньяка в СТО. А нахождение скоростей встречных волн в лабораторной системе отсчета K совершенно не понятно?

Теперь, после некоторых замечаний, вернемся снова к нашей круговой траектории распространения лучей в опыте Саньяка по заданному радиусу R и рассмотрим эффект Саньяка с точки зрения

СТО. Пусть, как и в работе [1], интерферометр (система отсчета K') заполнен прозрачной средой с показателем преломления n и вращается относительно лабораторной системы отсчета K с угловой скоростью $+\Omega$ по ходу часовой стрелки. Разумеется, относительно системы отсчета K' вращается лабораторная система отсчета K с такой же угловой скоростью $-\Omega$, направленной в противоположном направлении, в СТО обе системы отсчета равноправны. В начальный момент времени $t = t' = 0$ из источника, расположенного неподвижно во вращающейся системе отсчета K' в точке с начальной координатой $l' = 0$, испускаются в противоположных направлениях световые волны (в момент времени $t = t' = 0$ начальные координаты волн в системах отсчета K и K' равны нулю $l^\pm(0) = l'^\pm(0) = 0$). Здесь индексом “+” помечен луч, распространяющийся в направлении вращения интерферометра, а индексом “-” луч, распространяющийся против вращения. По определению фазовые скорости встречных волн в “системе интерферометра” заданы и равны между собой: $v_\Phi^{\pm} = \pm c/n = \pm v'_\Phi$, т.е. не зависят от направления распространения и, таким образом, уже изначально отрицают существование эффекта Саньяка в СТО. На этом можно было бы считать доказательство законченным, однако, из чисто методических соображений продолжим.

С точки зрения лабораторного наблюдателя K волны, испущенные источником в противоположных направлениях, распространяются (в плоскости платформы интерферометра) по окружности заданного радиуса R со скоростью

$$v_\Phi^\pm = \frac{v'_\Phi \pm R\Omega}{1 + v'_\Phi R\Omega/c^2} = \frac{\pm v'_\Phi + R\Omega}{1 \pm v'_\Phi R\Omega/c^2}. \quad (8)$$

Линейные координаты l^\pm \pm волн в лабораторной системе K в моменты времени t^\pm встречи с источником составят:

$$l^\pm(t^\pm) = \pm 2\pi R + R\Omega t^\pm \quad (9)$$

(обратите еще раз внимание не: $l^\pm(t^\pm) = +R\Omega t^\pm$, а: $l^\pm(t^\pm) = \pm 2\pi R + R\Omega t^\pm$). Времена t^\pm , затрачиваемые встречными волнами на обход интерферометра, с точки зрения лабораторного наблюдателя K , определяются, таким образом, как и в работе [1], таким же выражением (3), только в данном случае величина v_Φ будет обозначена через v'_Φ . С точки зрения лабораторного наблюдателя K события встреч волн с источником

неодновременны. Волна, для которой направление обхода совпадает с направлением вращения, приходит к источнику в лабораторной системе отсчета K позже, чем волна, для которой оно противоположно (источник успевает переместиться на расстояние $+R\Omega t^\pm$).

Однако, с точки зрения “вращающейся” системы отсчета K' эти события одновременны: $\Delta t' = t'^+ - t'^- = 0$ и $v'_\Phi^\pm = \pm v'_\Phi$. В этом можно убедиться, если в преобразование Лоренца (6) подставить значения линейных координат событий встреч встречных волн с источником (9) и (3), в результате которого получится:

$$l'^\pm = \frac{\pm 2\pi R}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}}, \quad R' = R, \quad z' = z, \quad t'^\pm = \frac{2\pi R}{v'_\Phi \sqrt{1 - R^2\Omega^2/c^2}}, \quad (10)$$

откуда следует, что $\Delta t' = 0$. Во вращающейся системе отсчета K' неодновременным с точки зрения системы отсчета K событиям (9) и (3) соответствуют одновременные события (10), как и должно быть в соответствии с эйнштейновской относительностью одновременности событий. Именно это обстоятельство и является камнем преткновения в СТО и приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка.

Можно убедиться, что скорости встречных волн в системе отсчета K' действительно равны между собой: $v'_\Phi^\pm = \pm v'_\Phi$ и не зависят от направления. Чтобы убедиться в этом, нужно поделить пройденное волной линейное расстояние l'^\pm из (10) на время t'^\pm , в результате получится $v'_\Phi^\pm = l'^\pm / t'^\pm = \pm v'_\Phi$. Эту же скорость можно найти и из релятивистского преобразования скорости

$$v'_\Phi = \frac{v_\Phi^\pm - R\Omega}{1 - v_\Phi^\pm R\Omega/c^2},$$

которое является следствием преобразования

Лоренца (6).

Разумеется, к таким же отрицательным результатам приводит следующий ход рассуждений. Как мы говорили, с точки зрения системы отсчета K' вращается лабораторная система K против часовой стрелки со скоростью $-\Omega$, интерферометр покоится, и нет никаких оснований полагать, что скорость волн теперь уже в покоящейся системе отсчета K' в противоположных направлениях должна быть анизотропной. Мы можем вообще забыть о существовании лабораторной системы отсчета K . Теперь лабораторной системой отсчета является система отсчета K' , источник волн и приемник (наблюдатель) расположены

неподвижно в системе отсчета K' . Волны, испущенные в момент времени $t' = 0$ из начальной точки с координатой $l'^{\pm}(0) = 0$ в противоположных направлениях, вернуться к источнику в момент времени t'_2 , когда $l'^{\pm}(t'_2) = \pm 2\pi R$. Так как источник в “системе интерферометра” покоится, то моменты встреч \pm волн с источником, определяемые уравнением $\pm v'_{\phi} t'^{\pm} = \frac{\pm 2\pi R}{\sqrt{1 - R^2 \Omega^2 / c^2}}$, с

точки зрения интерферометра одновременны (напоминаем, что эти же события с точки зрения системы K неодновременны), а это приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка в СТО.

С другой стороны, однако, применительно к ситуации [1], СТО приводит к противоречию, т.е. если волны замыкаются в источнике (источник и приемник совмещены). С одной стороны, как мы видели, СТО приводит в этом случае к отрицанию существования эффекта Саньяка (см. формулу (10)), если мы рассматриваем события встреч волн с источником. С другой стороны, по собственным часам источника, событиям встречи источника с \pm волнами (не путать с событиями встречи \pm волн с источником, первые как мы убедились (см. формулу (10)), произошли одновременно) соответствуют разные времена

$$l'^{\pm} = 0, \quad R' = R, \quad z' = z, \quad t'^{\pm} = t^{\pm} \sqrt{1 - \frac{R^2 \Omega^2}{c^2}} = \frac{2\pi R (1 \pm v'_{\phi} R \Omega / c^2)}{v'_{\phi} \sqrt{1 - R^2 \Omega^2 / c^2}}. \quad (11)$$

Именно такой результат и был получен в работе [1]. Этот результат получается из преобразований Лоренца (6), если в преобразование Лоренца вместо значений линейных координат волн: $l^{\pm} = \pm 2\pi R + R \Omega t^{\pm}$; t^{\pm} подставить значения линейных координат источника: $l^{\pm} = +R \Omega t^{\pm}$; t^{\pm} . Именно частное решение (11), которое применительно к ситуации [1] чисто случайным образом совпало с эффектом Саньяка, и преподносится автором [1] как спецрелятивистский эффект Саньяка, а не релятивистское решение (10), получаемое в соответствии с эйнштейновской относительностью одновременности событий, которое приводит к отрицанию существования эффекта Саньяка. Таким образом, мы видим, что работа [1] полностью ошибочна и единственной причиной возникновения эффекта Саньяка во вращающейся системе отсчета K' является анизотропия скорости света, связанная с вращением интерферометра относительно неподвижного абсолютного пространства (эфира), как это и представлял себе Ж.

Саньяк.

Примечания.

- 1) В действительности, однако, СТО имеет дело не с длиной пути, а с линейной координатой (примечание Н.В.К.)
 2) На самом деле вместо (1) и (2) должно быть, конечно:

$$l^{\pm} = \pm 2\pi R + R\Omega t^{\pm}, \quad v_{\Phi}^{\pm} = \frac{\pm v'_{\Phi} + R\Omega}{1 \pm v'_{\Phi} R\Omega / c^2} \quad (\text{или } v_{\Phi}^{\pm} = \frac{v'_{\Phi} \pm R\Omega}{1 + v'_{\Phi} R\Omega / c^2}), \text{ так как}$$

СТО имеет дело только с алгебраическими преобразованиями и базируется на преобразовании Лоренца. А оно связывает координаты события в одной системе отсчета с координатами события в другой системе отсчета и все его следствия, такие как преобразование скорости и т.п. являются алгебраическими преобразованиями, и знакопеременные символы \pm должны стоять перед величинами $2\pi R$ и v'_{Φ} (величина v'_{Φ} в данном случае играет роль числа, она задана по условию задачи и $v'_{\Phi} \pm = \pm v'_{\Phi}$). Именно они имеют противоположные направления. Величина v'_{Φ} должна быть записана при этом как штрихованная величина, а не как v_{Φ} , так как относится к вращающейся системе отсчета K' . Интерферометр же вращается относительно лабораторной системы отсчета K в положительном направлении и в начальный момент времени $t' = t = 0$ линейные координаты волн и источника в системах отсчета K и K' по определению равны нулю: $l^{\pm}(0) = l'^{\pm}(0) = 0$. Здесь индексом “+” помечен луч, распространяющийся в направлении вращения интерферометра, а индексом “-” луч, распространяющийся против вращения.

Литература

1. Малыкин Г. Б. УФН **170** 1325 (2000)
2. Логунов А. А., Чугреев Ю. В. УФН **156** 137 (1988)
3. Купряев Н. В. Изв. вузов (8) 63 (2001)
4. Малыкин Г. Б. УФН **172** 969 (2002)

Купряев Н.В.

Метрика “ускоренной” системы координат в СТО

Аннотация

Показано, что в СТО метрика ускоренно движущейся системы отсчета определяется, как и метрика инерциальной системы отсчета, метрическим тензором, составленным из постоянных галилеевых компонент. А общепринятое представление о неевклидовости геометрии пространства в ускоренной системе отсчета, возникшее в результате применения (вместо релятивистского) обычного классического преобразования, не имеющего никакого отношения к СТО, является случайным досадным недоразумением. Соответственно, отсюда и общепринятая геометрическая интерпретация “кривизны” пространства-времени в СТО как причины гравитационного тяготения также является недоразумением.

Геометрические свойства пространственно-временного многообразия в данной системе отсчета, как известно, определяются ее метрикой, т.е. способом задания расстояния между двумя какими-либо точками в ней. В СТО, например, в качестве элемента длины выбирается “расстояние” ds (интервал) между двумя событиями, происходящими в двух бесконечно близких точках, и постулируется его инвариантность. Квадрат элемента интервала ds^2 в квадратичной форме общего вида от дифференциалов координат записывается при этом в виде:

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad (1)$$

где g_{ik} - функции пространственных координат x^1, x^2, x^3 и временной координаты x^0 .

В неподвижной системе отсчета S метрический тензор g_{ik} по определению принимается равным:

$$g_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (2)$$

и в соответствии с (1) квадрат элемента интервала ds^2 в системе отсчета S записывается при этом в виде:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (3)$$

Аналогично, и в любой другой системе отсчета S' , движущейся с постоянной скоростью V относительно системы отсчета S (например, вдоль оси x), метрический тензор g'_{ik} также принимается равным:

$$g'_{ik} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

А квадрат элемента интервала ds'^2 в системе отсчета S' записывается в виде:

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2. \quad (5)$$

Фундаментальная квадратичная форма интервала (3), как видно, инвариантна относительно преобразования Лоренца

$$x = \frac{x' + \frac{V}{c} ct'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \frac{t' + Vx'/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad c = c'. \quad (6)$$

Заметим, что фундаментальная квадратичная форма интервала (3) инвариантна, например, также и относительно преобразования

$$x = \frac{x' + \frac{V}{c} c't'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y = y', \quad z = z', \quad (7)$$

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad c = c' + \frac{V}{c} \frac{x'}{t'}$$

связывающего координаты (x, y, z, t) и (x', y', z', t') события световой волны в системах отсчета S (покоящейся относительно неподвижного светоносного эфира) и S' (движущейся относительно эфира со скоростью V вдоль оси x) в теории неподвижного светоносного эфира [1,2]. Квадрат элемента интервала ds'^2 в системе отсчета S' в последнем случае принимает вид:

$$ds'^2 = c'^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2.$$

Однако почему-то принято считать, что если совершить переход от неподвижной системы отсчета S к так называемой

“ускоренной” системе отсчета S' (слово “ускоренной” взято в кавычки, так как относительно системы отсчета S' ускоряется система отсчета S), то фундаментальная квадратичная форма интервала (3) не сохраняется. Так, например, считается, что при переходе к системе отсчета S' , равномерно “вращающейся” относительно системы отсчета S (относительно системы отсчета S' вращается система отсчета S) вокруг оси z с угловой скоростью ω , направленной, например, вдоль оси z , если пользоваться, однако, обычным классическим преобразованием

$$\left. \begin{aligned} x &= x' \cos \omega t' - y' \sin \omega t', \\ y &= x' \sin \omega t' + y' \cos \omega t', \quad z = z', \quad t = t', \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

не имеющим никакого отношения к СТО, квадрат элемента интервала ds'^2 во “вращающейся” системе отсчета S' принимает вид (см., например, [3]):

$$ds'^2 = \left\{ \begin{aligned} &\left[1 - \frac{\omega^2}{c^2} (x'^2 + y'^2) \right] c^2 dt'^2 - \\ &\left[-2\omega(x'dy' - y'dx') dt' - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \right] \end{aligned} \right\}. \quad (9)$$

А при переходе к системе отсчета S' , движущейся относительно системы отсчета S с постоянным ускорением a вдоль оси x (относительно системы отсчета S' ускоряется система отсчета S), если, однако, опять же пользоваться обычным классическим преобразованием

$$x = x' + at'^2/2, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t', \quad (10)$$

также не имеющим никакого отношения к СТО, квадрат элемента интервала ds^2 в “ускоренной” системе отсчета S' принимает вид (см., например, [4]):

$$ds'^2 = \left[1 - \frac{a^2 t'^2}{c^2} \right] c^2 dt'^2 - 2at'dx'dt' - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2. \quad (11)$$

Отсюда, таким образом, делается вывод, что в “ускоренной” системе отсчета S' геометрия пространства искривляется и интервал ds'^2 в “ускоренной” системе отсчета S' не выражается в виде простой суммы квадратов дифференциалов четырех координат, какой она является в системе отсчета S .

Однако, во-первых, почему именно в системе отсчета S интервал ds^2 принимается равным (3), а, например, не в системе отсчета S' , а затем уже на этом основании при переходе к

“ускоренной” системе отсчета S' , однако, не с помощью релятивистского преобразования, а с помощью обычного классического преобразования, не имеющего никакого отношения к СТО, делается вывод, что пространство в “ускоренной” системе отсчета S' искривляется и, что квадрат интервала ds'^2 в системе отсчета S' не выражается в виде простой суммы квадратов дифференциалов четырех координат, какой она является в системе отсчета S ? Ведь в СТО все системы отсчета абсолютно равноправны и неразличимы между собой. Если, например, система отсчета S' ускоряется относительно системы отсчета S с постоянным ускорением a , то и система отсчета S также ускоряется относительно системы отсчета S' с таким же по значению ускорением в обратном направлении. Ускоренное движение, равно как и любое движение, относительно, и какую систему отсчета считать ускоренным, зависит только от условий задачи. Разумеется, все то же самое сказанное относится и к случаю “вращательного” движения в СТО. Почему бы, например, тогда не принять, что именно в “ускоренной” системе отсчета S' интервал ds'^2 задан в фундаментальной квадратичной форме (5), а не в системе отсчета S , а затем уже на этом основании при переходе обратно к системе отсчета S , движущейся в данном случае ускоренно относительно системы отсчета S' , однако, не с помощью релятивистского преобразования, а с помощью обычного классического преобразования

$$x' = x \cos \omega t + y \sin \omega t, \quad y' = -x \sin \omega t + y \cos \omega t, \quad z' = z, \quad t' = t$$

или

$$x' = x - at^2/2, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t',$$

не имеющего никакого отношения к СТО, сделать вывод, что геометрия пространства в системе отсчета S также искривляется, и что квадрат элемента интервала ds^2 в системе отсчета S не выражается в виде простой суммы квадратов дифференциалов четырех координат, какой она является в системе отсчета S' , а имеет вид:

$$ds^2 = \left[1 - \frac{\omega^2}{c^2} (x^2 + y^2) \right] c^2 dt^2 + 2\omega(xdy - ydx)dt - dx^2 - dy^2 - dz^2$$

или

$$ds^2 = \left[1 - \frac{a^2 t^2}{c^2} \right] c^2 dt^2 + 2atdxdt - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Так почему же тогда именно в системе отсчета S интервал ds^2 принимается равным (3), а не в системе отсчета S' и почему пользуются при этом обычным классическим преобразованием вместо релятивистского?

Во-вторых, нетрудно убедиться, что классические преобразования (8) и (10) противоречат постулату инвариантности скорости света. Чтобы убедиться в этом, достаточно привести полученные с помощью классических преобразований интервалы (9) и (11) к диагональному виду:

$$ds'^2 = \left\{ \begin{array}{l} \left[1 + 2 \frac{\omega}{c^2} \left(y' \frac{dx'}{dt'} - x' \frac{dy'}{dt'} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} (x'^2 + y'^2) \right] c^2 dt'^2 - \\ - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \end{array} \right\}$$

и

$$ds'^2 = \left[1 - 2 \frac{at'}{c^2} \frac{dx'}{dt'} - \frac{a^2 t'^2}{c^2} \right] c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2,$$

где $\frac{dx'}{dt'}$, $\frac{dy'}{dt'}$ - это компоненты скорости в системе отсчета S' , например, в случае распространяющейся световой волны, это будут c'_x , c'_y , откуда для скорости света c' в системе отсчета S' (при $ds'^2 = 0$) в случае вращения ($\omega \neq 0$) вместо $c' = c$ получаем:

$$c' = \sqrt{\frac{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}{dt'^2}} = c \sqrt{1 + 2 \frac{\omega}{c^2} \left(y' \frac{dx'}{dt'} - x' \frac{dy'}{dt'} \right) - \frac{\omega^2}{c^2} (x'^2 + y'^2)},$$

а в случае ускорения ($a \neq 0$):

$$c' = \sqrt{\frac{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}{dt'^2}} = c \sqrt{1 - 2 \frac{at'}{c^2} \frac{dx'}{dt'} - \frac{a^2 t'^2}{c^2}}.$$

По-видимому, на преобразования должны быть наложены некоторые ограничения. Например, в соответствии с операционным определением скорости света

$$c' = \sqrt{\frac{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}{dt'^2}} = c$$

искомое преобразование должно оставлять инвариантным не только величину интервала, которое выполняется автоматически при любых преобразованиях по определению, но и фундаментальную квадратичную форму интервала (3). А преобразования (8) и (10) этому требованию не удовлетворяют. Этому требованию вместо (8) и (10) удовлетворяли бы, например, преобразования

$$x = x' \cos \omega t' - y' \sin \omega t', \quad y = x' \sin \omega t' + y' \cos \omega t', \quad z = z',$$

$$t = \int_0^{t'} dt' \sqrt{1 - 2 \frac{\omega}{c^2} \left(y' \frac{dx'}{dt'} - x' \frac{dy'}{dt'} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} (x'^2 + y'^2)}, \quad c = c'$$

и

$$x = x' + at'^2 / 2, \quad y = y', \quad z = z', \quad t = \int_0^{t'} dt' \sqrt{1 + 2 \frac{at'}{c^2} \frac{dx'}{dt'} + \frac{a^2 t'^2}{c^2}}, \quad c = c'.$$

Разумеется, в этом случае никакого искривления пространства в “ускоренной” системе отсчета S' не происходило бы и метрика пространства-времени не менялась бы. А отсюда, таким образом, вовсе не следовало бы, что в СТО общепринятая интерпретация “кривизны” пространства является причиной гравитационного поля.

Почему бы тогда, например, и в случае инерциальных систем отсчета при переходе от одной инерциальной системы отсчета S к другой, движущейся относительно первой с постоянной скоростью V , не пользоваться вместо релятивистского преобразования Лоренца (6) обычным классическим преобразованием Галилея

$$x = x' + Vt', \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'.$$

Тогда для квадрата элемента интервала ds'^2 в системе отсчета S' , равномерно движущейся относительно системы отсчета S , также получили бы:

$$\begin{aligned} ds'^2 &= \left(1 - \frac{V^2}{c^2} \right) c^2 dt'^2 - 2V dx' dt' - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 = \\ &= \left(1 - 2 \frac{V}{c^2} \frac{dx'}{dt'} - \frac{V^2}{c^2} \right) c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 \end{aligned},$$

а не

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2,$$

и для скорости света c' в системе отсчета S' (при $ds'^2 = 0$) получили бы не $c' = c$, а:

$$c' = \sqrt{\frac{dx'^2 + dy'^2 + dz'^2}{dt'^2}} = c \sqrt{1 - 2 \frac{V}{c^2} \frac{dx'}{dt'} - \frac{V^2}{c^2}},$$

откуда можно было бы сделать вывод, что и в инерциальных системах отсчета при пользовании классическим преобразованием Галилея геометрия пространства также искривляется и, что квадрат интервала ds'^2 в системе отсчета S' не выражается в виде простой суммой четырех координат, какой она является в системе отсчета S .

Тогда почему же релятивисты в одном случае пользуются релятивистским преобразованием, а в других случаях классическим преобразованием?

Литература

1. Купряев Н.В. Изв. вузов. Физика, № 7, (1999), с. 8.
2. Обухов Ю.А., Захарченко И.И. Физическая мысль России, № 3, (2001), с. 71.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., Теория поля, М., Наука, 1988, 294с.
4. Толмен Р., Относительность, термодинамика и космология, М., Наука, 1974, 185с.
5. Купряев Н.В., Изв. вузов. Физика, № 8, (2001), с. 63.

Купряев Н.В.

О противоречии, возникающем при релятивистском описании волны де Бройля

Аннотация

Показано, что волновая гипотеза де Бройля противоречит СТО. Так релятивистская длина волны де Бройля движущейся частицы обращается в бесконечность в сопутствующей системе отсчета, движущейся вместе с частицей, что не верно даже качественно. Это противоречие принципиальное и в рамках СТО не может быть разрешено. Противоречие разрешается в рамках теории неподвижного светоносного эфира и атомной физики Грызинского.

Движущейся частице согласно гипотезе де Бройля, как известно, можно сопоставить волну

$$\lambda = \frac{h}{p}, \quad (1)$$

где h – постоянная Планка, p – импульс частицы, которая ответственна, например, за явление дифракции частиц. Однако эта гипотеза находится в противоречии с СТО. Действительно, предположим, что в системе отсчета S , покоящейся относительно физического вакуума (эфира), движется с постоянной скоростью V дебройлевская частица массы m . Этой частице согласно СТО соответствуют релятивистский импульс p и релятивистская энергия E :

$$p = \frac{mV}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} \quad (2)$$

и в соответствии с формулой де Бройля (1) можно написать

$$\lambda = \frac{h\sqrt{1-V^2/c^2}}{mV}. \quad (3)$$

Если на пути движущейся частицы поставить экран со щелью, то это должно проявиться в виде соответствующей дифракционной картины за экраном. Очевидно, картина не должна меняться в зависимости от того, движется наблюдатель или нет.

Однако совершенно иной будет представляться картина, если перейти в сопутствующую систему отсчета S' , движущуюся вместе с частицей. В системе отсчета S' частица покоится и согласно СТО

импульс p' частицы в системе отсчета S' равен нулю:

$$p' = \frac{p - EV/c^2}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = 0. \quad (4)$$

Следовательно, согласно формуле (1) релятивистская длина волны де Бройля в сопутствующей системе отсчета S' обращается в бесконечность, соответственно, и вероятность прохождения частицы через щель также становится равной нулю. С точки зрения движущегося наблюдателя S' никакой дифракционной картины не должно наблюдаться (частица через щель не пройдет). А выше мы говорили, что дифракционная картина не должна меняться в зависимости от того, движется наблюдатель или нет. Мы получили противоречие. Это противоречие принципиальное и в рамках СТО не может быть разрешено.

Противоречие разрешается в рамках теории неподвижного светоносного эфира [1, 2]. Действительно, согласно теории неподвижного светоносного эфира импульс p' частицы даже в сопутствующей системе отсчета S' (см., например, [2]) остается конечной величиной, как и в системе отсчета S :

$$p' = p\sqrt{1 - V^2/c^2} = mV. \quad (5)$$

Соответственно отсюда длина волны де Бройля частицы в сопутствующей системе отсчета S' также остается конечной величиной, как и в системе отсчета S :

$$\lambda' = \frac{h}{mV} \quad (6)$$

и вероятность прохождения частицы через щель в сопутствующей системе отсчета S' не изменится и дифракционная картина сохранится.

Однако этот факт нельзя понять в рамках гипотезы де Бройля. Действительно, частица в сопутствующей системе отсчета S' покоится, следовательно, ей нельзя приписать волну в обычном понимании (волна де Бройля имеет физический смысл только в одной выделенной системе отсчета, покоящейся относительно неподвижного физического вакуума (эфира)). Это противоречие разрешается в рамках атомной физики Грызинского [3]. Действительно, согласно гипотезе Грызинского, волна де Бройля, есть не что иное, как поступательная прецессия спиновой оси движущейся частицы. (Согласно гипотезе Грызинского, всякое свободное поступательное движение частицы сопровождается прецессией спиновой оси частицы, пропорциональной

кинетической энергии, спиновая ось движущейся частицы после прохождения дистанции (3) ориентируется в пространстве точно таким же образом). Если частица прецессирует в системе отсчета S , то она прецессирует и в сопутствующей системе отсчета S' и прохождение частицы через надвигающуюся щель также сопровождается соответствующей дифракцией. Если, например, период T прецессии спиновой оси частицы в системе отсчета S равен:

$$T = \frac{\lambda}{V} = \frac{h\sqrt{1-V^2/c^2}}{mV^2}, \quad (7)$$

то и в сопутствующей системе отсчета S' период прецессии T' спиновой оси частицы согласно теории неподвижного светоносного эфира [1, 2] равен:

$$T' = T\sqrt{1-V^2/c^2} = \frac{h(1-V^2/c^2)}{mV^2}. \quad (8)$$

Предположим теперь, что дебройлевская частица покоится в системе отсчета S , а щель вместе с экраном движется со скоростью V в противоположном направлении. Релятивистский импульс p и релятивистская энергия E покоящейся частицы равны:

$$p = 0, \quad E = mc^2. \quad (9)$$

Следовательно, длина волны де Бройля в системе отсчета S равна $\lambda = \infty$, а вероятность прохождения частицы через щель равна нулю (частица через щель не пройдет) и никакой дифракционной картины при этом не должно быть.

Однако совершенно иной будет представляться картина, если перейти в систему отсчета S' , движущуюся вместе со щелью. В системе отсчета S' частица движется со скоростью $V' = V$ в обратном направлении и согласно СТО импульс p' частицы равен:

$$p' = \frac{p + EV/c^2}{\sqrt{1-V^2/c^2}} = \frac{mV}{\sqrt{1-V^2/c^2}}, \quad (10)$$

следовательно, длина волны де Бройля равна

$$\lambda' = \frac{h\sqrt{1-V^2/c^2}}{mV}. \quad (11)$$

Таким образом, с точки зрения движущегося наблюдателя S' дифракционная картина, несомненно, должна быть! Мы получили противоречие. Это противоречие принципиальное и в рамках СТО не может быть разрешено.

Противоречие разрешается в рамках теории неподвижного

светоносного эфира [1, 2] и атомной физики Грызинского [3]. Действительно, согласно теории неподвижного светоносного эфира [1, 2] импульс p' этой частицы в системе отсчета S' также равен нулю, если он равен нулю в системе отсчета S . Соответственно отсюда и длина волны λ' де Бройля также равна бесконечности, если она равна бесконечности в системе отсчета S , и никакой дифракционной картины в системе отсчета S' не должно наблюдаться. Если частица не прецессирует в неподвижной системе отсчета S , то она не прецессирует и в движущейся системе отсчета S' . Т.е., таким образом, только в рамках теории неподвижного светоносного эфира [1, 2] и атомной физики Грызинского [3] удается адекватно и непротиворечиво описать волну де Бройля.

Литература

1. Купряев Н.В. Изв. вузов. Физика, № 7, (1999), с. 8.
2. Обухов Ю.А., Захарченко И.И. Физическая мысль России, № 3, (2001), с. 71.
3. Gyzinski M. Поиск математических закономерностей мироздания, (М.М. Лаврентьев), Новосибирск, (2001), с. 154.

Купряев Н.В.

Опыт Майкельсона-Морли и классическая механика

Аннотация

С помощью классического преобразования Галилея доказывается, что опыт Майкельсона-Морли не может быть объяснен на основе классической механики. Он может быть объяснен либо только на основе СТО, либо только на основе теории неподвижного светоносного эфира с сохраняющимся световым интервалом. А все многочисленные попытки найти объяснение опытам Майкельсона-Морли на основе классической механики с помощью запутывающих схем и рисунков, заполонивших в последнее время все книжные полки книжных магазинов, а также сеть internet содержат принципиальные ошибки и обречены.

В последнее время сеть internet буквально заполонена сообщениями, якобы объясняющими опыт Майкельсона-Морли на основе классической механики. При этом авторы не скупятся на всевозможные иллюстрированные схемы и рисунки, сопровождающие ход рассуждения авторов. В конечном счете, даже авторы, сами того не подозревая, окончательно запутываются в этих хитроумных схемах и рисунках и попадают в плен собственных заблуждений.

Это напоминает армию “опровергателей” закона сохранения энергии, пытающихся подобными же методами с помощью таких же хитроумных и сложных иллюстрированных схем и рисунков с использованием всевозможных механизмов, рычагов, передач, шестеренок и т.д. создать вечный двигатель. Однако бесплодность попыток объяснить опыт Майкельсона-Морли на основе классической механики можно доказать непосредственно с помощью классического преобразования Галилея.

Итак, предположим, что интересующая нас система S' движется со скоростью V относительно абсолютного пространства (выделенной системы отсчета S). В классической механике, как известно, координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S и S' связаны преобразованием Галилея

$$x' = x - Vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t. \quad (1)$$

Пусть в системе отсчета S скорость света равна c и не зависит от направления. Нужно найти скорость света c' в движущейся системе отсчета S' ?

Продифференцируем выражение (1) по времени. В результате:

$$v'_x = v_x - V, \quad v'_y = v_y, \quad v'_z = v_z.$$

Тогда (в плоскости векторов \mathbf{v}' и \mathbf{V}) для преобразования абсолютной величины скорости имеем:

$$v' \equiv \sqrt{v_x'^2 + v_y'^2 + v_z'^2} = \sqrt{v^2 - 2v_x V + V^2}.$$

Подставляя в полученное выражение $v = c$, $v_x = c \cos \theta$, где θ - угол между осью x и направлением распространения света в системе отсчета S , для скорости света ($v' = c'$) в системе отсчета S' получаем:

$$c' = c \sqrt{1 - 2 \frac{V}{c} \cos \theta + \frac{V^2}{c^2}}. \quad (2)$$

Выразим в формуле для скорости света (2) угол θ через угол θ' между осью x' и направлением распространения света, измеренный в системе отсчета S' . Для этого перепишем преобразование для координаты x в преобразовании Галилея (1) в виде

$$c't' \cos \theta' = ct \cos \theta - Vt$$

и подставим в это выражение преобразование скорости света (2). В результате находим преобразование косинуса угла θ :

$$\cos \theta = \frac{V}{c} \sin^2 \theta' + \cos \theta' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta'}. \quad (3)$$

Подставляя выражение (3) в формулу (2) находим окончательно скорость света c' в системе отсчета S' , выраженную через угол θ' :

$$c' = c \sqrt{1 + \frac{V^2}{c^2} (1 - 2 \sin^2 \theta') - 2 \frac{V}{c} \cos \theta' \sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2} \sin^2 \theta'}}. \quad (4)$$

Мы видим, что в классической механике в движущейся системе отсчета S' свету, распространяющемуся в прямом и обратном направлениях по трассе длины L' , ориентированной под углом θ' к оси x' (вектору \mathbf{V}), в зависимости от угла θ' потребуется разное время:

$$t' = \frac{L'}{c\sqrt{1 + \frac{V^2}{c^2}(1 - 2\sin^2\theta') - 2\frac{V}{c}\cos\theta'\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}\sin^2\theta'}}} + \frac{L'}{c\sqrt{1 + \frac{V^2}{c^2}(1 - 2\sin^2(\theta' + 180^\circ)) - 2\frac{V}{c}\cos(\theta' + 180^\circ)\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}\sin^2(\theta' + 180^\circ)}}} \quad (5)$$

Таким образом, в классической механике опыт Майкельсона-Морли так и остается необъясненным.

Однако Опыт Майкельсона-Морли может быть объяснен на основе СТО и на основе теории неподвижного светоносного эфира [1, 2] с сохраняющимся световым интервалом. Действительно, в первом случае, т.е. применительно к СТО, координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S и S' связаны преобразованием Лоренца

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \frac{t - \frac{V}{c^2}x}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}$$

и для скорости света c' в системе отсчета S' вместо (4) получаем:

$$c' = c,$$

и вместо (5) имеем:

$$t' = \frac{L'}{c} + \frac{L'}{c} = \frac{2L'}{c}.$$

Во втором случае, т.е. применительно к теории неподвижного светоносного эфира [1, 2], координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S и S' связаны преобразованием

$$x' = \frac{x - Vt}{\sqrt{1 - V^2/c^2}}, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t\sqrt{1 - \frac{V^2}{c^2}}$$

и для скорости света c' в системе отсчета S' вместо (4) получаем:

$$c' = \frac{c}{1 + \frac{V}{c}\cos\theta'},$$

и вместо (5), как и в СТО, имеем:

$$t' = \frac{L'}{c}\left(1 + \frac{V}{c}\cos\theta'\right) + \frac{L'}{c}\left(1 + \frac{V}{c}\cos(\theta' + 180^\circ)\right) = \frac{2L'}{c}.$$

Т.е., таким образом, мы видим, что только на основе СТО, а также только на основе теории стационарного эфира [1, 2] может

быт объяснен опыт Майкельсона-Морли, а все многочисленные попытки найти объяснения опытам Майкельсона-Морли на основе классической механики ошибочны.

Литература

1. Купряев Н.В. Изв. вузов. Физика, № 7, (1999), с. 8.
2. Обухов Ю.А., Захарченко И.И. Физическая мысль России, № 3, (2001), с. 71.

Купряев Н.В.

Удовлетворяет ли преобразование Лоренца принципу соответствия?

Аннотация

Показано, что вопреки устоявшемуся общепринятому представлению преобразование Лоренца при малых скоростях не переходит плавно в классическое преобразование Галилея.

Фундаментальным принципом физической теории, как известно, является принцип соответствия, согласно которому всякая новая зарождающаяся физическая теория должна содержать предыдущую как предельный случай и описывать как новые, так и старые факты. Так старая классическая физика Ньютона, очевидно, должна была бы стать частным случаем более совершенной физики, которая бы содержала классическую физику, как частный случай, а отнюдь не замещала бы ее, и в пределе переходила бы к классической физике Ньютона. Однако в действительности в начале 20 века наука пошла по совсем другому пути и классическая физика Ньютона, в конечном счете, была замещена релятивистской физикой Эйнштейна, которая в принципе описывает физические явления иначе, чем классическая физика (вследствие эйнштейновской относительности одновременности событий), и тем самым не удовлетворяет принципу соответствия.

Итак, как известно, в классической физике координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S (покоящейся относительно абсолютного пространства) и S' (движущейся относительно системы отсчета S со скоростью $\beta = V/c$ вдоль оси x) связаны преобразованием Галилея

$$x' = x - \beta ct, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t, \quad (1)$$

а в СТО преобразованием Лоренца

$$x' = \gamma(x - \beta ct), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \gamma(t - \beta x/c). \quad (2)$$

Однако, видно, что если преобразование Лоренца (2) разложить в ряд по степеням β :

$$x' = x - \beta ct + \frac{1}{2}x\beta^2 - \dots, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t - \beta \frac{x}{c} + \frac{1}{2}t\beta^2 - \dots,$$

оно при $\beta \ll 1$ ($V \ll c$), если ограничиться членами первого порядка малости по β и отбросить члены более высокого порядка малости, не переходит плавно в классическое преобразование Галилея (1), а переходит в принципиально новое преобразование:

$$x' \approx x - \beta ct, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' \approx t - \beta \frac{x}{c} \quad (ct' \approx ct - \beta x). \quad (3)$$

Так вместо предельного перехода времени $t' \approx t$ ($ct' \approx ct$) получается совершенно другой предельный переход, а именно $t' \approx t - \beta \frac{x}{c}$ ($ct' \approx ct - \beta x$), в котором членом $\beta \frac{x}{c}$ (βx) при больших значениях $x \gg 0$ пренебречь нельзя. Эйнштейновская относительность одновременности событий, являющаяся величиной первого порядка малости по β , сохраняется, таким образом, и в классическом пределе. Если же считать, что должно быть $t' \approx t$ ($ct' \approx ct$), а не $t' \approx t - \beta \frac{x}{c}$ ($ct' \approx ct - \beta x$), на чем настаивают релятивисты, то должно быть также $x' \approx x$, а не $x' = x - \beta ct$, что абсурдно.

Если преобразование времени и должно отличаться от классического преобразования времени $t' = t$ ($ct' \approx ct$), оно не должно содержать члены первого порядка малости по β , с тем, чтобы не входить в противоречие с принципом соответствия. Этому требованию удовлетворяет, например, преобразование:

$$x' = \gamma(x - \beta ct), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = \gamma^{-1}t, \quad (4)$$

связывающее координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S (покоящейся относительно эфира) и S' (движущейся со скоростью $\beta = V/c$ относительно эфира) в теории неподвижного светоносного эфира [1, 2]. В этом можно убедиться, если преобразование (4) разложить в ряд по степеням β :

$$\left. \begin{aligned} x' &= x - \beta ct + \frac{1}{2}x\beta^2 - \dots, & y' &= y, \\ z' &= z, & t' &= t - \frac{1}{2}t\beta^2 - \frac{1}{8}t\beta^4 - \dots \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

и ограничиться членами первого порядка малости по β . Видно, что при $\beta \ll 1$ ($V \ll c$) ряд (5), как и положено, переходит в классическое преобразование. Таким образом, мы видим, что только

преобразование (4) удовлетворяет принципу соответствия, а преобразование Лоренца (1) - нет, что и требовалось доказать.

Но некоторые физики возражают и говорят, что условие $\beta \ll 1$ означает не $V \ll c$, а $c \rightarrow \infty$, а потому $t' \approx t$. Однако, условие $c \rightarrow \infty$, выдвигаемое релятивистами, лишено физического смысла (c - это константа) и противоречит экспериментальной физике. Действительно, еще до периода становления классической физики (т.е. еще до периода 1687÷1905 гг.) было уже установлено, что скорость распространения света в вакууме ограничена. Так, еще в 1676 году О. Ремером в результате наблюдений затмений спутников Юпитера был сделан вывод о конечности скорости распространения света, и по данным наблюдений впервые было определено ее приблизительное значение 214000 км/с. В 1849 году, т.е. еще во время становления классической физики, Физо была измерена скорость света в земных условиях, и было получено значение 313274.3 км/с. Позже в 1878 году Майкельсоном были проведены еще более точные эксперименты по измерению скорости света, и было получено значение 299910 ± 50 км/с.

Таким образом, начиная, по крайней мере, с 1676 года условие $c \rightarrow \infty$ не имеет физического смысла и преобразование Галилея (1) необходимо понимать как приближенное преобразование предельного перехода $V \ll c$, а не $c \rightarrow \infty$. Единственной целью условия $c \rightarrow \infty$, выдвигаемого релятивистами для перехода от релятивистской физике к классической, лишённого, таким образом, физического смысла, по-видимому, является лишь желание оправдать релятивистское преобразование Лоренца (2) и не более, так как при $V \ll c$ оно теряет физический смысл.

Литература

1. Купряев Н.В. Изв. вузов. Физика, № 7, (1999), с. 8.
2. Обухов Ю.А., Захарченко И.И. Физическая мысль России, № 3, (2001), с. 71.

Купряев Н.В.

Удовлетворяет ли релятивистское преобразование импульса принципу соответствия?

Аннотация

Показано, что вопреки устоявшемуся общепринятому представлению релятивистское преобразование импульса при малых скоростях не переходит плавно в классическое преобразование импульса.

Как известно, компоненты импульса (p_x, p_y, p_z) и (p'_x, p'_y, p'_z) пробной частицы в системах отсчета S (покоящейся) и S' (движущейся со скоростью $\beta = V/c$ относительно системы отсчета S) в СТО связаны преобразованием:

$$p'_x = \gamma(p_x - \beta E/c), \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z, \quad (1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, E - энергия частицы. Принцип соответствия требует, чтобы релятивистское преобразование импульса (1) при $\beta \ll 1$ плавно переходило в классическое преобразование импульса и для того чтобы определить это нужно найти преобразование импульса в классической физике.

В классической механике, как известно, предполагается существование абсолютного пространства и абсолютного времени. Систему отсчета, покоящуюся относительно абсолютного пространства, очевидно, обозначить через S , а систему отсчета, движущуюся со скоростью V относительно абсолютного пространства (предполагается, что $V \ll c$), обозначить через S' . Координаты события (x, y, z, t) и (x', y', z', t') в системах отсчета S и S' связаны преобразованием Галилея:

$$x' = x - Vt, \quad y' = y, \quad z' = z, \quad t' = t,$$

обратное преобразование от которого, как известно, имеет вид:

$$x = x' + Vt', \quad y = y', \quad z = z', \quad t = t'. \quad (2)$$

Предположим, что интересующая нас пробная частица движется относительно системы отсчета S со скоростью v . Тогда для квадрата элемента интервала ds^2 пробной частицы в системе отсчета S имеем:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2 = c^2 dt^2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right),$$

где $v^2 = \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2}$. Так как мы рассматриваем случай $v \ll c$,

для интервала ds достаточно ограничиться первым его приближением:

$$ds = c dt \left(1 - \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} \right).$$

Квадрат интервала ds'^2 пробной частицы в системе отсчета S' , очевидно, равен:

$$ds'^2 = ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2.$$

Подставляя в это выражение преобразование (2) получаем:

$$ds'^2 = c^2 dt'^2 - 2V dx' dt' - V^2 dt'^2 - dx'^2 - dy'^2 - dz'^2 = c^2 dt'^2 \left(1 - \frac{(V + v')^2}{c^2} \right),$$

где v' - скорость частицы в системе отсчета S' . Так как мы рассматриваем случай $|V + v'| \ll c$, то для интервала ds' достаточно ограничиться первым его приближением:

$$ds' = c dt' \left(1 - \frac{1}{2} \frac{(V + v')^2}{c^2} \right).$$

Таким образом, для функции Лагранжа L пробной частицы в системе отсчета S получаем:

$$L = -mc^2 + \frac{mv^2}{2},$$

а в системе отсчета S' :

$$L' = -mc^2 + \frac{m(V + v')^2}{2}.$$

Отсюда для импульса пробной частицы в системе отсчета S получаем:

$$\mathbf{p} = \frac{\partial L}{\partial \mathbf{v}} = m\mathbf{v},$$

а в системе отсчета S' :

$$\mathbf{p}' = \frac{\partial L'}{\partial \mathbf{v}'} = m(\mathbf{V} + \mathbf{v}'),$$

где $(\mathbf{V} + \mathbf{v}') = \mathbf{v}$. Следовательно,

$$\mathbf{p}' = \mathbf{p},$$

или

$$p'_x = p_x, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z. \quad (3)$$

Таким образом, в классической механике импульс пробной частицы при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой не меняется.

Теперь разложим релятивистское преобразование импульса (1) в ряд по степеням β :

$$p'_x = p_x - \beta \frac{E}{c} + \frac{1}{2} p_x \beta^2 - \dots, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z. \quad (4)$$

Мы видим однако, что при $\beta \ll 1$ ($V \ll c$), т.е. если ограничиться членами первого порядка малости по β , релятивистский ряд (4) не переходит плавно в классическое преобразование импульса (3), а переходит в принципиально новое преобразование:

$$p'_x \approx p_x - \beta \frac{E}{c}, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z.$$

Так вместо классического предельного перехода $p'_x \approx p_x$ получается $p'_x \approx p_x - \beta \frac{E}{c}$. Если преобразование импульса и должно отличаться от классического преобразования импульса (3), оно не должно содержать члены первого порядка малости по β , с тем, чтобы не входить в противоречие с принципом соответствия. Этому требованию удовлетворяет, например, преобразование импульса

$$p'_x = \gamma^{-1} p_x, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z. \quad (5)$$

Преобразование (5) связывает компоненты импульса (p_x, p_y, p_z) и (p'_x, p'_y, p'_z) пробной частицы в системах отсчета S (покоящейся относительно эфира) и S' (движущейся со скоростью $\beta = V/c$ относительно эфира) в теории неподвижного светоносного эфира [1]. В этом можно убедиться, если преобразование (5) разложить в ряд по степеням β :

$$p'_x = p_x - \frac{1}{2} p_x \beta^2 - \frac{1}{8} p_x \beta^4 - \dots, \quad p'_y = p_y, \quad p'_z = p_z. \quad (6)$$

Видно, что, если ограничиться членами первого порядка малости по β , ряд (6), как и положено, перейдет в обычное классическое преобразование импульса (3), что и требовалось доказать. Т.е., таким образом, мы видим, что предпочтение должно быть отдано

преобразованию (5), которое принципу соответствия удовлетворяет, а не преобразованию (1), которое принципу соответствия не удовлетворяет.

Литература

1. Обухов Ю.А., Захарченко И.И. Физическая мысль России, № 3, (2001), с. 71.

Недосекин Ю.А.

Объяснение аберрации света, световых и электромагнитных опытов по обнаружению “эфирного ветра” с единой точки зрения

Аннотация

Дано объяснение явлению аберрации света и результатам основных опытов по обнаружению “эфирного ветра” при помощи введенного автором статьи постулата увлечения. Предложено провести опыты типа Майкельсона-Морли и Эйхенвальда в космическом корабле, движущемся в околосолнечном пространстве с необходимой для наблюдения эффеkтов скоростью, при которой они покажут положительные результаты. Вводятся новые определения о системах отсчета. На основе введенных представлений построена теория опыта Физо и выведена формула для угла аберрации света.

Оглавление

1. Физические и координатные системы отсчета.
 2. Аберрация света.
 3. Опыты Майкельсона-Морли и Саньяка.
 4. Опыт Физо.
 5. Опыты Эйхенвальда, Трутона и Нобля.
 6. Опыт Майкельсона-Гэля.
- Литература

1. Физические и координатные системы отсчета.

Будем считать справедливым следующее утверждение:

Свет, электромагнитные волны, возмущения электромагнитных полей и статические электромагнитные поля макроскопических тел полностью увлекаются произвольно движущимися гравитационными и электромагнитными полями некоторой материальной среды, плотность энергии которых в данной точке пространства превышает плотность энергии полей от других источников.

Назовем это утверждение **постулатом увлечения** (ПУ).

Совокупность точек пространства, в которых он выполняется, образует **физическую систему отсчета** (ФСО), относительно которой свет, электромагнитные волны и возмущения электромагнитного поля распространяются по всем направлениям с одинаковой скоростью.

Все остальные инерциальные системы отсчета (ИСО) и неинерциальные (НСО) для процессов, происходящих в ФСО, являются **координатными (математическими) системами отсчета** (КСО), в которых скорости света, электромагнитных волн и электромагнитных возмущений зависят от величины и направления скорости движения КСО относительно ФСО. Примеры ФСО и КСО будут рассмотрены ниже при описании опыта Физо.

“Эфирный ветер“ можно наблюдать в координатных системах отсчета (КСО), движущихся относительно физических систем отсчета, связанных соответственно с Землей (ФСОЗ), Солнцем (ФСОС) и Галактикой (ФСОГ), одним из известных способов (например, провести в КСО опыт типа Майкельсона-Морли).

И хотя ФСОЗ сама может двигаться в пространстве относительно Солнца, Галактики, Метагалактики и т.д. со сколь угодно большой скоростью, измерить эту скорость оптическими и электромагнитными способами, находясь в ФСОЗ, невозможно в силу ПУ. Поэтому утверждения некоторых исследователей о якобы наблюдаемом движении Земли (“эфирного ветра”) относительно центра Галактики, являются ошибочными.

Реализацией КСО в космическом пространстве является космический корабль, у которого плотность энергии собственного гравитационного поля во много раз меньше плотности энергии внешнего гравитационного поля.

Пусть КСО движется в околосолнечном пространстве с достаточной скоростью на таком расстоянии от Земли, где плотность энергии гравитационного поля Земли будет меньше аналогичной плотности для гравитационного поля Солнца. В этом случае КСО будет двигаться относительно ФСОС и в ней можно обнаружить “эфирный ветер”, т.е. скорость КСО относительно ФСОС.

Точно также, перейдя в область пространства, где плотность энергии гравитационного поля Галактики превысит соответствующую плотность гравитационного поля Солнца, получим ФСОГ. В этой системе КСО сможет обнаружить

“эфирный ветер”, т.е. скорость движения КСО относительно ФСОГ.

Перейти же в ФСО Метагалактики (ФСОМ) аналогичным образом видимо не удастся в силу больших размеров Галактики, поскольку мы должны выйти за пределы Галактики в область, в которой плотность энергии гравитационного поля Галактики окажется меньше плотности энергии гравитационного поля Метагалактики.

Если не будет предложено иных способов обнаружения “эфирного ветра”, выходящих за рамки ПУ, то мы так и не узнаем с какой же скоростью Галактика движется относительно Метагалактики.

2. Абберрация света.

Преломление луча света возникает на границе равенства плотностей энергий гравитационных полей Солнца и Земли. До этой границы в Солнечной системе распространение света происходит относительно гравитационного поля Солнца. При пересечении границы равенства плотностей гравитационных полей свет попадает в более сильное гравитационное поле Земли, относительно которого происходит его дальнейшее распространение. Под лучом света будем понимать пучок фотонов с массой $m = E/c^2$, где c – скорость света в вакууме, E – энергия фотонов. На рис. 1 показана схема распространения луча света при абберрации, когда Земля движется в сторону звезды, где S – реальное положение звезды, S' – наблюдаемое положение звезды, O – начало координат, движущейся вместе с Землей со скоростью v системы отсчета Ox , расположено на границе равенства плотностей энергий гравитационных полей Земли и Солнца, θ – угол абберрации, α – направление на видимое положение звезды S' . Гравитационное поле Земли увлекает свет (его материальную структуру) в направлении скорости \vec{v} своего движения. Поскольку свет обладает массой m , то его перемещение со скоростью \vec{v} создает импульс перемещения света \vec{p}_v в направлении этой скорости. И как реакция на такое “принудительное” перемещение, вектор импульса света \vec{p} поворачивается на угол θ в сторону, противоположную движению Земли как показано на рис. 1. В силу закона сохранения импульса относительно Солнца свет на выходе из увлекающего поля будет распространяться по прежнему

направлению SA , т.к. “принудительное” его перемещение закончится и реакция света на это исчезнет.

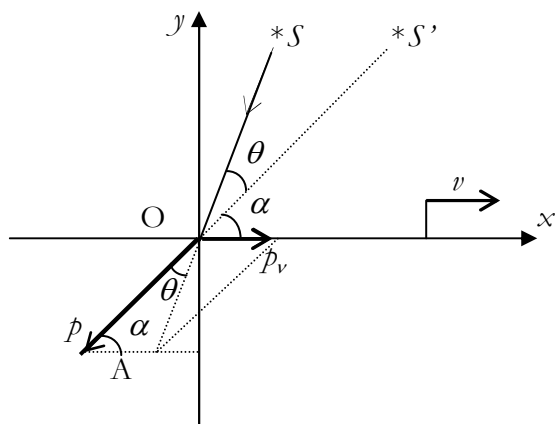


Рис. 1. Схема абберации света

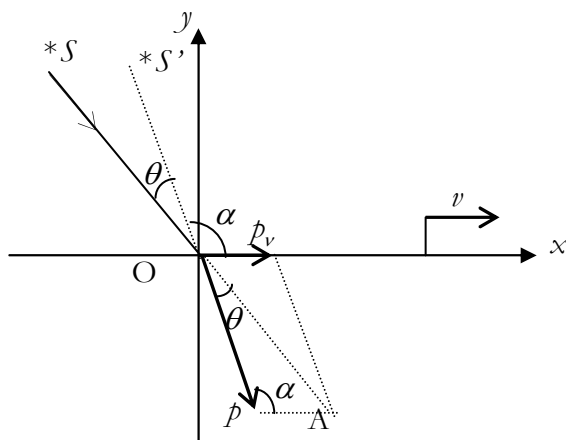


Рис. 2. Схема абберации света

При увлечении света его энергия и величина импульса не изменяются, поскольку такое перемещение света не происходит вдоль вектора градиента потенциала увлекающего поля. То, что импульс перемещения \bar{p}_v не изменяет импульс и энергию света, находит свое подтверждение в неувеличении энергии фотонов, летящих к Земле от далеких звезд. На своем пути эти фотоны пересекают множество движущихся гравитационных полей, которые, как показывают астрономические наблюдения, не увеличивают энергию увлекаемых ими фотонов. На основании

схемы расположения импульсов \bar{p}_v и \bar{p} (рис. 1) по теореме синусов запишем

$$\frac{p_v}{\sin \theta} = \frac{p}{\sin(\pi - (\alpha + \theta))} \quad (1)$$

где $p_v = |\bar{p}_v| = mv$, $p = |\bar{p}| = mc$ – модули импульсов, $m = E/c^2$ – масса фотона. Преобразуем выражение (1)

$$\frac{\sin \alpha \cos \theta + \sin \theta \cos \alpha}{\sin \theta} = \frac{c}{v} \Rightarrow \operatorname{tg} \theta = \frac{\beta \sin \alpha}{1 - \beta \cos \alpha}, \quad \beta = \frac{v}{c} \quad (2)$$

для малых $\beta = 1$ получим известную элементарную формулу аберрации света

$$\operatorname{tg} \theta = \beta \sin \alpha \quad (3)$$

На рис. 2 показана схема аберрации света при движении Земли в сторону от звезды. Из треугольника импульсов, содержащего \bar{p}_v и \bar{p} , по теореме синусов получим соотношение, совпадающее с (1). Следовательно формулы (2) и (3) являются общими для этих двух случаев.

Выпишем формулы для аберрации света, полученные в специальной теории относительности (СТО) [1]

$$\sin \delta = \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 + \beta \cos \delta'} \sin \delta', \quad \cos \delta = \frac{\beta + \cos \delta'}{1 + \beta \cos \delta'} \quad (4)$$

где углы δ и δ' связаны с нашими углами α и θ соотношениями $\delta = 180^\circ - (\alpha + \theta)$, $\delta' = 180^\circ - \alpha$ (5)

согласно рис. 1. Подставив (5) в (4) и осуществив элементарные тригонометрические преобразования, для угла аберрации получим выражение

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\sin \alpha (\sqrt{1 - \beta^2} \cos \alpha - \cos \alpha + \beta)}{\cos^2 \alpha - \beta \cos \alpha + \sqrt{1 - \beta^2} \sin^2 \alpha} \quad (6)$$

которое при пренебрежении $\beta^2 = 1$ совпадает с нашей формулой (2). Такое совпадение не случайно, а проистекает оно из того, что как в СТО, так и в данной работе считается, что скорость света в системах отсчета Солнца и Земли одинакова. В данной работе одинаковость скорости света относительно этих двух систем отсчета вытекает из ПУ, а в СТО она следует из постулата о постоянстве скорости света во всех ИСО.

3. Опыты Майкельсона-Морли и Саньяка.

Объяснение опыта Майкельсона-Морли непосредственно вытекает из самого постулата увлечения (ПУ). Ничего доказывать не надо.

Подтверждением правильности постулата увлечения может служить известный опыт Саньяка [2], в котором свет распространялся с постоянной скоростью относительно гравитационного поля Земли. Плотность энергии гравитационного поля вращающейся платформы в этом опыте во много раз меньше плотности гравитационного поля Земли, вследствие чего согласно ПУ свет будет распространяться с постоянной скоростью по всем направлениям относительно гравитационного поля Земли, а следовательно и относительно самой Земли. И неправильно некоторые утверждают [3], что опыт Саньяка не противоречит СТО, в силу того, что вращающаяся платформа является неинерциальной системой отсчета, которые СТО не рассматривает. Так, например, Лауэ [3] опыт Саньяка рассматривает как оптический аналог опыта Фуко с маятником, признавая тем самым, что скорость света постоянна по всем направлениям относительно Земли.

Для наблюдателя, находящегося на вращающейся платформе, скорость света относительно нее в соответствии с ПУ равна $\bar{c} - \bar{v}$, где $v = \omega R$ – скорость точек платформы, находящихся на расстоянии R от ее центра, ω – угловая скорость вращения платформы; \bar{c} – скорость света относительно Земли.

Движение точек вращающейся платформы на ее периферии можно приближенно считать поступательным на небольших интервалах времени, в течение которых свет распространяется при осуществлении опыта. В течение этих коротких промежутков времени движущиеся точки платформы на ее периферии можно рассматривать как локальные ИСО, в которых скорость света согласно второму постулату СТО постоянна по всем направлениям. Вследствие чего время распространения света как по направлению вращения платформы, так и против, будет одинаковым и сдвиг интерференционных полос окажется нулевым. Таким образом СТО приводит к отсутствию эффекта Саньяка вопреки его существованию. СТО вступила в противоречие с опытным фактом и потому должна быть отвергнута. И чем быстрее это будет сделано, тем полезнее для науки.

Почему же сторонники СТО с дьявольским упорством пытаются доказать противоположное? Ответ очевиден. Во-первых, если СТО

не объясняет этот эффект со своей точки зрения, то это будет являться свидетельством ее неполноты. Во-вторых, сторонниками СТО руководит не стремление к познанию научной истины, а защита своего авторитета, поскольку они в своих работах использовали СТО как правильную теорию и признать ее ложной для них абсолютно не приемлемо. Точно такие же причины не позволили основателям СТО признать ее ложной после осуществления опыта Саньяка, они пошли на компромисс со своей совестью, тем самым затормозив правильное развитие физики на целое столетие. Только опыт сумеет отрезвить твердолобых приверженцев СТО, их надо ткнуть носом в неоспоримый факт. И такие факты в скором времени появятся. Опровержение СТО станет уроком для всех занимающихся наукой, а для историков и психологов науки появится обширное поле деятельности.

Опыт Майкельсона даст положительный результат, если его провести на космическом корабле (скорость которого порядка скорости орбитального движения Земли), движущемся в околосолнечном пространстве.

В этом случае плотность энергии гравитационного поля Солнца превысит плотность энергии гравитационного поля космического корабля и свет будет распространяться относительно гравитационного поля Солнца с постоянной скоростью по всем направлениям в соответствии с ПУ. Положительные результаты опыта Майкельсона на космическом корабле покажут ошибочность представлений специальной теории относительности.

4. Опыт Физо.

В неподвижной среде свет имеет скорость $v = c/n$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды. Скорость света в среде является переменной величиной, v – это средняя скорость. Взаимодействие света (фотонов) с атомами среды приводит к изменению его скорости и поскольку плотность энергии атомных полей на пути распространения света не является постоянной, то и скорость света на этом пути не постоянна. Свет полностью увлекается движущейся средой на тех ее участках, на которых плотность энергии атомных полей превосходит плотность энергии гравитационного поля Земли. На этих участках свет распространяется относительно среды со средней скоростью v_0 . На всех же остальных участках, на которых свет не увлекается

движущейся средой, его средняя скорость относительно неподвижной среды равна $c_0 < c$. Очевидно, что $v_0 < v < c_0 < c$.

Пусть свет в неподвижной среде проходит: путь l со скоростью $v = c/n$, путь l_0 со скоростью v_0 , путь $l - l_0$ со скоростью c_0 . Время распространения света по всему пути запишем двумя выражениями, которые приравняем

$$\frac{ln}{c} = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l-l_0}{c_0} \Rightarrow l_0 = l \frac{n \frac{c_0}{c} - 1}{\frac{c_0}{c} - 1} \quad (7)$$

1). Свет распространяется по направлению скорости \bar{v} движения среды внутри трубы на общем пути длиной $2L$. Пусть t_1 – время распространения света в этом направлении. За это время из трубы вытечет столб жидкости длиной $l_{ж} = ut_1$, тогда реальный путь света в среде составит $l = 2L - ut_1$. При вычислении времени t_1 на этой длине скорость света рассматриваем относительно движущейся среды

$$t_1 = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l-l_0}{c_0-u} = l_0 \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{c_0-u} \right) + \frac{l}{c_0-u} .$$

Подставив в эту формулу l_0 из (7) и $l = 2L - ut_1$, получим

$$t_1 = \frac{2L [nc_0(c_0 - v_0 - u) + cu]}{c(c_0 - u)(c_0 - v_0) + u [nc_0(c_0 - v_0 - u) + cu]} \quad (8)$$

2). Свет распространяется против скорости \bar{v} движения среды на пути длиной $2L$. За время t_2 в трубу втечет столб жидкости длиной $l_{ж} = ut_2$ и реальный путь света в жидкости составит $l = 2L + ut_2$. Аналогично, время распространения света в этом направлении составит

$$t_2 = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l-l_0}{c_0+u} = l_0 \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{c_0+u} \right) + \frac{l}{c_0+u} .$$

Подставив в эту формулу l_0 из (7) и $l = 2L + ut_2$, получим

$$t_2 = \frac{2L [nc_0(c_0 - v_0 + u) - cu]}{c(c_0 + u)(c_0 - v_0) - u [nc_0(c_0 - v_0 + u) - cu]} \quad (9)$$

Разность времен равна

$$\delta t = t_2 - t_1 = \frac{4L\mu(nc_0 - c)\{c_0(c_0 - v_0)[n(c_0 - v_0) + c] - n^2(nc_0 - c)\}}{n^4(nc_0 - c)^2 + nc_0cn^3(c_0 - c) + An^2 + c_0^2c^2(c_0 - v_0)^2},$$

где $A = (c_0 - v_0)[v_0(nc_0 - c)^2 - c_0(n^2c_0^2 - c^2)]$. Ввиду того, что $n = c$, $n = c_0$, отбросим в этой формуле члены $\sim n^2, n^3, n^4$, тогда

$$\begin{aligned} \delta t &= \frac{4L\mu c_0(nc_0 - c)(c_0 - v_0)[n(c_0 - v_0) + c]}{c_0^2c^2(c_0 - v_0)^2} = \\ &= \frac{4L\mu\left(n^2 - \frac{c^2}{c_0^2}\right)}{c^2} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}}. \end{aligned}$$

Разность хода лучей составит $\Delta = c\delta t$, интерференционная картина сместится на m полос

$$m = \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{4L\mu\left(n^2 - \frac{c^2}{c_0^2}\right)}{\lambda c} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}}. \quad (10)$$

В формуле (10) неопределенными являются отношения $\frac{c}{c_0} > 1$ и

$$\frac{v_0}{c_0} < 1, \text{ множитель } \mu = \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}} > 1.$$

Коэффициенты c/c_0 и v_0/c_0 в (10) можно определить, измеряя число полос m для двух разных скоростей n течения жидкости в трубах. Используя эти найденные коэффициенты, по формуле (10) определяем смещение полос m для всех других значений скорости n . Результаты этих измерений покажут насколько верна формула (10).

Множитель μ увеличивает значение m , а $\frac{c^2}{c_0^2} > 1$ уменьшает его относительно числа полос, определяемого по формуле Лоренца-Френеля [4]

$$m = \frac{4L\mu(n^2 - 1)}{\lambda c} . \quad (11)$$

Насколько точны формулы (10) и (11) должны показать опыты типа Физо, проведенные с разными средами, показатели преломления которых сильно различаются между собой.

В опыте Физо те участки движущейся жидкости, на которых происходит полное увлечение света, являются физическими системами отсчета (ФСО). Общая длина этих участков равна l_0 и свет в них распространяется со скоростью v_0 относительно жидкости. Сам прибор вместе с Землей для этих участков является координатной системой отсчета (КСО), относительно которой скорость распространения света является алгебраической суммой $\bar{v}_0 + \bar{v}$.

Те же участки жидкости общей длиной $l - l_0$, на которых свет ей не увлекается и распространяется со скоростью c_0 относительно прибора (ФСО), являются КСО, а сам прибор вместе с Землей является ФСО. Скорость света относительно жидкости (КСО) равна $\bar{c}_0 - \bar{v}$.

5. Опыты Эйхенвальда, Трутона и Нобля.

В опытах Эйхенвальда с заряженным конденсатором предполагалось обнаружить орбитальное движение Земли относительно неподвижного эфира [5]. Их результаты оказались отрицательными. Объяснение отрицательных результатов этих опытов, также как и опыта Майкельсона-Морли, непосредственно вытекает из постулата увлечения (ПУ).

Электрическое поле конденсатора находится в гравитационном поле Земли, являющееся в данном случае физической системой отсчета (ФСО), и в соответствии с ПУ полностью им увлекается. Перемещение электрического поля конденсатора за счет увлечения его гравитационным полем Земли относительно Солнца не обусловлено его собственной скоростью, которая приводит к возникновению магнитного поля, вследствие чего магнитное поле и не появляется.

Тот же опыт, проведенный в околосолнечном пространстве на космическом корабле, даст положительный результат.

Опыт Трутона и Нобля с заряженным конденсатором [5] по обнаружению скорости орбитального движения Земли (“эфирного ветра”) также показал отрицательный результат. Однако этот опыт вызывает недоумение в самой постановке вопроса о его способности что-то заметить. Авторы опыта полагают, что коль скоро заряженный конденсатор обладает электромагнитной энергией и что эта энергия зависит от угла между векторами электрического поля конденсатора и скоростью движения Земли, то на конденсатор должен действовать вращающий момент. Спрашивается, с какой же стати? Что за физическая причина должна вызвать поворот конденсатора? Конденсатор со своим электромагнитным полем является замкнутой системой и под действием только своих внутренних сил он не в состоянии совершить поворот самого себя – типичный пример полевого самодействия, которое нет, нет, да и появляется в некоторых физических проблемах из-за отсутствия их правильного понимания.

6. Опыт Майкельсона-Гэля.

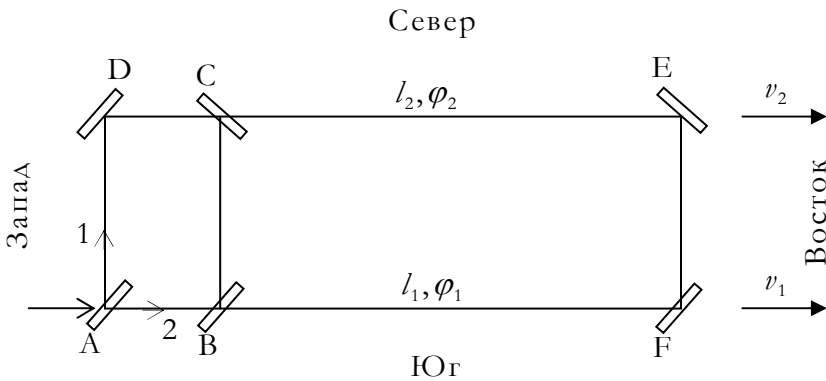


Рис. 3

В 1904 г. А. Майкельсон предложил идею проведения эксперимента по обнаружению вращения Земли оптическим методом [6], который был осуществлен лишь только в 1925 г. [7]. Опыт показал, что эфир не увлекается вращением Земли.

Положительный результат в опыте Майкельсона-Гэля вызывает серьезные сомнения из-за ошибки, допущенной в расчете величины смещения интерференционных полос.

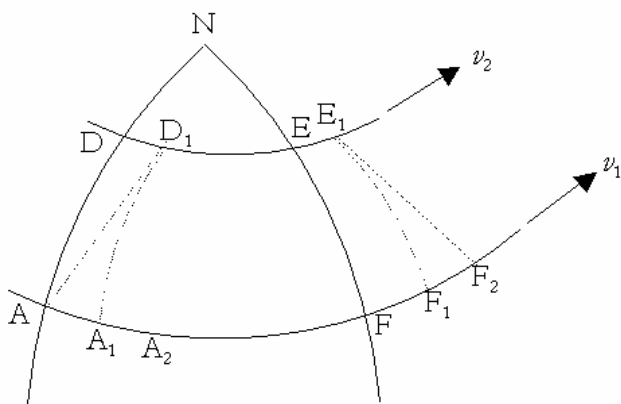
Воспользуемся описанием теории этого опыта из работы С.И. Вавилова [8]. Схема интерферометра показана на рис. 3.

Плечи интерферометра AF и DE ($AF=DE$) расположены на широтах φ_1 и φ_2 ; линейные скорости вращения Земли на них соответственно равны $v_1 = R\omega \cos \varphi_1$, $v_2 = R\omega \cos \varphi_2$, где R – радиус Земли, ω – угловая скорость ее вращения. Для упрощения расчетов было принято, что

$$l_1 = AF = l_0 \cos \varphi_1, \quad l_2 = DE = l_0 \cos \varphi_2, \quad \text{где } l_0 = Ra. \quad (12)$$

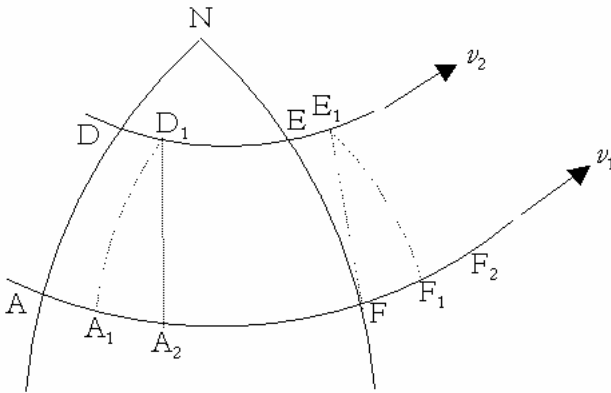
“При этом условии стороны EF и AD будут направлены по меридиану, перпендикулярно v , поэтому скорость света вдоль этих сторон будет в точности равна c .” – цитата из [8].

Это было бы верно, если бы на этих участках свет полностью увлекался вращением Земли, но теория опыта исходит из предположения о неувлекаемом эфире. На этих участках AD и EF , также как и в опыте Майкельсона-Морли, существует “эфирный ветер” и траектории лучей света 1 и 2 относительно неподвижного эфира наклонены в сторону вращения Земли, как это показано на рисунках 4 и 5. На рис. 4 луч 1 движется по часовой стрелке вдоль пути $AD_1E_1F_2A_2$, а на рис. 5 луч 2 движется против часовой стрелки вдоль $AFE_1D_1A_2$.



Для луча 1. Рис. 4

На обоих рисунках: N – Северный полюс; вращение Земли слева направо вокруг N; стороны интерферометра AD и EF направлены вдоль меридианов, как и предполагается в расчете.



Для луча 2. Рис. 5

Луч 1 (рис. 4) проходит расстояние AD_1 за время DD_1/v_2 и E_1F_2 за время F_1F_2/v_1 , откуда находим суммарное время его движения в плечах AD и EF

$$t_1 = \frac{DD_1}{v_2} + \frac{F_1F_2}{v_1} . \quad (13)$$

Луч 2 (рис. 5) проходит расстояние FE_1 за время EE_1/v_2 и D_1A_2 за время A_1A_2/v_1 , откуда общее время его движения в плечах FE и DA равно

$$t_2 = \frac{EE_1}{v_2} + \frac{A_1A_2}{v_1} . \quad (14)$$

Так как $F_1F_2=A_1A_2$ и $DD_1=EE_1$ при условии, что плечи интерферометра AD и EF равны, то $t_1=t_2$ из (13) и (14).

Если сторону AD расположить вдоль меридиана, то вторая противоположная сторона EF интерферометра, параллельная AD , не будет направлена вдоль меридиана, так как контур интерферометра является прямоугольным. И в этом случае, как нетрудно убедиться, суммарное время при обходе расстояний AD и EF для каждого из световых лучей 1 и 2 будет одинаковым при том же условии, что AD и EF равны между собой.

Следовательно, принятое в расчете предположение, что стороны AD и EF направлены вдоль соответствующих меридианов, является ненужным и к тому же оно приводит к большой ошибке, которую авторы расчета не углядели.

Приняв в расчете, что стороны AD и EF расположены вдоль меридианов, чему соответствуют формулы из (12), авторы расчета получили для разности времен T обхода лучами 1 и 2 контура интерферометра $ADEFA$ следующее выражение

$$T = \frac{2}{c^2} (l_1 v_1 - l_2 v_2) = \frac{2l_0 R \omega}{c^2} (\cos^2 \varphi_1 - \cos^2 \varphi_2) . \quad (15)$$

После тригонометрических действий над формулой (15) с учетом близости широт φ_1 и φ_2 друг к другу ($\varphi_1 \approx \varphi_2 = \varphi$ в конечном результате) она приобрела следующий вид

$$T = \frac{4lb\omega}{c^2} \sin \varphi . \quad (16)$$

Исходя из формулы (16), для сдвига интерференционных полос получим следующее выражение

$$\Delta = \frac{4lb\omega}{\lambda c} \sin \varphi , \quad (17)$$

где $l = l_0 \cos \varphi$ - средняя длина сторон AF и DE интерферометра.

Если же теперь, исходя из нашего замечания, что предполагать при расчете расположение сторон AD и EF интерферометра вдоль меридианов не нужно, то положив в формуле (15) $l_1 = l_2 = l$, получим

$$T = \frac{2l}{c^2} (v_1 - v_2) = \frac{2l\omega R}{c^2} (\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) . \quad (18)$$

После аналогичных преобразований, что и в формуле (15), получим

$$T = \frac{2lb\omega}{c^2} \sin \varphi . \quad (19)$$

Тогда сдвиг интерференционных полос окажется равным

$$\Delta = \frac{2lb\omega}{\lambda c} \sin \varphi , \quad (20)$$

что в 2 раза меньше, чем по формуле (17), используемой экспериментаторами Майкельсоном и Гэлем для сравнения с полученными ими из эксперимента [7] результатами.

Следовательно смещение полос в этом опыте вызвано чем-то иным и его результаты нельзя считать достоверными.

В связи с этим целесообразно было бы провести такой опыт на Северном полюсе, расположив круговой контур кольцевого интерферометра симметрично оси вращения Земли. Это

соответствовало бы схеме опыта Саньяка [2], для которого сдвиг интерференционных полос равен

$$\Delta = \frac{4\pi r^2 \omega}{\lambda c} = \frac{4S\omega}{\lambda c}, \quad (21)$$

где S – площадь контура интерферометра, охватываемого проходящими по нему световыми лучами; r – его радиус.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Стр. 29. М.: “Наука”, 1988.
2. Sagnac M.G. C. R. Acad.Sci. **157**, 708, 1913.
3. Паули В. Теория относительности. Стр. 37. М.: “Наука”, 1991.
4. Карякин Н.И., Быстров К.Н., Киреев П.С. Краткий справочник по физике. Стр. 304. М.: “Высшая школа”, 1962.
5. Калашников Э.Г. Электричество. Стр. 176-177, 298-300. М.: “Наука”, 1977.
6. Michelson A.A. Philos. Mag. **8**, 716, 1904.
7. Michelson A.A., Gale H.G., Pearson F. Astrophys.J. **61**, 140, 1925.
8. Вавилов С.И. Экспериментальные основания теории относительности. С. 53. Собр. соч. Т. 4., М.: Изд. АН СССР, 1956.

Недосекин Ю.А.

Природа и идентификация резонансов

Аннотация

Предложено усовершенствование метода идентификации резонансов, позволяющее из предполагаемых резонансов выделить истинные. Высказаны также некоторые соображения о природе образования резонансов.

Наблюдаемые в процессах аннигиляции, неупругих и упругих взаимодействиях сталкивающихся частиц резонансные состояния интерпретируют как рождение короткоживущих частиц – резонансов. Рождение резонансов обычно происходит при столкновении двух частиц и определяют их по пику в спектре эффективных масс или на графике сечения взаимодействия. Однако наличие такого пика может быть вызвано кинематическим эффектом при совместном рождении долгоживущих и короткоживущих частиц или же высвобождением части кинетической энергии сталкивающихся частиц в форме несформировавшейся частицы (прачастицы).

В первом случае при распаде короткоживущих частиц часть энергии распада может быть передана долгоживущим частицам, поскольку этот процесс протекает в малом объеме, в котором все находящиеся в нем частицы взаимодействуют сильным образом. К тому же образование короткоживущих частиц данного вида может происходить на ограниченном интервале полной энергии сталкивающихся частиц. В результате чего долгоживущие частицы на спектре эффективных масс покажут наличие пика.

Во втором случае энергия родившейся прачастицы обратно переходит в кинетическую энергию исходных частиц и долгоживущих частиц за малое время, создавая эффект распада одной частицы. В результате чего на графиках спектра эффективных масс и сечения взаимодействия появляется пик. Прачастица представляет собой некое материальное образование, не успевшее превратиться в частицы в силу незавершенности процесса их рождения из-за нехватки выделившейся при столкновении исходных частиц кинетической энергии. Количество такой выделившейся кинетической энергии определяется параметрами столкновения (энергиями сталкивающихся частиц и их

прицельным расстоянием), типами взаимодействующих при столкновении полей (для нуклонов, каонов, пионов – ядерные поля; для электронов, позитронов – электрические поля; для мюонов – как электрические поля, так и мюонные поля, ответственные за большую массу мюона по сравнению с массой электрона) и типом взаимодействия – аннигиляция или рассеяние.

Изучение рассеяния быстрых электронов на нуклонах привели к гипотезе существования субчастиц – партонов, входящих в структуру нуклонов. Согласно введенной выше прачастице явление партона полностью ей объясняется, поэтому нельзя говорить о нуклоне, имеющим некую субчастичную структуру. Впоследствии для объяснения эффектов взаимодействия нуклонов как между собой, так и между нуклоном и другими частицами, были введены кварки, которые также по указанной выше причине не могут являться составными частями нуклонов и других элементарных частиц. При взаимодействии частиц высокой энергии генерируется высвобождение кинетической энергии сталкивающихся частиц в форме прачастицы, процесс распада которой обуславливает наблюдаемые результаты. Прачастица может иметь и большую энергию, достаточную для множественного образования нескольких частиц. Еще в конце 50-х годов XX века группа польских физиков во главе с М.Я. Менсовичем, изучая в процессах взаимодействия нуклонов большой энергии угловые распределения рожденных частиц, пришла к выводу об образовании двух сгустков сильно возбужденной материи, практически мгновенно распадающейся на несколько заряженных и нейтральных пионов. Впоследствии эти сгустки были названы ими фэйрболами. Образование этих двух сгустков есть не что иное как результат распада высокоэнергичной прачастицы.

Существование описанных выше двух процессов вносит в идентификацию истинных резонансов некоторую неопределенность в виде возможного появления ложных резонансов. Если резонансное состояние считать одним из видов элементарных частиц, то тогда должно выполняться соотношение

$$E^2 = M^2 + P^2 \quad (1)$$

для всех энергий $E > E_0$, где E , M , P – соответственно полная энергия, масса и импульс резонанса, E_0 – наименьшая полная энергия, возможная для образования данного резонанса в каком-либо процессе. График спектра эффективной массы обычно строят в широком интервале полной энергии системы частиц, предполагаемых на образование резонанса [1]. На график наносят

значения эффективной массы независимо от полной энергии E и по получающемуся пику определяют образование резонанса. Кроме выделенного пика существует довольно много значений эффективной массы, не равных значению массы полученного резонанса. Это указывает на то, что в данной реакции кроме образования резонанса происходит также и образование системы свободных частиц, по которым строят спектр эффективной массы. Значения эффективной массы свободных частиц могут сколь угодно близко приближаться к значению эффективной массы исследуемого резонанса и тем самым будут его либо усиливать, либо ослаблять. Избавиться от этих явлений можно, если спектр эффективной массы строить для той системы частиц, полная энергия которых в лабораторной системе является постоянной, т.е. $E = const$. Для каждой энергии E_i из интервала Δ с некоторым узким интервалом Δ_0 строят свой график и по нему определяют наличие резонанса, где $i = 1, 2, \dots, \Delta/\Delta_0$. Если на одном из графиков будет обнаружен резонанс, соответствующий полной энергии E_k , то он должен образовываться и с полными энергиями $E_m > E_k$ по крайней мере на достаточно широком интервале энергий $\Delta = E_m - E_k$. На всех графиках эффективной массы, построенных для энергий E_i , фон посторонних частиц будет также присутствовать, но в меньшей степени. Однако не это главное. Главным является то, что истинный резонанс будет появляться на всех этих графиках, подтверждая тем самым свое цельное образование в виде самостоятельной частицы, имеющей произвольную полную энергию, как это и должно быть для реальных частиц. Резонанс, обнаруженный только на узком интервале Δ полных энергий, не должен считаться элементарной частицей в том смысле, что он не может иметь произвольный импульс, тогда как на любую другую элементарную частицу такое ограничение не накладывается. Резонансы, обнаруженные по пику на графиках полных поперечных сечений рассеяния упругих реакций, должны быть дополнительно подтверждены в неупругих процессах, поскольку для упругих процессов они образуются только при определенном импульсе падающей частицы, что может быть обусловлено характером и свойствами процесса взаимодействия двух частиц, о которых было сказано выше.

Предлагаемый метод идентификации резонансов позволяет получать более отчетливые спектры эффективных масс и дает возможность выделения из большого числа существующих резонансов тех из них, которые удовлетворяют соотношению (1).

Литература

1. Копылов Г.И. Основы кинематики резонансов. М., “Наука”, 1970.

Недосекин Ю.А.

Теория оптических эфирных опытов

Аннотация

На основе новых представлений построены теории основных оптических опытов по обнаружению эфирного ветра и дано их объяснение. Показано, что величина сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка с точки зрения специальной теории относительности (СТО) равна нулю. Вследствие чего опыт Саньяка является неопровержимым доказательством ошибочности основных положений СТО. Предложено провести опыт Майкельсона-Морли на космическом корабле в околосолнечном пространстве, который покажет положительный результат. Положительный результат этого опыта положит конец ложному релятивизму, существующему в физике уже 100 лет.

Оглавление

1. История вопроса
2. Физические и координатные системы отсчета
3. Объяснение результатов опытов Саньяка и Майкельсона
4. Ошибочный вывод формулы для величины сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка с точки зрения специальной теории относительности
 - 4.1. Неправильный вывод формулы для величины эффекта Саньяка на основе специальной теории относительности.
 - 4.2. Анализ использования СТО для криволинейных траекторий.
 - 4.3. Правильный вывод величины сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка с точки зрения СТО.
 - 4.4. Вторая ошибка авторов работы [11] ([4]).
5. Опыты Лоджа
6. Теория опытов с кольцевым интерферометром Саньяка
 - 6.1. Интерферометр неподвижен среда вращается.
 - 6.2. Интерферометр вращается, среда неподвижна.
 - 6.3. Интерферометр и среда вращаются как одно целое.
 - 6.4. Выводы.
7. Теория опыта Хойка
8. Эксперименты в Космосе

8.1. Опыт Физо.

8.2. Опыт Майкельсона-Морли.

Литература

1. История вопроса

В постановке опытов по обнаружению эфирного ветра экспериментаторы исходили из предположения о существовании неподвижной светоносной среды, названной эфиром. Своему происхождению понятие “эфир” обязано Р. Декарту, который впервые ввел его в науку и постулировал его механические свойства. И. Ньютон придерживался корпускулярной теории света, а Р. Гук считал, что свет состоит из колебаний эфира. Дальнейшее свое развитие теория эфира получила в волновой теории света, выдвинутой Х. Гюйгенсом в его работе “Трактат о свете”, опубликованной в 1690 г. Волновая теория рассматривала распространение света в особой среде – эфире, аналогично распространению звуковых волн в воздухе. Свет рассматривался как колебания эфира. Это была теория газообразного механического эфира, обладающего очень малой плотностью и весьма большой упругостью. После того, как поляризация света установила факт поперечности световых волн, то представление о газообразном механическом эфире оказалось не совместимым с этим фактом. Поперечные волны возможны только в твердом теле. Попытки наделить эфир свойствами твердого тела оказались безуспешными, поскольку эфир не оказывает заметного действия на движущиеся в нем тела.

В 1865 г. Д.К. Максвелл показал, что свет представляет собой электромагнитную волну. После создания Максвеллом электромагнитной теории света газообразный механический эфир был заменен на электромагнитный эфир, считающимся носителем электромагнитного поля и электромагнитных колебаний.

В физике возник вопрос: остается ли эфир неподвижным или увлекается полностью или частично движущимися телами? Многочисленные теории пытались ответить на этот вопрос. Экспериментаторы ставили опыты по обнаружению эфирного ветра в движущихся средах в случае неподвижного эфира и изучали степень увлечения эфира движущимися телами. Вся совокупность наблюдаемых астрономических явлений (звездная абберация, двойные звезды и т.д.) и проведенных опытов (Физо, Лоджа, Майкельсона-Морли и др.) не могла быть полностью без

противоречий объяснена существующими теориями с единой точки зрения в рамках классической физики. Все эти трудности были разрешены в специальной теории относительности (СТО), созданной в 1905 г. А. Эйнштейном.

С тех пор не прекращаются попытки доказательства ошибочности СТО. Сторонники же СТО всеми правдами и неправдами пытаются доказать ошибочность рассуждений своих оппонентов.

2. Физические и координатные системы отсчета

Будем считать справедливым следующее утверждение:

Свет, электромагнитные волны и возмущения электромагнитных полей полностью увлекаются произвольно движущимися гравитационными и электромагнитными полями некоторой материальной среды, плотность энергии которых в данной точке пространства превышает плотность энергии полей от других источников.

Назовем это утверждение **постулатом увлечения** (ПУ).

Совокупность точек пространства, в которых он выполняется, образует **физическую систему отсчета** (ФСО), относительно которой свет, электромагнитные волны и возмущения электромагнитного поля распространяются по всем направлениям с одинаковой скоростью.

Все остальные инерциальные системы отсчета (ИСО) и неинерциальные (НСО) для процессов, происходящих в ФСО, являются **координатными (математическими) системами отсчета** (КСО), в которых скорости света, электромагнитных волн и электромагнитных возмущений зависят от величины и направления скорости движения КСО относительно ФСО. Примеры ФСО и КСО будут рассмотрены ниже при описании опыта Физо.

“Эфирный ветер“ можно наблюдать в координатных системах отсчета (КСО), движущихся относительно физических систем отсчета, связанных соответственно с Землей (ФСОЗ), Солнцем (ФСОС) и Галактикой (ФСОГ), одним из известных способов (например, провести в КСО опыт типа Майкельсона-Морли).

И хотя ФСОЗ сама может двигаться в пространстве относительно Солнца, Галактики, Метагалактики и т.д. со сколь угодно большой скоростью, измерить эту скорость оптическими и электромагнитными способами, находясь в ФСОЗ, невозможно в

силу ПУ. Поэтому утверждения некоторых исследователей о якобы наблюдаемом движении Земли (“эфирного ветра”) относительно центра Галактики, являются ошибочными.

Реализацией КСО в космическом пространстве является космический корабль, у которого плотность энергии собственного гравитационного поля во много раз меньше плотности энергии внешнего гравитационного поля.

Пусть КСО движется в околосолнечном пространстве с достаточной скоростью на таком расстоянии от Земли, где плотность энергии гравитационного поля Земли будет меньше аналогичной плотности для гравитационного поля Солнца. В этом случае КСО будет двигаться относительно ФСОС и в ней можно обнаружить “эфирный ветер”, т.е. скорость КСО относительно ФСОС.

Точно также, перейдя в область пространства, где плотность энергии гравитационного поля Галактики превысит соответствующую плотность гравитационного поля Солнца, получим ФСОГ. В этой системе КСО сможет обнаружить “эфирный ветер”, т.е. скорость движения КСО относительно ФСОГ.

Перейти же в ФСО Метагалактики (ФСОМ) аналогичным образом видимо не удастся в силу больших размеров Галактики, поскольку мы должны выйти за пределы Галактики в область, в которой плотность энергии гравитационного поля Галактики окажется меньше плотности энергии гравитационного поля Метагалактики.

Если не будет предложено иных способов обнаружения “эфирного ветра”, выходящих за рамки ПУ, то мы так и не узнаем с какой же скоростью Галактика движется относительно Метагалактики.

3. Объяснение результатов опытов Саньяка и Майкельсона

В опыте Саньяка кольцевой интерферометр размещался на вращающейся платформе. Опыт позволил определить скорость вращения платформы относительно Земли и показал, что эфир вращающейся платформой не увлекается. Подробные сведения об опытах типа Саньяка и об опытах по исследованию увлечения эфира движущимися телами освещены в обзоре Г.Б. Малькина [1].

Результаты опытов Саньяка со всей убедительностью показали ошибочность специальной теории относительности (СТО).

Вот, что по этому поводу писал С.И. Вавилов: "... если бы явление Саньяка было открыто раньше, чем выяснились нулевые результаты опытов второго порядка, оно, конечно, рассматривалось бы как блестящее экспериментальное доказательство эфира" [2]. Здесь надо бы исследователям задуматься о причинах отрицательных результатов опытов второго порядка по $\beta = v/c$ и положительных результатов ротационных опытов. Но они начали изыскивать всевозможные объяснения, чтобы показать отсутствие противоречия со СТО. Одним из таких объяснений является утверждение, что СТО не рассматривает вращательные движения, вследствие чего ротационные опыты не относятся к ее области. Подобные высказывания повторяются и поныне. Так Г.Б. Малькин в своем обзоре [1] пишет: "... поскольку эффект Саньяка имеет место во вращающейся системе отсчета (неинерциальной), то он является эффектом общей теории относительности." Такая точка зрения широко распространена среди приверженцев СТО. А как же быть тогда с Землей? Она ведь тоже вращается вокруг Солнца по круговой орбите и является неинерциальной системой отсчета. Опыт Майкельсона дал отрицательный результат, показав тем самым полное увлечение эфира движущейся Землей. Получается несоответствие. Одна неинерциальная система отсчета (в опыте Саньяка) не увлекает эфир, а другая (в опыте Майкельсона) – увлекает. Получается, что отрицательный результат опыта Майкельсона вписывается в СТО, а положительный результат опыта Саньяка не вписывается в нее. Опыт Майкельсона не обнаружил эфирный ветер, а опыт Саньяка его обнаружил. Вращающаяся платформа в опыте Саньяка эквивалентна движущейся вокруг Солнца Земле – обе эти системы отсчета являются неинерциальными. Тогда с точки зрения СТО результаты опытов Саньяка и Майкельсона должны давать одинаковые результаты по обнаружению эфирного ветра, а они дают противоположные результаты. Получается, что когда опыты не противоречат положениям и следствиям СТО, то она их принимает как доказательство своей справедливости. В противном случае сторонники СТО идут на всякие ухищрения, чтобы доказать, что данный опыт ей не противоречит.

Объяснение же этих опытов вытекает из нашего постулата увлечения (ПУ) (см. выше пункт 2).

Отрицательный результат опыта Майкельсона объясняется тем, что свет полностью увлекается гравитационным полем Земли и его скорость относительно Земли одинакова по всем направлениям.

Положительный результат опыта Саньяка объясняется тем, что свет не увлекается вращающейся платформой, поскольку согласно ПУ гравитационное поле Земли является физической системой отсчета (ФСО), скорость света в которой одинакова по всем направлениям, а вращающаяся платформа является в этом случае координатной системой отсчета (КСО), скорость света в которой зависит от величины и направления скорости ее вращения.

4. Ошибочный вывод формулы для величины сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка с точки зрения специальной теории относительности

Еще в марте 1997 г. в обзоре [1] Г.Б. Малыкин писал: "... поскольку эффект Саньяка имеет место во вращающейся системе отсчета (неинерциальной), то он является эффектом общей теории относительности."

А в конце 2000 г. в обзоре [4] он же об эффекте Саньяка пишет: "Это кинематический эффект специальной теории относительности (СТО) [10], и, как показано в [11], он является следствием релятивистского закона сложения скоростей. Эффект Саньяка наряду с экспериментом Майкельсона-Морли [12, 13] является одним из основополагающих опытов теории относительности."

Здесь номера ссылок [10] ÷ [13] соответствуют ссылкам из обзора [4]:

[10] Логунов А.А., Чугреев Ю.В. УФН, **156**, 137, 1988.

[11] Вугальтер Г.А., Малыкин Г.Б. Изв. вузов. Радиофиз. **42**, 373, 1999.

Простое объяснение эффекта Саньяка с позиции неподвижного относительно Земли эфира не давало покоя сторонникам СТО. Они объявили, что эффект Саньяка находится в полном согласии с теорией относительности. Доказательство же этого утверждения основывалось на ошибочных вычислениях, выполненных с точки зрения СТО. В нашу задачу не входит доказательство ошибочности выводов о соответствии эффекта Саньяка СТО во всех этих работах. Достаточно будет указать на ошибки соответствующего вывода в работе [11] и повторенных в обзоре [4].

В работе [11] авторы допустили ошибку при выводе формулы для величины эффекта Саньяка с позиции СТО и неправильно

использовали, вычисленную в неподвижной системе отсчета, разность времен прихода встречных волн к месту их интерференции для определения аналогичной разности во вращающейся системе отсчета, связанной с интерферометром.

4.1. Неправильный вывод формулы для величины эффекта Саньяка на основе специальной теории относительности.

В этом пункте нашей работы мы будем придерживаться номеров ссылок [10] и [11] из обзора [4], в котором повторяется вывод величины эффекта Саньяка, описанный в работе [11]. Поэтому все формулы, связанные с этим выводом взяты из обзора [4] с сохранением их нумерации.

Выпишем эти формулы:

$$l^{\pm} = 2\pi R \pm R\Omega t^{\pm}, \quad (1)$$

$$v_{\phi}^{\pm} = \frac{v_{\phi} \pm R\Omega}{1 \pm v_{\phi} R\Omega / c^2}, \quad (2)$$

где l^{\pm} – длины путей встречных волн в неподвижной системе отсчета K , связанной с Землей;

t^{\pm} – времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольцевого интерферометра по часам неподвижной системы отсчета K ;

v_{ϕ}^{\pm} – фазовые скорости встречных волн в неподвижной системе K ;

здесь знак (+) соответствует волне, распространяющейся вдоль кольца интерферометра по направлению его вращения, а знак (–) – волне, распространяющейся против вращения интерферометра;

Ω – угловая скорость вращения интерферометра, R – радиус кольца, вдоль которого распространяются встречные волны;

$v_{\phi} = \frac{\omega}{k}$, $k = \frac{2\pi n}{\lambda}$, n – показатель преломления среды,

заполняющей кольцевой интерферометр, λ – длина волны источника света,

$\omega = 2\pi\nu$, ν – частота источника света, c – скорость света в вакууме;

v_{ϕ} – фазовая скорость волны во вращающейся системе отсчета K' , величина которой не зависит от направления распространения встречных волн в кольцевом интерферометре.

Времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца

интерферометра в неподвижной системе K , равны $t^{\pm} = \frac{l^{\pm}}{v_{\phi}^{\pm}}$.

Используя формулы (1) и (2), получим

$$t^{\pm} = \frac{2\pi R \left(1 \pm v_{\phi} \frac{R\Omega}{c^2} \right)}{v_{\phi} \left(1 - \frac{R^2\Omega^2}{c^2} \right)}, \quad (3)$$

откуда находим разность времен распространения встречных волн

$$\Delta t = t^{+} - t^{-} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \left(1 - R^2\Omega^2 / c^2 \right)}. \quad (4)$$

Величина Δt вычислена по часам неподвижной системы отсчета K . Перейдя во вращательную систему отсчета K' и используя преобразования Лоренца, получим

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \left(1 - R^2\Omega^2 / c^2 \right)^{1/2}}. \quad (5)$$

Далее нумерация формул будет нашей. Величина сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка будет равна

$$\Delta = \frac{c \Delta t'}{\lambda} = \frac{4\pi R^2\Omega}{\lambda c \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}. \quad (6)$$

Первая ошибка авторов работы [11] ([4]).

По непонятным причинам формула (1) записана на основе преобразования Галилея, а не Лоренца. Предложим свою версию этого.

В работе [10] для величины разности времен во вращающейся системе отсчета K' получена формула, совпадающая с формулой (5). Возможно авторы работы [11] первоначально правильно записали формулу (1), но проделав вычисления, получили результат, не совпадающий с результатом работы [10], один из авторов которой маститый академик. Поразмыслив над этим, авторы работы [11] посчитали, что запись формулы (1), как она указана в обзоре [4], будет правильной, приводящей к совпадению с формулой, полученной в работе [10].

Возможно, что ничего этого и не было, а авторы работы [11] сразу записали неправильное выражение в формуле (1). Но это все лирические отступления.

Вместо формулы (1) надо записать с учетом преобразования Лоренца следующее выражение

$$l^{\pm} = \frac{2\pi R \pm R\Omega t'^{\pm}}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}, \quad (7)$$

где t'^{\pm} – времена, затрачиваемые встречными волнами на обход кольца интерферометра во вращающейся системе отсчета K' .

Используя преобразования Лоренца, запишем

$$t^{\pm} = \frac{t'^{\pm} \pm R\Omega \cdot 2\pi R / c^2}{\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}. \quad (8)$$

Исключая из (7) и (8) время t'^{\pm} , получим выражение

$$l^{\pm} = 2\pi R \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2} \pm R\Omega t^{\pm}, \quad (9)$$

отличающееся от формулы (1) множителем $\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}$ у первого слагаемого. Проведя выкладки, аналогичные приведенным в обзоре [4], получим

$$t^{\pm} = \frac{2\pi R \left(1 \pm v_{\phi} R\Omega / c^2\right)}{v_{\phi} \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}. \quad (10)$$

Используя формулу (10), для разности времен встречных волн в неподвижной системе K получим

$$\Delta t = t^{+} - t^{-} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2 \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}}. \quad (11)$$

Применив к формуле (11) преобразование Лоренца, получим

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2} = \frac{4\pi R^2\Omega}{c^2}. \quad (12)$$

Формулы (10), (11) и (12) отличаются от соответствующих формул (3), (4) и (5) из обзора [4] множителем $\sqrt{1 - R^2\Omega^2 / c^2}$.

Появление этого множителя обязано неправильной записи формулы (1) из обзора [4] для длин путей встречных волн в неподвижной системе отсчета K .

Если выкладки при вычислении величины эффекта Саньяка на основе СТО, приведенные в обзоре [4], считать верными с учетом нашего замечания о допущенной автором обзора ошибки в формуле (1), то тогда как надо понимать несовпадение результата (12) с аналогичным результатом в работе [10]? Очевидно, что в этом случае в рассуждениях авторов работы [10] при вычислении величины эффекта Саньяка также содержится ошибка. Надо полагать, что авторы работы [10] сами найдут свои ошибки и не

будут настаивать, что эффект Саньяка является кинематическим эффектом СТО.

Ниже будет показано, что в обзоре [4] содержится еще одна ошибка, связанная с неправомерным применением формулы

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2 \Omega^2 / c^2} . \quad (13)$$

4.2. Анализ использования СТО для криволинейных траекторий.

Путь распространения встречных волн в кольце интерферометра является окружностью. Применимо ли к нему использование формул СТО? Поскольку скорость вращения кольца интерферометра является величиной постоянной, то траекторию движения волны в нем можно “распрямить” в прямолинейный отрезок длиной $l_0 = 2\pi R$, что молчаливо и использовалось в работе [11]. В этом случае траекторию распространения встречных волн по кольцу интерферометра можно представить себе как сумму небольших прямолинейных отрезков, каждый из которых является локальной инерциальной системой отсчета (ИСО), для которой СТО предполагается справедливой. Тогда в такой локальной ИСО времена распространения встречных волн любой природы будут одинаковыми в соответствии с 1-м и 2-м постулатами СТО. Проинтегрировав всю траекторию встречных волн, получим, что и суммарное время, затрачиваемое встречными волнами при обходе кольца интерферометра, будет для них одинаковым. В результате чего разность этих времен будет равна нулю, следовательно сдвиг интерференционных полос наблюдаться не будет. Опыт же Саньяка показывает наличие сдвига в интерференционной картине. Таким образом мы получили противоречие между выводом СТО и результатом опыта Саньяка. Следовательно, исходя из этого, мы должны сделать заключение:

Специальная Теория Относительности является ошибочной теорией, так как она противоречит опыту Саньяка.

Использование локальных ИСО для доказательства отсутствия эффекта Саньяка в рамках СТО правомерно, поскольку точно в таком же положении находится и опыт Майкельсона-Морли, который осуществлялся на криволинейной траектории Земли, движущейся вокруг Солнца. Отрицательный результат опыта Майкельсона-Морли лежит в основе 2-го постулата СТО. И если для этого опыта СТО не препятствует использованию локальных ИСО, то чего ради она должна делать исключение для опыта Саньяка. Признав отрицательный результат опыта Майкельсона-

Морли, как не противоречащий СТО, она тем самым признала и правомерность использования локальных ИСО. Использование же локальных ИСО при описании опыта Саньяка привело к противоречию СТО с этим опытом.

4.3. Правильный вывод величины сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка с точки зрения СТО.

Запишем сначала преобразования Лоренца для двух ИСО, одна из которых неподвижна (система K), а другая движется относительно первой со скоростью v вдоль оси x (система K'), как это показано на рис. 1.

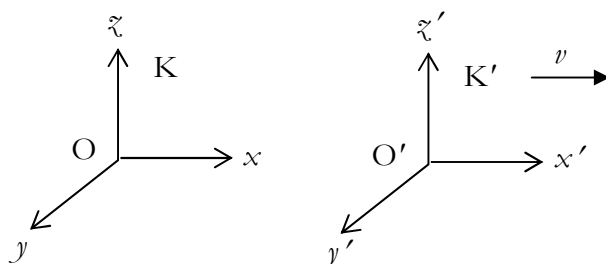


Рис. 1

Направления координатных осей в обеих системах совпадают.

$$\begin{aligned}
 x' &= \frac{x - vt}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & y' &= y, & z' &= z, & t' &= \frac{t - \frac{v}{c^2}x}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \\
 x &= \frac{x' + vt'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, & y &= y', & z &= z', & t &= \frac{t' + \frac{v}{c^2}x'}{\sqrt{1 - \beta^2}},
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

где $\beta^2 = v^2 / c^2$.

Схема кольцевого интерферометра показана на рис. 2. Точки A и B геометрически совпадают:

- A – начало распространения волны (+) по направлению вращения кольца;
- B – конец распространения волны (+) для полного обхода кольца.
- B – начало распространения волны (–) против вращения кольца;
- A – конец распространения волны (–) для полного обхода кольца.

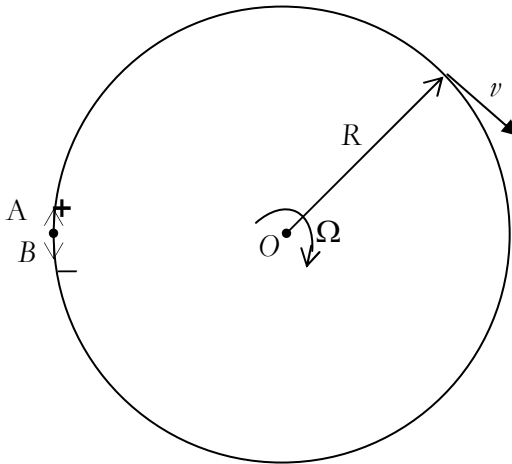


Рис. 2

Линейная скорость вращения кольца $v = \Omega R$. Величина фазовой скорости для обеих волн относительно кольца $v_{\phi} = u_0$; для света она равна $u_0 = c/n$. Длина одного обхода кольца $l_0 = 2\pi R$ – собственная длина кольца во вращающейся системе отсчета K' . Система K' вращается относительно лабораторной (неподвижной) системы K с угловой скоростью Ω .

“Распрямим” траектории движения встречных волн в прямолинейные отрезки AB для волны (+) и BA для волны (-).

В точке $A = B$ интерферометра происходит расщепление волны источника на две волны (+) и (-), распространяющиеся по кольцу интерферометра в противоположных направлениях.

Координаты x для точек A, B и время t в неподвижной системе K обозначаем без штриха, а во вращающихся системах отсчета K'^+ и K'^- – со штрихом. Рассмотрим распространение встречных волн (+) и (-), начавших свое движение из точки $A = B$ одновременно относительно неподвижной системы отсчета K .

Распространение волны (+) по направлению скорости v .

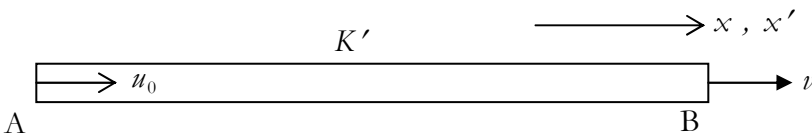


Схема распространения волны (+) в системе K'^+ показана на этом рисунке. Запишем координаты точек A, B и время при

распространении волны (+), используя преобразования Лоренца (14)

$$x_A^+ = \frac{x_A'^+ + vt_A'^+}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x_B^+ = \frac{x_B'^+ + vt_B'^+}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (15)$$

$$t_A^+ = \frac{t_A'^+ + \frac{v}{c^2}x_A'^+}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t_B^+ = \frac{t_B'^+ + \frac{v}{c^2}x_B'^+}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (16)$$

Из формул (15) и (16) находим длину пути, пройденного волной (+) в неподвижной системе K и время ее распространения

$$l^+ = x_B^+ - x_A^+ = \frac{x_B'^+ - x_A'^+ + v(t_B'^+ - t_A'^+)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l_0 + vt'^+}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (17)$$

$$t^+ = t_B^+ - t_A^+ = \frac{t_B'^+ - t_A'^+ + \frac{v}{c^2}(x_B'^+ - x_A'^+)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t'^+ + \frac{v}{c^2}l_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (18)$$

Волна (+) в неподвижной системе K распространяется со скоростью

$$u^+ = \frac{u_0 + v}{1 + \frac{u_0 v}{c^2}}. \quad (19)$$

Используя формулы (17) и (19), время распространения волны (+) запишем в виде

$$t^+ = \frac{l^+}{u^+} = \frac{l_0 + vt'^+}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1 + \frac{u_0 v}{c^2}}{u_0 + v}. \quad (20)$$

Приравнявая выражения (18) и (20), получим

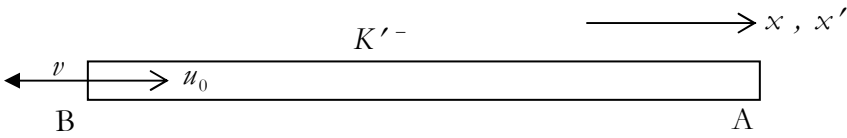
$$\frac{l_0 + vt'^+}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1 + \frac{u_0 v}{c^2}}{u_0 + v} = \frac{t'^+ + \frac{v}{c^2}l_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow t'^+ = \frac{l_0}{u_0}. \quad (21)$$

Распространение волны (-) против направления скорости v .

Схема распространения волны (-) в системе K'^- показана на следующем рисунке. Запишем координаты точек A, B и время при распространении волны (-), используя преобразования Лоренца (14)

$$x_A^- = \frac{x_A'^- - vt_A'^-}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad x_B^- = \frac{x_B'^- - vt_B'^-}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (22)$$

$$t_A^- = \frac{t_A'^- - \frac{v}{c^2} x_A'^-}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad t_B^- = \frac{t_B'^- - \frac{v}{c^2} x_B'^-}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (23)$$



Из формул (22) и (23) находим длину пути, пройденного волной (–) в неподвижной системе K и время ее распространения

$$l^- = x_A^- - x_B^- = \frac{x_A'^- - x_B'^- - v(t_A'^- - t_B'^-)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{l_0 - vt'^-}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad (24)$$

$$t^- = t_A^- - t_B^- = \frac{t_A'^- - t_B'^- - \frac{v}{c^2}(x_A'^- - x_B'^-)}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{t'^- - \frac{v}{c^2} l_0}{\sqrt{1-\beta^2}}. \quad (25)$$

Волна (–) в неподвижной системе K распространяется со скоростью

$$u^- = \frac{u_0 - v}{1 - \frac{u_0 v}{c^2}}. \quad (26)$$

Используя формулы (24) и (25), время распространения волны (–) запишем в виде

$$t^- = \frac{l^-}{u^-} = \frac{l_0 - vt'^-}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1 - \frac{u_0 v}{c^2}}{u_0 - v}. \quad (27)$$

Приравнявая выражения (25) и (27), получим

$$\frac{l_0 - vt'^-}{\sqrt{1-\beta^2}} \cdot \frac{1 - \frac{u_0 v}{c^2}}{u_0 - v} = \frac{t'^- - \frac{v}{c^2} l_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow t'^- = \frac{l_0}{u_0}. \quad (28)$$

Из (18) и (25) определяем разность времен прохождения встречными волнами кольца интерферометра в неподвижной системе K

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{t'^+ + \frac{v}{c^2} l_0}{\sqrt{1-\beta^2}} - \frac{t'^- - \frac{v}{c^2} l_0}{\sqrt{1-\beta^2}} \Rightarrow$$

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2} - 2l_0 \frac{v}{c^2}. \quad (29)$$

Встречные волны (+) и (-) во вращающейся системе отсчета K' начали свое движение одновременно из одной точки $A = B$. Затем их распространение происходило в “распрявленных” системах отсчета K^+ и K^- , правомерность использования которых была доказана выше. Как следует из формул (21) и (28) $t'^+ = t'^-$ при обходе волнами (+) и (-) одного и того же пути l_0 в собственной системе отсчета, в результате чего они снова оказались в одной точке $A = B$ интерферометра, где создается интерференционная картина. Поскольку $t'^+ = t'^-$, то

$$\Delta t' = t'^+ - t'^- = 0. \quad (30)$$

Выражение (30), полученное строгими выкладками на основе специальной теории относительности, показывает, что интерференционной картины наблюдаться не будет.

Такой же результат был получен нами выше без вычислений, основываясь лишь только на двух постулатах СТО с использованием локальных инерциальных систем отсчета, правомерность использования которых была доказана.

В опыте же Саньяка интерференционная картина наблюдается, следовательно мы должны признать специальную теорию относительности несостоятельной и выразить ей вотум недоверия.

4.4. Вторая ошибка авторов работы [11] ([4]).

После того как авторы этой работы, описанной также в обзоре [4], получили выражение (4)

$$\Delta t = t^+ - t^- = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)}, \quad (31)$$

они неправомерно использовали формулу (13), связывающую промежутки времени в двух системах отсчета K и K' , записав

$$\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - R^2 \Omega^2 / c^2} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2 (1 - R^2 \Omega^2 / c^2)^{1/2}}. \quad (32)$$

Формула $\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2}$ относится к случаю, когда два события происходят в одной точке системы K' с промежутком времени $\Delta t'$ между ними, тогда промежуток времени Δt характеризует время, прошедшее между этими событиями в системе K [5].

В случае же распространения встречных волн в кольцевом интерферометре мы рассматриваем движение волн (+) и (-),

вышедших из одной точки систем K и K' , координаты которых в этих системах изменяются во времени, следовательно связь между Δt и $\Delta t'$ должна быть установлена на основе преобразований Лоренца (14), что нами было и сделано с результатом, записанным в выражении $\Delta t' = \Delta t \sqrt{1 - \beta^2} - 2l_0 \frac{v}{c^2}$, (29). Как видно из этого

выражения, в нем имеется второе слагаемое, которое в работе [11] не содержится.

Приход встречных волн в одну и ту же точку $A = B$ вращающейся системы K' за одно и то же время (30) соответствует двум событиям, происшедшим в этой системе одновременно, в то время как эти события в неподвижной системе K одновременными не будут, что и выражается соотношением (29).

На некорректное использование специальной теории относительности для вычисления величины эффекта Саньяка в работах [10-11] (ссылки из обзора [4]) ранее указывалось в работе Н.В. Купряева [12] и других авторов. На критические замечания этих авторов Г.Б. Малыкин ответил отрицательно в обзоре [13].

5. Опыты Лоджа

Сведения об этих опытах позаимствованы из уже упоминавшегося ранее обзора [1]. О. Лодж проводил эксперименты по обнаружению увлечения эфира массивными телами, используя для этого кольцевой интерферометр Физо. Свет проходил в зазоре между двумя массивными вращающимися дисками. Если бы эфир увлекался вращающимся телом, то это привело бы к сдвигу интерференционных полос. Однако опыты Лоджа такого сдвига не обнаружили, вследствие чего Лодж делает заключение, что эфир не увлекается вращающейся Землей. Отрицательные результаты опытов Лоджа легко объясняются нашим ПУ. Плотность гравитационного поля вращающихся дисков в опыте Лоджа во много раз меньше плотности гравитационного поля Земли, поэтому свет распространяется с постоянной скоростью по всем направлениям относительно Земли и вращающиеся диски его никак не могли увлечь. Напротив вращающаяся Земля увлекает эфир, поскольку свет в соответствии с ПУ имеет одинаковую скорость по всем направлениям относительно гравитационного поля Земли. Опыты Майкельсона-Гэля как будто бы показали, что эфир не увлекается вращающейся Землей [6], но в нашей работе [3] была

выявлена ошибка в расчете этого опыта, вследствие чего его результаты нельзя признать достоверными.

Под словами “увлекает эфир” мы понимаем, что скорость света является постоянной по всем направлениям в данной движущейся системе отсчета. Используя такие словосочетания, мы придерживаемся существовавших ранее представлений о светоносной среде. Саму же концепцию эфира в форме светоносной среды автор данной работы считает ложной.

Явления фотоэффекта, комптоновского рассеяния, аннигиляции, фоторождения частиц и другие квантовые процессы показывают, что свет есть совокупность большого числа частиц (фотонов), представляющих собой локализованную в ограниченном объеме пространства материю и к “светоносной среде” (эфиру) не имеющих никакого отношения.

6. Теория опытов с кольцевым интерферометром Саньяка

В опытах типа Саньяка свет распространяется по линии, близкой к окружности, которую можно представить как состоящую из большого числа прямолинейных отрезков, на каждом из которых величина скорости света не изменяется. Тогда можно считать, что свет движется по прямому отрезку длиной $L = 2\pi R$, равной длине окружности кольца интерферометра радиусом R .

Рассмотрим три случая взаимного динамического состояния интерферометра и заполняющей его среды.

6.1. Интерферометр неподвижен среда вращается.

Этот случай аналогичен опыту Физо, описанному нами в работе [3], с той лишь разницей, что свет распространяется по траектории, близкой к окружности, но на результаты расчета это не влияет. Мы решили целесообразным внести этот материал в данную работу с небольшими изменениями, связанными с криволинейным распространением света по кольцу интерферометра, поскольку он будет использован и в других случаях.

В неподвижной среде свет имеет скорость $v = c/n$, где c – скорость света в вакууме, n – показатель преломления среды. Скорость света в среде является переменной величиной, v – это средняя скорость. Взаимодействие света (фотонов) с атомами среды приводит к изменению его скорости и поскольку плотность энергии атомных полей на пути распространения света не является постоянной, то и

скорость света на этом пути не постоянна. Свет полностью увлекается движущейся средой на тех ее участках, на которых плотность энергии атомных полей превосходит плотность энергии гравитационного поля Земли. На этих участках свет распространяется относительно среды со средней скоростью v_0 . На всех же остальных участках, на которых свет не увлекается движущейся средой, его средняя скорость относительно неподвижной среды равна $c_0 < c$. Очевидно, что $v_0 < v < c_0 < c$.

Пусть свет в неподвижной среде проходит: путь l со скоростью $v = c/n$, путь l_0 со скоростью v_0 , путь $l - l_0$ со скоростью c_0 . Время распространения света по всему пути запишем двумя выражениями, которые приравняем

$$\frac{l n}{c} = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l - l_0}{c_0} \Rightarrow l_0 = l \frac{n \frac{c_0}{c} - 1}{\frac{c_0}{v_0} - 1} . \quad (33)$$

1). Свет распространяется по направлению скорости \bar{v} движения среды на пути длиной $L = 2\pi R$ относительно интерферометра. Пусть t_1 – время распространения света в этом направлении. За это время из интерферометра выйдет часть среды длиной $l_{cp} = ut_1$, тогда реальный путь света в среде составит $l = L - ut_1$. При вычислении времени t_1 на этой длине скорость света рассматриваем относительно движущейся среды

$$t_1 = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l - l_0}{c_0 - u} = l_0 \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{c_0 - u} \right) + \frac{l}{c_0 - u} .$$

Подставив в эту формулу l_0 из (33) и $l = L - ut_1$, получим

$$t_1 = \frac{L [nc_0 (c_0 - v_0 - u) + cu]}{c(c_0 - u)(c_0 - v_0) + u [nc_0 (c_0 - v_0 - u) + cu]} . \quad (34)$$

2). Свет распространяется против скорости \bar{v} движения среды на пути длиной $L = 2\pi R$ относительно интерферометра. За время t_2 в интерферометр войдет часть среды длиной $l_{cp} = ut_2$ и реальный путь света в среде составит $l = L + ut_2$. Аналогично, время распространения света в этом направлении составит

$$t_2 = \frac{l_0}{v_0} + \frac{l - l_0}{c_0 + u} = l_0 \left(\frac{1}{v_0} - \frac{1}{c_0 + u} \right) + \frac{l}{c_0 + u} .$$

Подставив в эту формулу l_0 из (33) и $l = L + ut_2$, получим

$$t_2 = \frac{L [nc_0 (c_0 - v_0 + u) - cu]}{c(c_0 + u)(c_0 - v_0) - u [nc_0 (c_0 - v_0 + u) - cu]} \quad (35)$$

Разность времен равна

$$\delta t = t_2 - t_1 = \frac{2Lm(nc_0 - c) \{c_0 (c_0 - v_0) [n(c_0 - v_0) + c] - u^2 (nc_0 - c)\}}{u^4 (nc_0 - c)^2 + nc_0 cu^3 (c_0 - c) + Au^2 + c_0^2 c^2 (c_0 - v_0)^2},$$

где $A = (c_0 - v_0) [v_0 (nc_0 - c)^2 - c_0 (n^2 c_0^2 - c^2)]$. Ввиду того, что $u = c$, $u = c_0$, отбросим в этой формуле члены $\sim u^2, u^3, u^4$, тогда

$$\begin{aligned} \delta t &= \frac{2Lm c_0 (nc_0 - c)(c_0 - v_0) [n(c_0 - v_0) + c]}{c_0^2 c^2 (c_0 - v_0)^2} = \\ &= \frac{4\pi R^2 \Omega \left(n^2 - \frac{c^2}{c_0^2} \right)}{c^2} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}}, \end{aligned}$$

где $L = 2\pi R$, $u = \Omega R$, Ω – угловая скорость вращения среды.

Интерференционная картина сместится на Δ полос

$$\Delta = \frac{\delta t \cdot c}{\lambda} = \frac{4\pi R^2 \Omega \left(n^2 - \frac{c^2}{c_0^2} \right)}{\lambda c} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}}, \quad (36)$$

где отношения $\frac{c}{c_0} > 1$ и $\frac{v_0}{c_0} < 1$ являются неопределенными.

$$\text{Множитель } \mu_F = \frac{1 - \frac{v_0}{c_0} \cdot \frac{n}{n + \frac{c}{c_0}}}{1 - \frac{v_0}{c_0}} > 1. \quad (37)$$

Коэффициенты c/c_0 и v_0/c_0 в (36) можно определить, измеряя сдвиг полос Δ для двух разных скоростей u движения среды. Используя эти найденные коэффициенты, по формуле (36) определяем смещение полос Δ для всех других значений скорости u . Результаты этих измерений покажут насколько верна формула (36).

Множитель μ_F увеличивает значение Δ , а $\frac{c^2}{c_0^2} > 1$ уменьшает его относительно сдвига полос, определяемого по формуле Лоренца-Френеля [7]

$$\Delta = \frac{4\pi R^2 \Omega (n^2 - 1)}{\lambda c} . \quad (38)$$

Насколько точны формулы (36) и (38) должны показать опыты типа Физо, проведенные с разными средами, показатели преломления которых сильно различаются между собой.

В опыте Физо те участки движущейся среды, на которых происходит полное увлечение света, являются физическими системами отсчета (ФСО). Общая длина этих участков равна l_0 и свет в них распространяется со скоростью v_0 относительно среды. Сам прибор вместе с Землей для этих участков является координатной системой отсчета (КСО), относительно которой скорость распространения света является алгебраической суммой $\bar{v}_0 + \bar{u}$.

Те же участки среды общей длиной $l - l_0$, на которых свет ей не увлекается и распространяется со скоростью c_0 относительно прибора (ФСО), являются КСО, а сам прибор вместе с Землей является ФСО. Скорость света относительно среды (КСО) равна $\bar{c}_0 - \bar{u}$.

6.2. Интерферометр вращается, среда неподвижна.

В неподвижной среде скорость света равна $v = c/n$. Относительно интерферометра свет проходит путь $L = 2\pi R$ в обоих направлениях, затрачивая на это времена

$$t_1 = \frac{L}{v - u}, \quad t_2 = \frac{L}{v + u}, \quad (39)$$

где $u = \Omega R$ – линейная скорость точек кольца интерферометра.

Разность времен распространения света вдоль кольца интерферометра по двум взаимно противоположным направлениям составит

$$\Delta t = t_1 - t_2 = \frac{4\pi R^2 \Omega}{v^2 - u^2} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{c^2} \cdot \frac{n^2}{1 - \beta^2 n^2}, \quad (40)$$

где $\beta^2 = \Omega^2 R^2 / c^2 = 1$. Сдвиг интерференционных полос равен

$$\Delta = \frac{\Delta t \cdot c}{\lambda} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{\lambda c} \cdot \frac{n^2}{1 - \beta^2 n^2}. \quad (41)$$

Неподвижная среда в этом случае является физической системой отсчета (ФСО), а вращающийся интерферометр – координатной системой отсчета (КСО).

6.3. Интерферометр и среда вращаются как одно целое.

В этом случае можно воспользоваться результатами вычислений из пункта 1), положив $l = L = 2\pi R$, так как свет относительно среды проходит при одном обходе кольца путь, равный его длине. Времена, затрачиваемые светом на прохождение этого пути, равны

$$t_1 = \frac{L [nc_0 (c_0 - v_0 - u) + cu]}{c(c_0 - u)(c_0 - v_0)}, \quad t_2 = \frac{L [nc_0 (c_0 - v_0 + u) - cu]}{c(c_0 + u)(c_0 - v_0)}.$$

Откуда находим разность времен

$$\begin{aligned} \Delta t = t_1 - t_2 &= \frac{2Lc_0cu \left(1 - n \frac{v_0}{c}\right)}{c^3 c_0^3 \left(1 - \frac{v_0}{c_0}\right) \left(1 - \frac{u^2}{c_0^2}\right)} = \frac{4Lc_0 \left(1 - n \frac{v_0}{c}\right)}{c_0^2 \left(1 - \frac{v_0}{c_0}\right)} = \\ &= \frac{2Lc_0}{c^2} \cdot \frac{c^2}{c_0^2} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}} = \frac{2Lc_0}{c^2} \cdot \frac{c}{c_0} \cdot \frac{\frac{c}{c_0} - \frac{v_0}{c_0} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}}, \end{aligned} \tag{42}$$

где пренебрегли членом $\sim \frac{u^2}{c_0^2} \ll 1$. Для сдвига полос получим

$$\Delta = \frac{\Delta t \cdot c}{\lambda} = \frac{2Lc_0}{\lambda c} \cdot \frac{c^2}{c_0^2} \cdot \frac{1 - \frac{v_0}{c} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}} = \frac{4\pi R^2 \Omega}{\lambda c} \cdot \frac{c}{c_0} \cdot \frac{\frac{c}{c_0} - \frac{v_0}{c_0} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}}. \tag{43}$$

Здесь также, как и в пункте 1), участки среды общей длиной l_0 , на которых происходит полное увлечение света, являются физическими системами отсчета (ФСО), а Земля – координатной системой отсчета (КСО).

Участки общей длиной $l - l_0$, где такого увлечения света нет, являются координатными системами отсчета (КСО), а Земля – физической системой отсчета (ФСО).

6.4. Выводы.

Во всех трех рассмотренных случаях величина сдвига интерференционных полос зависит от показателя преломления

среды, что является естественным, поскольку свет взаимодействует со средой, в которой он распространяется.

В обзоре же Г.Б. Малыкина [4] настойчиво проводится мысль, что сдвиги интерференционных полос в опытах типа Саньяка от показателя преломления среды не зависят для случая, когда среда и интерферометр вращаются как одно целое. Этот вывод был сделан из ошибочного результата по расчету величины эффекта Саньяка с использованием специальной теории относительности. Ошибочность такого вывода была нами показана выше со всей убедительностью.

Проведенные же экспериментальные исследования зависимости сдвига интерференционных полос в ротационных опытах от показателя преломления среды рядом исследователей, например Б. Погани [8-10], и показавшие отсутствие такой зависимости, свидетельствует лишь о недостаточной точности проведенных опытов. К тому же Б. Погани работал только со стеклом, как будто бы больше других оптических сред не существует. Надо исследовать такую зависимость с разными средами, различающимися достаточно сильно по показателю преломления. Эта зависимость, по всей вероятности, слабо выражена, но она существует. Необходимо увеличить точность измерений в подобных опытах с использованием разнообразных материалов.

Отрицательные результаты опытов по определению зависимости сдвига интерференционных полос в опыте Саньяка от показателя преломления среды, заполняющей интерферометр, показывают, что с точностью до погрешностей измерений величина сдвига интерференционных полос согласуется с формулой

$$\Delta = \frac{4\pi R^2 \Omega}{\lambda c} . \quad (44)$$

Наша формула (43) для величины такого сдвига отличается от формулы (44) множителем

$$\mu_S = \frac{c}{c_0} \cdot \frac{\frac{c}{c_0} - \frac{v_0}{c_0} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}} , \quad (45)$$

который, исходя из экспериментальных результатов, полученных Б. Погани и другими исследователями, следует принять близким к единице, т.е. $\mu_S \approx 1$.

Множители μ_F и μ_S из (37) и (45) соответственно зависят от неопределенных коэффициентов c/c_0 и v_0/c_0 . Поскольку из опытов с кольцевым интерферометром, заполненным средой, следует $\mu_S \approx 1$, то из этого условия один из неизвестных коэффициентов c/c_0 или v_0/c_0 можно выразить через другой, который можно найти из опыта Физо. Выполнив опыты Физо с разными средами и определив неизвестные коэффициенты c/c_0 и v_0/c_0 , увидим насколько эти коэффициенты различны для разных сред.

7. Теория опыта Хойка

В 1868 г. Хойком был выполнен интерферометрический эксперимент [11], схема которого показана на рис. 3. Свет от источника Q полупрозрачным зеркалом P разделяется на два луча 1 и 2. Луч 1 проходит путь в интерферометре по часовой стрелке, а луч 2 – против. На участке S_1S_2 расположено прозрачное тело W длиной L, на участке PS_3 лучи 1 и 2 проходят такое же расстояние L по воздуху. После обхода лучами 1 и 2 контура интерферометра зеркало P направляет их в зрительную трубу для наблюдения интерференции. Интерферометр движется со скоростью u относительно неподвижного эфира. В опыте Хойка предполагалось обнаружить орбитальное движение Земли. Результаты опыта оказались отрицательными.

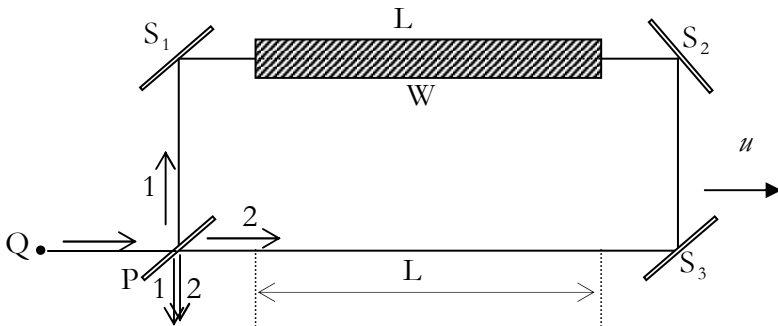


Рис. 3

Выведем формулу для величины сдвига интерференционных полос в этом опыте, основываясь на нашей теории увлечения света движущейся средой, описанной и использованной выше.

В опыте Хойка среда W неподвижна по отношению к интерферометру, поэтому он аналогичен опыту Саньяка со средой.

Участок длиной L , когда лучи 1 и 2 проходят по воздуху, также аналогичен опыту Саньяка без среды. Таким образом опыт Хойка содержит в себе два опыта Саньяка – со средой и без среды. Вращательное движение в опыте Саньяка несущественно, так как мы рассматриваем поступательное движение интерферометра. Поэтому времена, затрачиваемые светом на прохождение участка со средой W , будут такими же, как и в опыте Саньяка со средой (пункт б, подпункт 3)). Луч 1 движется в среде W по направлению скорости u , а луч 2 в этой же среде против нее. Учитывая еще прохождение светом участка воздуха длиной L на противоположном плече интерферометра, запишем

$$t_1 = \frac{L [nc_0(c_0 - v_0 - u) + cu]}{c(c_0 - u)(c_0 - v_0)} + \frac{L}{c + u}, \quad (46)$$

$$t_2 = \frac{L [nc_0(c_0 - v_0 + u) - cu]}{c(c_0 + u)(c_0 - v_0)} + \frac{L}{c - u}. \quad (47)$$

Разность времен между лучами 1 и 2, прошедшими по всему периметру интерферометра, составляет

$$\Delta t = t_2 - t_1 = 2Lm \left[\frac{1}{c^2 \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)} + \frac{cv_0 \left(n - \frac{c}{v_0}\right)}{c^2 c_0^2 \left(1 - \frac{v_0}{c_0}\right) \left(1 - \frac{u^2}{c_0^2}\right)} \right].$$

Пренебрегая в этой формуле членами $\sim \frac{u^2}{c^2}$, $\frac{u^2}{c_0^2} \ll 1$ получим

$$\Delta t = \frac{2Lm}{c^2} \left(1 - \frac{c}{c_0} \cdot \frac{\frac{c}{c_0} - \frac{v_0}{c_0} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}} \right). \quad (48)$$

Величина сдвига интерференционных полос составит

$$\Delta = \frac{2Lm}{\lambda c} \left(1 - \frac{c}{c_0} \cdot \frac{\frac{c}{c_0} - \frac{v_0}{c_0} n}{1 - \frac{v_0}{c_0}} \right). \quad (49)$$

В формуле (49) в скобке: 1 отвечает за движение лучей 1 и 2 по воздуху на участке длиной L , а второе слагаемое, по величине

равное множителю μ_s из (45), отвечает за движение света в среде W .

Поскольку опыты Б. Погани показали отсутствие зависимости сдвига интерференционных полос от показателя преломления среды, заполняющей кольцевой интерферометр, с точностью до погрешности измерений, что соответствует $\mu_s \approx 1$, то из выражения (49) вытекает отсутствие сдвига интерференционных полос. Этим и объясняется отрицательный результат опыта Хойка.

8. Эксперименты в Космосе

Согласно нашему постулату увлечения (ПУ), свет распространяется с постоянной скоростью по всем направлениям относительно того поля (гравитационного или электромагнитного) некоторой материальной среды, плотность энергии которого больше плотности энергии полей от других источников. Отрицательные результаты опытов Майкельсона-Морли, Хойка и положительные результаты опытов Физо и Саньяка объясняются тем, что скорость света является постоянной по всем направлениям относительно гравитационного поля Земли. Поэтому целесообразным является проведение этих опытов в космическом пространстве.

8.1. Опыт Физо.

При описании опыта Физо мы исходили из предположения, что некоторые участки движущейся среды общей длиной l_0 (33) увлекают свет полностью и средняя скорость его распространения в них равна v_0 , на всех же других участках этой среды общей длиной $l - l_0$ (l – длина всего участка среды, который проходит свет при одном обходе контура интерферометра) свет ей не увлекается и его средняя скорость равна c_0 относительно гравитационного поля Земли.

Граница перехода от области гравитационного поля Земли к области атомных полей среды, в каждой из которых свет распространяется с постоянной для этой области средней скоростью по всем направлениям в соответствии с ПУ, определяется из условия равенства плотностей энергии этих полей. Если изменять внешнее гравитационное поле, то тогда эта граница в среде также будет изменяться, что должно повлиять на значения величин v_0 и c_0 . Значения этих величин в виде отношений c/c_0 и v_0/c_0

входит в формулу (36) для величины сдвига интерференционных полос.

Опыт типа Физо с использованием неподвижного кольцевого интерферометра, относительно которого среда вращается, можно провести, например на Луне, где плотность энергии гравитационного поля во много раз меньше аналогичной плотности на Земле (примерно в 36 раз, если считать, что плотность энергии гравитационного поля пропорциональна квадрату его напряженности, как это имеет место в электростатике). Результаты опыта покажут насколько чувствительны значения коэффициентов c/c_0 и v_0/c_0 к изменению внешнего гравитационного поля.

8.2. Опыт Майкельсона-Морли.

На Земле отрицательные результаты этого опыта, как уже об этом упоминалось выше, объясняются тем, что свет полностью увлекается гравитационным полем Земли при ее движении вокруг Солнца.

Если же такой опыт провести на космическом корабле, движущемся в околосолнечном пространстве со скоростью v , достаточной для наблюдения сдвига интерференционных полос, то согласно ПУ свет будет распространяться с постоянной скоростью c относительно гравитационного поля Солнца, а относительно космического корабля со скоростью $c - v$ и $c + v$ соответственно для луча, распространяющегося по направлению скорости v или против нее. В этом случае эксперимент типа Майкельсона-Морли покажет положительный результат.

Литература

1. Малыкин Г.Б. Ранние исследования эффекта Саньяка. УФН, Том 167, № 3, 1997.
2. Вавилов С.И. Экспериментальные основания теории относительности. Стр. 53. //Собр. соч., Т. 4, М.: Изд-во АН СССР, 1956.
3. Недосекин Ю.А. Объяснение абберации света, световых и электромагнитных опытов по обнаружению “эфирного ветра” с единой точки зрения. ДНА, Серия: “Физика и астрономия”, в этом выпуске, 2005.
4. Малыкин Г.Б. Эффект Саньяка. Корректные и некорректные объяснения. УФН, Том 170, № 12, 2000.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Стр. 27. М.: “Наука”, 1988.

6. Michelson A.A., Gale H.G., Pearson F. *Astrophys.J.* **61**, 140, 1925.
7. Карякин Н.И., Быстров К.Н., Киреев П.С. Краткий справочник по физике. Стр. 304. М.: “Высшая школа”, 1962.
8. Pogany V. *Ann. (der) Phys.* **80**, 217, 1926.
9. Pogany V. *Naturwissenschaften.* **15**, 177, 1927.
10. Pogany V. *Ann. (der) Phys.* **85**, 244, 1928.
11. Макс Борн. Эйнштейновская теория относительности. Стр. 164. М.: “МИР”, 1964.
12. Купряев Н.В. Изв. вузов, Физ. **44**, (8), 63, 2001.
13. Малыкин Г.Б. УФН, Том 172, № 8, 2002.

Филипенко Г.Г.

Модель ядра атома и таблица элементов

Аннотация

Каждый последующий химический элемент отличается от предыдущего тем, что в его ядре количество протонов увеличивается на единицу, а количество нейтронов растет, в общем случае, на несколько. В литературе это странное соотношение числа нейтронов к числу протонов для любого ядра ничем не объясняется. В статье предлагается модель атома, объясняющая это явление.

Каждый последующий химический элемент отличается от предыдущего тем, что в его ядре количество протонов увеличивается на единицу, а количество нейтронов растет, в общем случае, на несколько. То есть в ядре всегда больше нейтронов, чем протонов (не считая самых легких ядер). В литературе это странное соотношение числа нейтронов к числу протонов для любого ядра ничем не объясняется.

Для построения модели ядра атома отметим, что при альфа-радиоактивности ядра гелия имеют примерно равные энергии. Поэтому на внешней оболочке ядра разместим все протоны с таким же количеством нейтронов. При этом на одном энергетическом уровне смогут находиться только бозоны, какими размещенные на внешней оболочке ядра альфа-частицы и являются. Внутри ядра расположим оставшиеся нейтроны, задачей которых будет ослабление электростатических полей отталкивания протонов. Предположив ядро сферическим, а радиусы протона и нейтрона примерно одинаковыми, для любого элемента получим модель ядра, объясняющую отношение числа нейтронов к числу протонов, вытекающее из упаковки ядра атома нуклонами

Радиоактивный распад, наверное, связан со сжатием ядра, т.к. с ростом порядкового номера элемента нейтроны в объеме ядра все сильнее ослабляют радиальные силы отталкивания протонов. Если массу ядра принять первичной, а химические свойства атома вторичными, то в таблице элементов атомный вес должен монотонно изменяться как по горизонтали, так и по вертикали.

Построив таблицу по этим признакам, мы вынуждены будем после лютеция и лоуренсия оставить по четыре пустых места, чтобы *таблица отражала* химические свойства элементов - см. табл. 1.

Наверное, при открытии элементов необходимостью становится определение заряда ядра! В настоящее время новый элемент считается открытым, если у него наблюдаются соответствующие химические свойства. Заряд ядра определялся только для меди и платины. В 1891 г. Джеймс Чадвик с помощью формулы Розерфорда оценил заряды ядер: для платины – 77.4, для серебра – 46.3, для меди – 29.3. Эти результаты почти совпали с порядковыми числами этих элементов в периодической таблице. Сейчас при открытии новых элементов заряд и число электронов не определяются. Может быть, в этом и кроется неудача попадания в острок стабильности?

H ₁	He ₂	Li ₃	Be ₄	B ₅	C ₆	N ₇	O ₈	F ₉	Ne ₁₀	Na ₁₁	Mg ₁₂	Al ₁₃	Si ₁₄	P ₁₅	S ₁₆	Cl ₁₇	Ar ₁₈
K ₁₉	Ca ₂₀	Sc ₂₁	Ti ₂₂	V ₂₃	Cr ₂₄	Mn ₂₅	Fe ₂₆	Co ₂₇	Ni ₂₈	Cu ₂₉	Zn ₃₀	Ga ₃₁	Ge ₃₂	As ₃₃	Se ₃₄	Br ₃₅	Kr ₃₆
Rb ₃₇	Sr ₃₈	Y ₃₉	Zr ₄₀	Nb ₄₁	Mo ₄₂	Tc ₄₃	Ru ₄₄	Rh ₄₅	Pd ₄₆	Ag ₄₇	Cd ₄₈	In ₄₉	Sn ₅₀	Sb ₅₁	Te ₅₂	I ₅₃	Xe ₅₄
Cs ₅₅	Ba ₅₆	La ₅₇	Ce ₅₈	Pr ₅₉	Nd ₆₀	Pm ₆₁	Sm ₆₂	Eu ₆₃	Gd ₆₄	Tb ₆₅	Dy ₆₆	Ho ₆₇	Er ₆₈	Tu ₆₉	Yb ₇₀	Lu ₇₁	? ₇₂
? ₇₃	? ₇₄	? ₇₅	Hf ₇₆	Ta ₇₇	W ₇₈	Re ₇₉	Os ₈₀	Ir ₈₁	Pt ₈₂	Au ₈₃	Hg ₈₄	Tl ₈₅	Pb ₈₆	Bi ₈₇	Po ₈₈	At ₈₉	Rn ₉₀
Fr ₉₁	Ra ₉₂	Ac ₉₃	Th ₉₄	Pa ₉₅	U ₉₆	Np ₉₇	Pu ₉₈	Am ₉₉	Cm ₁₀₀	Bk ₁₀₁	Cf ₁₀₂	Es ₁₀₃	Fm ₁₀₄	Md ₁₀₅	No ₁₀₆	Lr ₁₀₇	

Литература

1. Г. Г. Филипенко. «Подозрительные» области в периодической системе, "Техника и наука", №4, Москва, 1990.
2. Г. Г. Филипенко. Предлагается модель ядра атома, "Инженер", №4, Москва, 1991.

Филипенко Г.Г.

К вопросу о металлической связи в плотнейших упаковках химических элементов

Аннотация

Обычно в литературе металлическая связь описывается, как осуществленная посредством обобществления внешних электронов атомов и не обладающая свойством направленности. Хотя встречаются попытки объяснения направленной металлической связи, т.к. элементы кристаллизуются в определенный тип решетки. В данной статье показано, что металлическая связь в плотнейших упаковках (гексагональной и гранецентрированной) между центральноизбранным атомом и его соседями в общем случае, предположительно, осуществляется посредством 9 направленных связей, в отличие от числа соседних атомов, равного координационному числу 12. Металлическая валентность элемента в его монокристалле и валентность этого элемента по кислороду, водороду - разные понятия.

Оглавление

Введение

Алгоритм построения модели

Выводы

Приложение 1. Металлическая связь в плотнейших
упаковках (ГЕК, ГЦК)Приложение 2. Теоретический расчет модуля всестороннего
сжатия (В).

Введение

Пока невозможно в общем случае вывести из квантовомеханических расчетов кристаллическую структуру металла по электронному строению атома, хотя, например, Ганцхорн и Делингер указали на возможную связь между наличием кубической объемно-центрированной решетки в подгруппах титана, ванадия, хрома и наличием в атомах этих металлов валентных d - орбиталей. Нетрудно заметить, что четыре гибридные орбитали направлены по

четырем телесным диагоналям куба и хорошо приспособлены для связи каждого атома с его 8 соседями в кубической объемноцентрированной решетке. При этом оставшиеся орбитали направлены к центрам граней элементарной ячейки и, возможно, могут принимать участие в связи атома с шестью его вторыми соседями [3, стр.99].

Первое координационное число (К.Ч.1) "8" плюс второе координационное число (К.Ч.2) "6" равно "14". Попытаемся связать внешние электроны атома данного элемента со структурой его кристаллической решетки, учитывая необходимость направленных связей (химия) и наличие обобществленных электронов (физика), ответственных за гальваномагнитные свойства.

Согласно [1, стр. 20], число Z- электроны в зоне проводимости, получено авторами, предположительно, исходя из валентности металла по кислороду, водороду и обьязано быть подвергнуто сомнению, т.к. экспериментальные данные по Холлу и модулю всестороннего сжатия близки к теоретическим только для щелочных металлов. ОЦК решетка, Z=1 не вызывает сомнений. Координационное число равно 8.

На простых примерах покажем, что на одну связь у алмаза при плотности упаковки 34% и координационном числе 4 приходится $34\%:4=8,5\%$.

- У кубической примитивной решетки (плотность упаковки 52% и координационное число 6) приходится $52\%:6=8,66\%$.
- У кубической объемноцентрированной решетки (плотность упаковки 68% и координационное число 8) приходится $68\%:8=8,5\%$.
- У кубической гранецентрированной решетки (плотность упаковки 74% и координационное число 12 или 9) приходится $74\%:12=6,16\%$ или $74\%:9=8,22\%$.
- У гексагональной решетки (плотность упаковки 74% и координационное число 12 или 9) приходится $74\%:12=6,16\%$ или $74\%:9=8,22\%$.

Очевидно, что эти 8,66-8,22% несут в себе некий физический смысл. Оставшиеся 26% кратны 8,66 и 100% гипотетическая плотность упаковки возможна при наличии 12 связей. Но реальна ли такая возможность? Внешние электроны последней оболочки или подоболочек атома металла образуют зону проводимости. Число электронов в зоне проводимости влияет на постоянную Холла, коэффициент всестороннего сжатия и т.д. Построим модель металла-элемента так, чтобы оставшиеся, после заполнения зоны

проводимости, внешние электроны последней оболочки или подоболочек атомного остова неким образом влияли на строение кристаллической структуры (например, для ОЦК решетки - 8 "валентных" электронов, а для ГЕК и ГЦК - 12 или 9).

Очевидно, что для подтверждения нашей модели необходимо сравнить экспериментальные и теоретические данные по Холлу, коэффициенту всестороннего сжатия и т.д.

Алгоритм построения модели

Ниже выполняется грубое, качественное определение количества электронов в зоне проводимости металла – элемента; объяснение факторов, влияющих на образование типа решетки монокристалла и на знак постоянной Холла.

Измерения поля Холла позволяют определить знак носителей заряда в зоне проводимости. Одна из замечательных особенностей эффекта Холла заключается, однако, в том, что в некоторых металлах коэффициент Холла положителен, и поэтому носители в них должны, видимо, иметь заряд, противоположный заряду электрона [1]. При комнатной температуре это относится к следующим металлам: ванадий, хром, марганец, железо, кобальт, цинк, цирконий, ниобий, молибден, рутений, родий, кадмий, церий, празеодим, неодим, иттербий, гафний, тантал, вольфрам, рений, иридий, таллий, свинец [2]. Решение этой загадки должна дать полная квантовомеханическая теория твердого тела.

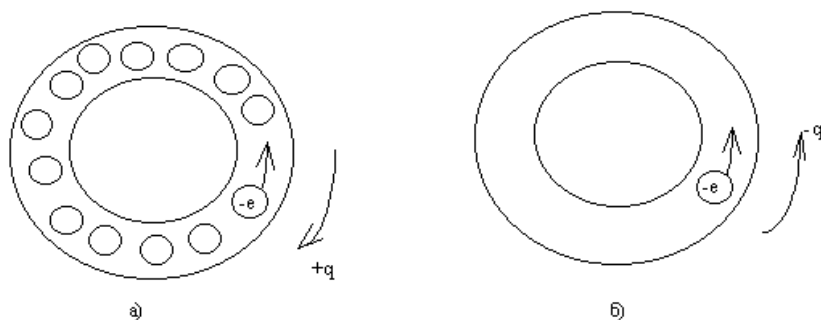


Рис. 1. Схематическое изображение зоны проводимости двух разных металлов: а) вариант первый; б) вариант второй (масштабы не соблюдены).

Примерно, как для некоторых случаев применения граничных условий Борна-Кармана, рассмотрим сильно упрощенный одномерный случай зоны проводимости. Вариант первый: тонкая замкнутая трубка, полностью заполненная электронами кроме одного. Диаметр электрона примерно равен диаметру трубки. При таком заполнении зоны, при локальном передвижении электрона, наблюдается противоположное движение "места" незаполнившего трубку, электрона, то есть движение неотрицательного заряда. Вариант второй: в трубке один электрон - возможно движение только одного заряда - отрицательно заряженного электрона. Из этих двух крайних вариантов видно, что знак носителей, определяемых по коэффициенту Холла, в какой-то степени, должен зависеть от наполнения зоны проводимости электронами - см. рис. 1.

На порядок движения электронов также будут накладывать свои условия и структура зоны проводимости, и температура, и примеси, дефекты, а для магнитных материалов и рассеяние на магнитных квазичастицах - магнонах.

В приведенной ниже табл. 1 нетрудно заметить, что почти все металлы-сверхпроводники в зоне проводимости содержат по два и более электронов от атома. Это металлы: цирконий, цинк, вольфрам, ванадий, таллий, титан, тантал, рутений, рений, свинец, осмий, ниобий, лантан, иридий, гафний, кадмий, алюминий. Отсюда, неприменимо одно-электронное приближение в гамильтониане кристалла для элементов, отдающих в зону проводимости более двух электронов, так как объединенное потенциальное и самосогласованное поле в некоторых случаях, например, в сильном электрическом поле, может быть неперiodично постоянной решеткой кристалла. А так же, очевидно, что потенциальная энергия попарного взаимодействия электронов для этих металлов, является главным членом в уравнении Шредингера.

Так как рассуждения наши грубые, учитываем в дальнейшем пока только наполнение зоны проводимости электронами. Заполним зону проводимости электронами так, чтобы внешние электроны атомных остовов оказывали влияние на образование типа кристаллизационной решетки. Предположим, что число внешних электронов на последней оболочке атомного остова, после заполнения зоны проводимости, равно числу атомов соседей - координационному числу [5]. Координационные числа ГЕК, ГЦК (гексагональной и гранцентрированной) плотнейших упаковок

раены 12 и 18, а объемноцентрированной решетки (ОЦК) – равны 8 и 14 [3].

Построим табл. 1 с учетом вышеизложенного для комнатной температуры. В этой таблице обозначено:

R_H - постоянная (коэффициент) Холла,

Z - предполагаемое число электронов, отданное одним атомом в зону проводимости,

$Z_{\text{остов}}$ - число внешних электронов атомного остова на последней оболочке,

Тип решетки - тип кристаллической структуры металла при комнатной температуре и в некоторых случаях для температур фазовых переходов (T).

Таблица 1.

Элемент		$R_H \cdot 10^{10}$ ($\text{м}^3/\text{К}$)	Z (шт.)	$Z_{\text{остов}}$ (шт.)	Тип решетки
Натрий	Na	-2,30	1	8	ОЦК
Магний	Mg	-0,90	1	9	ГЕК
Алюминий	Al	-0,38	2	9	ГЦК
	Al	-0,38	1	12	ГЦК
Калий	K	-4,20	1	8	ОЦК
Кальций	Ca	-1,78	1	9	ГЦК
Кальций	Ca	$T=737\text{K}$	2	8	ОЦК
Скандий	Sc	-0,67	2	9	ГЕК
	Sc	-0,67	1	18	ГЕК
Титан	Ti	-2,40	1	9	ГЕК
	Ti	-2,40	3	9	ГЕК
	Ti	$T=1158\text{K}$	4	8	ОЦК
Ванадий	V	+0,76	5	8	ОЦК
Хром	Cr	+3,63	6	8	ОЦК
Железо	Fe	+8,00	8	8	ОЦК
	Fe	+8,00	2	14	ОЦК
	Fe	$T=1189\text{K}$	7	9	ГЦК
	Fe	$T=1189\text{K}$	4	12	ГЦК

Кобальт	Co	+3,60	8	9	ГЕК
	Co	+3,60	5	12	ГЕК
Никель	Ni	-0,60	1	9	ГЦК
Медь	Cu	-0,52	1	18	ГЦК
	Cu	-0,52	2	9	ГЦК
Цинк	Zn	+0,90	2	18	ГЕК
	Zn	+0,90	3	9	ГЕК
Рубидий	Rb	-5,90	1	8	ОЦК
Итрий	Y	-1,25	2	9	ГЕК
Цирконий	Zr	+0,21	3	9	ГЕК
	Zr	T=1135K	4	8	ОЦК
Ниобий	Nb	+0,72	5	8	ОЦК
Молибден	Mo	+1,91	6	8	ОЦК
Рутений	Ru	+22	7	9	ГЕК
Родий	Rh	+0,48	5	12	ГЦК
	Rh	+0,48	8	9	ГЦК
Палладий	Pd	-6,80	1	9	ГЦК
Серебро	Ag	-0,90	1	18	ГЦК
	Ag	-0,90	2	9	ГЦК
Кадмий	Cd	+0,67	2	18	ГЕК
	Cd	+0,67	3	9	ГЕК
Цезий	Cs	-7,80	1	8	ОЦК
Лантан	La	-0,80	2	9	ГЕК
Церий	Ce	+1,92	3	9	ГЦК
	Ce	+1,92	1	9	ГЦК
Празеодим	Pr	+0,71	4	9	ГЕК
	Pr	+0,71	1	9	ГЕК
Неодим	Nd	+0,97	5	9	ГЕК
	Nd	+0,97	1	9	ГЕК
Гадолиний	Gd	-0,95	2	9	ГЕК
	Gd	T=1533K	3	8	ОЦК
Тербий	Tb	-4,30	1	9	ГЕК
	Tb	T=1560K	2	8	ОЦК

Диспрозій	Dy	-2,70	1	9	ГЕК
	Dy	T=1657K	2	8	ОЦК
Эрбий	Er	-0,341	1	9	ГЕК
Тулий	Tu	-1,80	1	9	ГЕК
Иттербий	Yb	+3,77	3	9	ГЦК
	Yb	+3,77	1	9	ГЦК
Лютеций	Lu	-0,535	2	9	ГЕК
Гафний	Hf	+0,43	3	9	ГЕК
	Hf	T=2050K	4	8	ОЦК
Тантал	Ta	+0,98	5	8	ОЦК
Вольфрам	W	+0,856	6	8	ОЦК
Рений	Re	+3,15	6	9	ГЕК
Осмий	Os	<0	4	12	ГЕК
Иридий	Ir	+3,18	5	12	ГЦК
Платина	Pt	-0,194	1	9	ГЦК
Золото	Au	-0,69	1	18	ГЦК
	Au	-0,69	2	9	ГЦК
Таллий	Tl	+0,24	3	18	ГЕК
	Tl	+0,24	4	9	ГЕК
Свинец	Pb	+0,09	4	18	ГЦК
	Pb	+0,09	5	9	ГЦК

Выводы

Несмотря на грубые допущения, из табл. 1 видно, что, чем больше атом элемента отдает электронов в зону проводимости, тем положительнее постоянная Холла, и, наоборот, постоянная Холла отрицательна для элементов, отдавших в зону проводимости один-два электрона, что не противоречит выводам Пайерлса, а также просматривается связь между электронами проводимости (Z) и валентными электронами ($Z_{\text{остов}}$), обуславливающими кристаллическую структуру.

Фазовые переходы элемента из одной решетки в другую можно объяснить перебросом в зону проводимости металла одного из внешних электронов атомного остова или его возвратом из зоны

проводимости на внешнюю оболочку остова под воздействием внешних факторов (давление, температура).

Пытались дать разгадку, а получили новую, довольно хорошо объясняющую физико-химические свойства элементов, загадку - это "координационное число орбиталей" равно 9 для ГЦК и ГЕК. Такое частое появление числа 9 в приведенной таблице наводит на мысль, что плотнейшие упаковки недостаточно исследованы.

Методом обратного отсчета от экспериментальных значений коэффициента всестороннего сжатия к теоретическим по формулам Ашкрофта и Мермина [1], определяя число Z , можно убедиться о его близком совпадении с приведенным в табл. 1.

Металлическая связь представляется обусловленной как обобществленными электронами проводимости, так и "валентными" - внешними электронами атомного остова.

Приложение 1. Металлическая связь в плотнейших упаковках (ГЕК, ГЦК)

Из рассуждений о числе направленных связей (или псевдосвязей, т.к. между соседними атомами металла находится зона проводимости), равном девяти по числу внешних электронов атомного остова для плотнейших упаковок, вытекает, что по аналогии с решеткой ОЦК (восемь атомов-соседей в первой координационной сфере) у ГЕК- и ГЦК-решеток в первой координационной сфере, должно быть девять, а имеем 12 атомов. Но 9 атомов соседей, связанных любым центральноизбранным атомом, косвенно подтверждаются экспериментальными данными по Холлу и модулю всестороннего сжатия (да и в опытах по эффекту де Гааза-ван -Альфена число осцилляций кратно девяти). Значит для трех атомов из 12, связей либо нет, либо 9 направленных связей центральноизбранного атома перебирают 12 атомов первой координационной сферы во времени и пространстве.

На рис. 2 показаны координационные сферы в плотнейших гексагональной и кубической упаковках [6]. Обратим внимание на то, что в гексагональной упаковке треугольники верхнего и нижнего оснований повернуты в одну и ту же сторону, а в кубической - в разные.

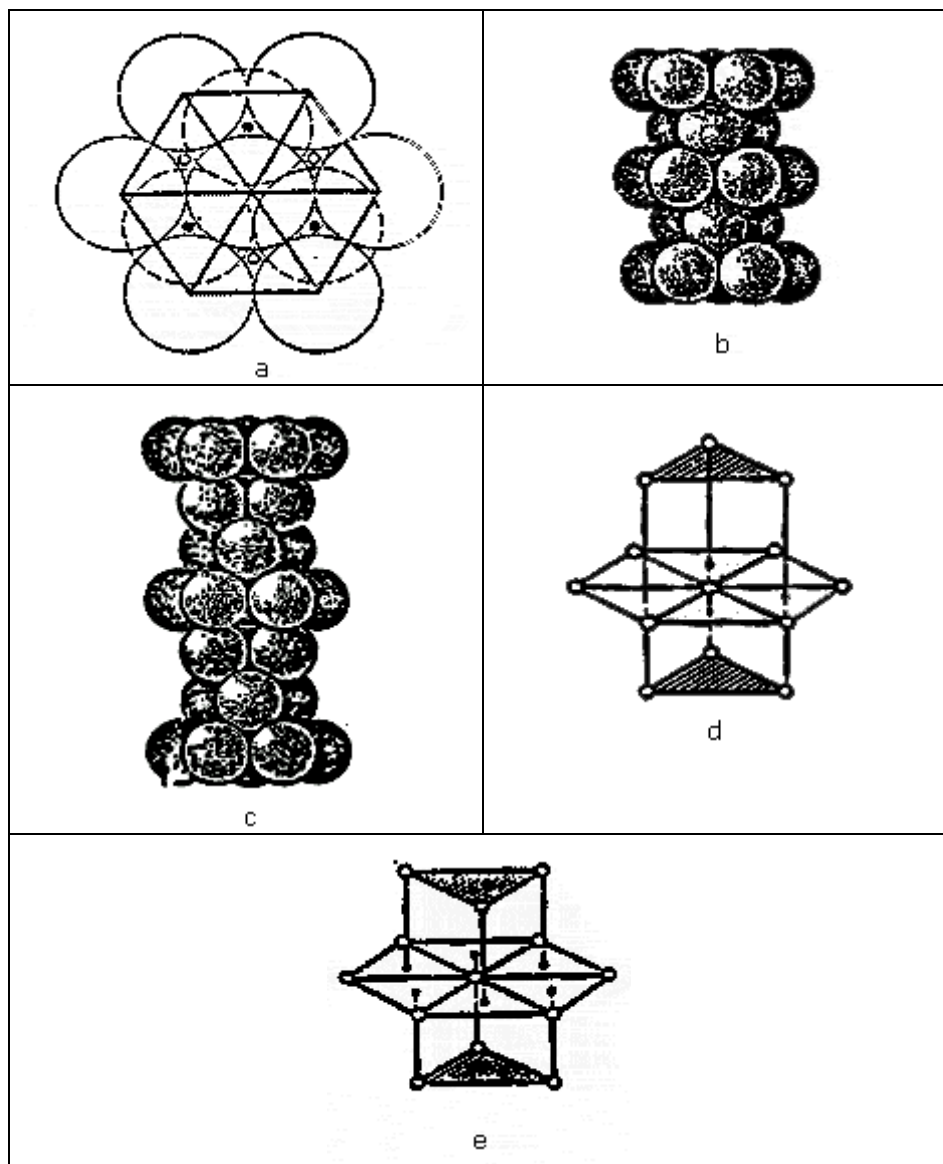


Рис. 2. Плотные упаковки

Приложение 2. Теоретический расчет модуля всестороннего сжатия (В).

Имеем:
$$B = \left(\frac{6,13}{r_s/a_0} \right)^5 \times 10^{10}, \frac{\partial n}{\text{см}^2} \quad \text{и} \quad r_s = \left(\frac{3}{4} \frac{\pi n}{\pi} \right)^{1/3}, \text{ где}$$

B - модуль всестороннего сжатия,

a_0 - борковский радиус,

r_s - радиус сферы, объем которой равен объему, приходящемуся на один электрон проводимости,

n - плотность электронов проводимости.

Конечно, давление газов свободных электронов само по себе, одно, не полностью определяет сопротивление металла сжатию, тем не менее во втором случае расчета теоретический модуль всестороннего сжатия лежит ближе к экспериментальному, причем с одной стороны. Очевидно необходим учет второго фактора - влияние на модуль "валентных" или внешних электронов атомного остова, определяющих кристаллическую решетку [7].

1. Расчеты по Ашкрофту и Мермину.

Элемент	Z	r_s/a_0	B теоретический	B измеренный
Cs	1	5.62	1.54	1.43
Cu	1	2.67	63.8	134.3
Ag	1	3.02	34.5	99.9
Al	3	2.07	228	76.0

2. Расчет по рассмотренным выше моделям.

Элемент	Z	r_s/a_0	B теоретический	B измеренный
Cs	1	5.62	1.54	1.43
Cu	2	2.12	202.3	134.3
Ag	2	2.39	111.0	99.9
Al	2	2.40	108.6	76.0

Литература

1. Н. Ашкрофт, Н. Мермин. Физика твердого тела, изд. «Мир», Москва, 1979.
2. Г. В. Самсонов. Справочник "Свойства элементов", изд. «Металлургия», Москва, 1976.
3. Г. Кребс. Основы кристаллохимии неорганических соединений, изд. «Мир», Москва, 1971.
4. Я. Г. Дорфман, И. К. Кикоин. Физика металлов, Гостехиздат, Ленинград, 1933.
5. Г. Г. Скидельский. От чего зависят свойства кристаллов. "Инженер", № 8, Москва 1989.
6. Б. Ф. Ормонт. Введение в физическую химию и кристаллохимию полупроводников, изд. «Высшая школа», Москва, 1968.
7. Н.Ашкрофт, Н.Мермин. Физика твердого тела, Москва, 1979.
8. Г. Г. Филипенко. «Подозрительные» области в периодической системе, "Техника и наука", №4, Москва, 1990.
9. Г. Г. Филипенко. Предлагается модель ядра атома, "Инженер", №4, Москва, 1991.
10. Г. Г. Филипенко. Модель ядра атома и таблица элементов, настоящий сборник.

Серия: ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Недосекин Ю.А.

Двухпроводная электрическая линия с произвольными параметрами

Аннотация

Для двухпроводной электрической линии с произвольными параметрами предложен способ вычисления тока в общем виде, основанный на использовании преобразования Лапласа.

Двухпроводная электрическая линия описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных первого порядка [1]:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial l}{\partial x} + L \frac{\partial i}{\partial t} + Ri &= 0 \\ \frac{\partial i}{\partial x} + C \frac{\partial e}{\partial t} + Ge &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Все обозначения, кроме вводимых автором данной работы, соответствуют обозначениям, заимствованным из [1]. Применяя к системе уравнений (1) преобразование Лапласа, для изображений напряжения $E(x,s)$ и тока $I(x,s)$, оригиналы которых соответственно равны $e(x,t)$ и $i(x,t)$, получим систему операторных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dE}{dx} + (Ls + R)I &= 0 \\ \frac{dI}{dx} + (Cs + G)E &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Исключая из системы (2) последовательно $I(x,s)$ и $E(x,s)$, получим для них независимые уравнения:

$$\frac{d^2 E}{dx^2} - h^2 E = 0, \quad \frac{d^2 I}{dx^2} - h^2 I = 0. \quad (3)$$

Решениями уравнений (3) являются выражения:

$$E(x,s) = E(0,s) \frac{\text{sh}((1-x)h(s))}{\text{sh}(lh(s))}, \quad (4)$$

$$I(x, s) = E(0, s) \sqrt{\frac{Cs + G}{Ls + R}} \cdot \frac{\operatorname{ch}((1-x)h(s))}{\operatorname{sh}(lh(s))}, \quad (5)$$

где l – длина линии; $h^2(s) = (Ls + R)(Cs + G)$; $E(0, s)$ – изображение начального значения напряжения, оригинал которого считается существующим и равным $e(0, t)$.

Оригинал $e(x, t)$, соответствующий изображению $E(x, s)$, легко вычисляется разложением множителя при $E(0, s)$ в (4) в ряд и почленным его переводом в пространство оригиналов [1].

Оригинал $i(x, t)$ аналогичным способом вычислен быть не может из-за наличия в изображении $I(x, s)$ в (5) множителя $\sqrt{\frac{Cs + G}{Ls + R}}$.

В конкретных расчетах ограничиваются рассмотрением частных случаев, преобразуя операторное характеристическое сопротивление $\sqrt{\frac{R + Ls}{G + Cs}}$ в постоянный множитель [2]. Указанное

затруднение можно преодолеть, используя известное свойство преобразования Лапласа [3]:

пусть существует соответствие $f(a, t) \div F(a, s)$, где a – параметр, $f(a, t)$ – оригинал, $F(a, s)$ – его изображение, тогда имеет место правило:

$$\frac{d}{da} f(a, t) \div \frac{d}{da} F(a, s). \quad (6)$$

Применим это правило для нахождения оригинала $i(x, t)$. Изображение $I(x, s)$ в (5) разложением в ряд приводится к виду:

$$I(x, s) = \frac{1}{R} \cdot \frac{E(0, s)}{\sigma s + 1} \left[\sum_{n_1=0}^{\infty} h(s) e^{-z_1 h(s)} + \sum_{n_2=1}^{\infty} h(s) e^{-z_2 h(s)} \right], \quad (7)$$

где $\sigma = L/R$, $z_1 = 2ln_1 + x$, $z_2 = 2ln_2 - x$.

Коэффициенты z_1 и z_2 по отношению к переменным s, t являются параметрами. Используя правило (6), запишем:

$$\frac{df_1(t)}{dz_1} \div -E(0, s) h(s) e^{-z_1 h(s)}, \quad f_1(t) \div E(0, s) e^{-z_1 h(s)};$$

$$\frac{df_2(t)}{dz_2} \div -E(0, s) h(s) e^{-z_2 h(s)}, \quad f_2(t) \div E(0, s) e^{-z_2 h(s)}.$$

Зная оригиналы $f_1(t)$ и $f_2(t)$ для отдельных членов ряда (7) и применяя к нему почленно теорему свертывания, получим:

$$i(x, t) = -\frac{1}{R} \int_0^t g(t - \tau) \left[\sum_{n_1=0}^{\infty} \frac{df_1(\tau)}{dz_1} + \sum_{n_2=1}^{\infty} \frac{df_2(\tau)}{dz_2} \right] d\tau, \quad (8)$$

где $g(t) \div \frac{1}{\sigma s + 1}$, $g(t) = \frac{1}{\sigma} e^{-t/\sigma}$.

Оригинал $f_v(t)$ изображения $E(0,s)e^{-z_v h(s)}$, ($v = 1, 2$) вычисляется по формуле [1]:

$$f_v(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } 0 \leq t < \alpha z_v, \\ e^{-\gamma_1 z_v} e(0, t - \alpha z_v) + \gamma_2 z_v \int_{\alpha z_v}^t e(0, t - \tau) e^{-\beta_1 \tau} \frac{I_1\left(\beta_2 \sqrt{\tau^2 - \alpha^2 z_v^2}\right)}{\sqrt{\tau^2 - \alpha^2 z_v^2}} d\tau & \end{cases} \quad (9)$$

при $t \geq \alpha z_v$ для второго значения.

Выражения (8) и (9) дают решение задачи.

Литература

1. Г. Деч. Руководство к практическому применению преобразования Лапласа и Z-преобразования. Изд-во "Наука", 1971.
2. П.Н. Матханов. Основы анализа электрических цепей. Изд-во "Высшая школа", 1972.
3. Шостак Р.Я. Операционное исчисление. 1972.

Хмельник С. И.

О вариационном принципе экстремума в электромеханических системах

Аннотация

Формулируется и доказывается вариационный принцип оптимума для электромеханических систем произвольной конфигурации, в которых протекают электромагнитные, механические, тепловые, гидравлические и др. процессы. Показывается, что для таких систем существует пара функционалов с глобальной седловой точкой. Для систем без электрических цепей предложенный принцип эквивалентен принципу минимума действия. Описывается универсальный алгоритм расчета электромеханических систем при любых возмущающих воздействиях. В этом алгоритме реализуется метод поиска глобальной седловой точки одновременно для двух функционалов. Указывается демонстрационная программа.

Разработка расчетных программ может быть заказана автору по адресу solik@netvision.net.il

Содержание

Предисловие

1. Последовательная RCL-цепь с электрическими зарядами
2. Уравнения электрической цепи общего вида с электрическими зарядами.
3. Функционал для электрической цепи общего вида с электрическими зарядами.
4. Функционалы от интегральных функций.
5. Интегральные уравнения RCL-цепи с электрическими токами.
6. Интегральные уравнения для электрической цепи общего вида с электрическими токами.
7. Функционал для интегральных уравнений электрической цепи общего вида с электрическими токами.
8. Электрическая цепь с трансформаторами Денниса.
9. Безусловная электрическая цепь.
10. Обобщенный функционал для безусловной электрической цепи
11. Минимизация энергии
12. Система линейных дифференциальных уравнений

13. Электромеханические системы

Литература

Предисловие

Представляет теоретический и практический интерес поиск вариационных принципов для электромеханических систем произвольного состава и конфигурации. Для механических систем такие принципы общеизвестны. Для частных случаев электрических цепей решение такой задачи известно. Так, для цепей с сопротивлениями решение найдено еще Максвеллом [1] и сравнительно недавно распространено на цепи с диодами и трансформаторами постоянного тока [2]. Для цепей с емкостями и индуктивностями (но без сопротивлений) решение этой задачи также известно в [3, 5]. В [6] перечислены работы с попытками ее решения для электрических цепей общего вида и доказана их несостоятельность. Эти поиски понятны, так как отсутствие принципа экстремальности для электрических цепей кажется странным. Что касается практической стороны дела, то наличие такого принципа позволяет использовать электрические цепи переменного тока в качестве моделей задач вариационного исчисления: в виде этих цепей природа дает нам в руки простую в исполнении вычислительную машину, решающую весьма сложную математическую задачу (по неизвестному нам алгоритму). С другой стороны, рассуждения в терминах электрических цепей могут привести к развитию способов решения определенных задач вариационного исчисления. Примером аналогичного влияния теории цепей постоянного тока на теорию математического программирования может служить работа [2]. Наконец, можно использовать теорию вариационного исчисления для расчета электрических цепей и электромеханических систем. Этот подход описывается ниже.

Принцип экстремума для электрических цепей переменного тока сформулирован автором в 1988 г. [8] и развит в статьях [9, 10, 15]. Основная идея состоит в том, что *функция тока «расщепляется» на две независимые функции*. Предложенный функционал содержит такие пары функций, а его оптимум является седловой точкой, где одна группа функций минимизирует функционал, а другая - максимизирует его. Сумма оптимальных значений этих функций дает функцию тока в электрической цепи.

В [16] этот принцип обобщается на *электромеханические системы*, поскольку может быть объединен с известным в механике принципом наименьшего действия. При этом для данной электромеханической системы формируется функционал, содержащий тепловые, механические, электрические, электромагнитные энергии, функции, зависящие от конфигурации системы, функции, описывающие возмущающие воздействия - электрические и механические. Функционал имеет размерность “энергия * время”. Он является квадратичной функцией искомых параметров и имеет единственную точку оптимума. Ограничения отсутствуют (они также включены в функционал). Функции переменных, доставляющие этому функционалу оптимальное значение, являются решением задачи расчета данной электромеханической системы. Таким образом, расчет данной электромеханической системы математически формулируется как вариационная задача поиска *безусловного оптимума квадратичного функционала*. Такая задача *всегда* имеет решение и для ее решения найден *быстродействующий* алгоритм поиска седловой точки этого функционала.

В [16] рассматривается также вычислительный аспект применения указанного принципа. Он может быть использован для разработки *универсального* комплекса программ для *быстродействующих расчетов* электромеханических систем произвольного состава и конфигурации. Универсальность обеспечивается единообразием формулировки принципа для любой электромеханической цепи: электромеханическая система *рассчитывается по единой методике* вне зависимости от

- конфигурации и состава активных и пассивных элементов
- вида функций источников и потребителей мощности.

При этом достигается

1. высокое *быстродействие*, обеспечиваемое тем, что
 - функционал является квадратичным и имеет единственный глобальный оптимум,
 - уравнения второго закона Кирхгофа исключены из ограничений задачи и, тем самым, сокращена ее размерность,
 - функционал имеет *безусловный оптимум*
2. существование сравнительно *простого алгоритма* даже для сложной математической постановки, например, для расчета системы со сложной конфигурацией и апериодических разрывных возмущающих воздействиях,

3. *надежный поиск* решения (итерационный процесс всегда сходится),
4. *сходимость* итерационного процесса даже при несовместимых исходных данных (находится режим, в определенном смысле наиболее близкий по параметрам к исходным данным),
5. возможность *расчета смешанных электромеханических систем* в целом, например, электрических цепей с двигателями, генераторами, гидравлическими преобразователями и т.п.

Итак, природа дает нам некоторый функционал в виде указанного принципа оптимума. Из оптимизации этого функционала при ограничениях в виде уравнений первого закона Кирхгофа следуют уравнения второго закона Кирхгофа. Естественно, оптимизация указанного функционала или решение системы уравнений Кирхгофа приводит к одному и тому же результату.

Данная статья представляет собой конспективное изложение книги [16].

1. Последовательная RCL-цепь с электрическими зарядами.

Далее первую и вторую производные по времени будем обозначать одним и двумя штрихами соответственно. Рассмотрим функционал

$$F(x, y) = \int_0^T f(x, y) dt, \quad (1)$$

где

$$f(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} S(x^2 - y^2) - L(x'^2 - y'^2) \\ + R(xy' - x'y) - E(x - y) \end{array} \right\}, \quad (2)$$

- x, y - неизвестные функции времени t с непрерывными вторыми производными,
- E - известная функция времени t ,
- S, L, R - положительные числа.

Необходимые условия экстремума этого функционала имеют вид:

$$2Sx + 2Lx'' + 2Ry' - E = 0, \quad (3)$$

$$2Sy + 2Ly'' + 2Rx' - E = 0. \quad (4)$$

Экстремаль, определенная уравнениями (3) и (4) доставляет функционалу (1) и (2) глобальный слабый максимум по функции x

и глобальный слабый минимум по функции y при $L > 0$. Это означает, что существуют оптимальные функции x_0 и y_0 , являющиеся решением системы дифференциальных уравнений (3) и (4) и доставляющие функционалу (1) и (2) экстремальное значение $F_0 = F(x_0, y_0)$. Оптимальность функций x_0 и y_0 проявляется при сравнении значений функционала, зависящих от оптимальных и неоптимальных функций и от их производных. Оптимальные функции удовлетворяют условию

$$x_0 = y_0, \quad (6)$$

что следует из симметрии уравнений (3) и (4). Складывая уравнения (3) и (4), получаем

$$Sq + Lq'' + Rq' - E = 0, \quad (7)$$

где

$$q = x + y. \quad (8)$$

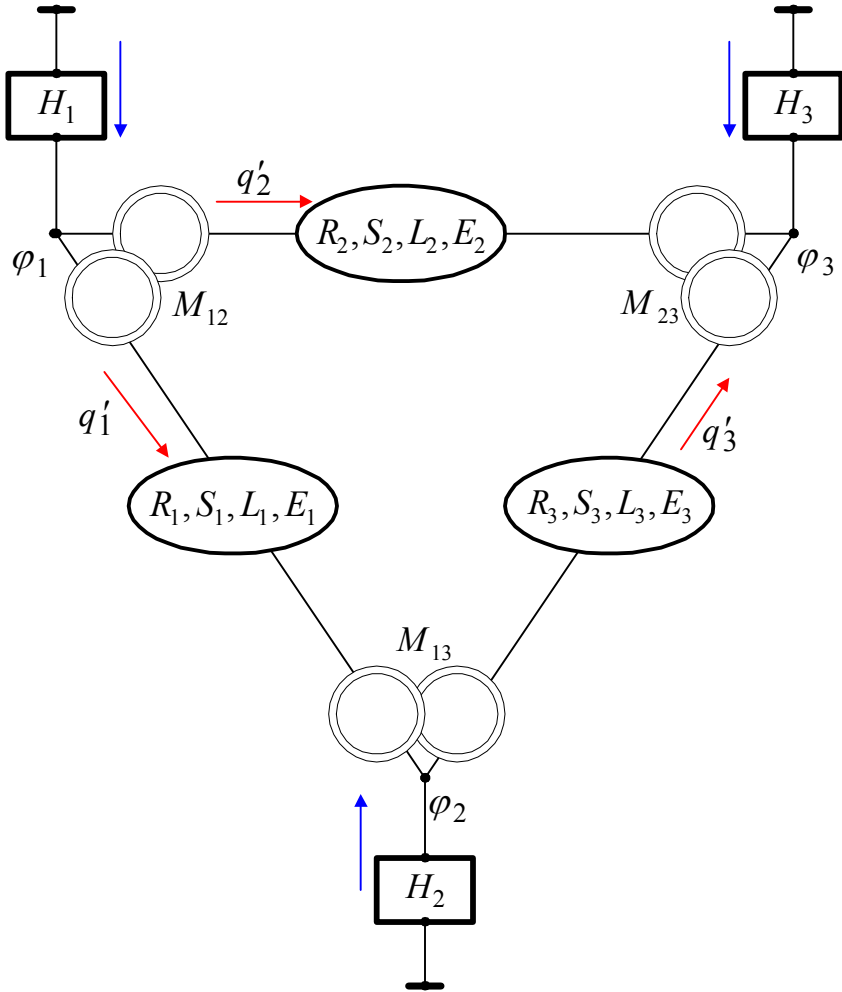
Таким образом, функционал (1) и (2) оптимизируется при таких функциях x и y , которые в сумме удовлетворяют уравнению (7). Этот функционал имеет оптимальную седловую точку, в которой выполняются условия (6), (7) и (8). Уравнение (7) является уравнением RCL-цепи, подключенной к источнику Э.Д.С. E , где q' - ток в этой цепи. Следовательно, в RCL-цепи объективно соблюдается принцип экстремума величины F , определенной по (1) и (2), а следствием этого принципа является уравнение (7).

2. Уравнения электрической цепи общего вида с электрическими зарядами.

Рассмотрим электрическую цепь общего вида и выделим в ней ветви двух типов:

1. ветвь с источником тока H_k , включенную между узлом и «землей»,
2. последовательную RCL-цепь с элементами R_k, S_k, L_k, E_k , включенную между двумя узлами.

Будем полагать, что ветви второго типа связаны, кроме того, индуктивностями M_{km} . Пример такой цепи приведен на фиг. 1.



Фиг. 1. Пример электрической цепи общего вида

Можно показать, что такая электрическая цепь описывается следующей системой уравнений:

$$Sq + Mq'' + Rq' - E + N^T \varphi = 0, \tag{14}$$

$$Nq' + H = 0, \tag{15}$$

где H , q' - векторы токов в ветвях первого и второго типов;

E - вектор Э.Д.С. ветвей второго типа;

φ - вектор потенциалов на ветвях второго типа;

N - матрица инциденций с элементами 1, 0, -1;

S, R, M - матрицы вида

$$S = \text{diag}[S_1 S_2 \dots S_k \dots] \tag{16}$$

$$R = \text{diag}[R_1 R_2 \dots R_k \dots] \quad (17)$$

$$M = \begin{bmatrix} L_1 & M_{12} & M_{13} & \dots & M_{1k} & \dots & M_{1m} & \dots \\ M_{21} & L_2 & M_{23} & \dots & M_{2k} & \dots & M_{2m} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ M_{k1} & M_{k2} & M_{k3} & \dots & L_k & \dots & M_{km} & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{bmatrix}. \quad (18)$$

В этой системе уравнение (15) описывает первый закон Кирхгофа, уравнение (14) - второй закон Кирхгофа. В данной системе известны H и E как вектор-функции времени t , а искомой является вектор-функция времени $q(t)$.

3. Функционал для электрической цепи общего вида с электрическими зарядами.

Рассмотрим вектор-функции времени $x(t)$, $y(t)$, $g(t)$, $\Psi(t)$, удовлетворяющие уравнениям (8) и уравнению

$$\varphi = g' + \Psi' \quad (19)$$

При этом система уравнений (14), (15) может быть переписана в следующем виде:

$$2Sx + 2Mx'' + 2Ry' - E + 2N^T g' = 0, \quad (20)$$

$$2Sy + 2My'' + 2Rx' - E + 2N^T \Psi' = 0, \quad (21)$$

$$2Nx' + H = 0, \quad (22)$$

$$2Ny' + H = 0, \quad (23)$$

Рассмотрим теперь функционал (1), где

$$f(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} x^T Sx - y^T Sy - x'^T Mx' + y'^T My' + \\ + x^T Ry' - x'^T Ry - E^T (x - y) + \\ + g^T (2Nx' + H) + \Psi^T (2Ny' + H) \end{array} \right\} \quad (24)$$

и задачу поиска экстремума этого функционала. Необходимые условия экстремума в этом случае имеют вид уравнений (20)-(23). Складывая уравнения (20) и (21), получаем (14), а складывая (22) и (23), получаем (15).

Можно показать, что в электрической цепи матрица M является положительно определенной. Отсюда следует, что функционал (1), (24) имеет седловую точку, в которой достигается глобальный

слабый максимум по функции x и глобальный слабый минимум по функции y . Оптимум этого функционала достигается при

$$x_0 = y_0, \quad \mathcal{G}_0 = \Psi_0, \quad q_0 = x_0 + y_0, \quad \varphi_0 = \mathcal{G}_0 + \Psi'_0.$$

4. Функционалы от интегральных функций.

Выше рассматривались уравнения цепей относительно заряда q и его производных. Ниже будут рассмотрены уравнения цепей относительно тока g и его производных. Предварительно введем следующие обозначения:

$$Z'_t = dZ/dt, \quad \hat{Z} = \int_0^t Z dt.$$

Известна формула Эйлера для вариации функционала от функции $f(y, y', y'', \dots)$. По аналогии запишем такую же формулу для функции $f(\dots, \hat{y}, y, y', y'', \dots)$:

$$\text{var} = \dots - \int_0^t f'_y \hat{y} dt + f'_y - \frac{d}{dt} f'_{y'} + \frac{d^2}{dt^2} f'_{y''} - \dots \quad (25)$$

В частности, если $f() = xy'$, то $\text{var} = -x'$; если $f() = x\hat{y}$, то $\text{var} = -\hat{x}$.

5. Интегральные уравнения RCL-цепи с электрическими токами.

Уравнение последовательной RCL-цепи относительно тока g и его производных имеет вид

$$S\hat{g} + Lg' + Rg - E = 0. \quad (26)$$

Аналогично предыдущему это уравнение может быть заменено двумя уравнениями вида

$$2S\hat{w} + 2Lw' + 2Rv - E = 0 \quad (27)$$

$$2S\hat{v} + 2Lv' + 2Rw - E = 0 \quad (28)$$

где

$$g = v + w. \quad (29)$$

Рассмотрим теперь функционал

$$F(x, y) = \int_0^T f(v, w) dt, \quad (30)$$

где

$$f(v, w) = \left\{ \begin{array}{l} S(v\hat{w} - \hat{v}w) + L(vw' - v'w) \\ + R(v^2 - w^2) - E(v - w) \end{array} \right\}, \quad (31)$$

- v, w - неизвестные функции времени t с непрерывными вторыми производными,
- E - известная функция времени t ,
- S, L, R - положительные числа.

Найдем необходимые условия экстремума этого функционала, применяя формулу (25):

$$\begin{aligned} -\int_0^t f'_v dt + f'_v - \frac{d}{dt} f'_{v'} &= 0, \\ -\int_0^t f'_w dt + f'_w - \frac{d}{dt} f'_{w'} &= 0, \end{aligned}$$

что эквивалентно уравнениям (27) и (28). Экстремаль, определенная уравнениями (27) и (28) доставляет функционалу (30) и (31) глобальный слабый максимум по функции v и глобальный слабый минимум по функции w при $R > 0$. Это означает, что существуют оптимальные функции v_0 и w_0 , являющиеся решением системы дифференциальных уравнений (27) и (28) и доставляющие функционалу (30) и (31) экстремальное значение $F_0 = F(v_0, w_0)$. Оптимальность функций v_0 и w_0 проявляется при сравнении значений функционала, зависящих от оптимальных и неоптимальных функций и от их производных. Оптимальные функции удовлетворяют условию

$$v_0 = w_0, \quad (32)$$

что следует из симметрии уравнений (27) и (28). Складывая уравнения (27) и (28), получаем уравнения (26) и (29).

Таким образом, функционал (30) и (31) оптимизируется при таких функциях v и w , которые в сумме удовлетворяют уравнению (2). Этот функционал имеет оптимальную седловую точку, в которой выполняются условия (32), (26) и (29). Уравнение (26) является уравнением RCL-цепи, подключенной к источнику Э.Д.С. E , где g - ток в этой цепи. Следовательно, в RCL-цепи объективно соблюдается принцип экстремума величины F , определенной по (30) и (31), а следствием этого принципа является уравнение (26).

6. Интегральные уравнения для электрической цепи общего вида с электрическими токами.

Рассмотрим электрическую цепь общего вида, описанную в разделе 2. Рассуждая по аналогии с предыдущим, можно показать, что такая электрическая цепь описывается следующей системой уравнений:

$$S\hat{g} + Mg' + Rg - E + N^T \varphi = 0, \quad (33)$$

$$Ng + H = 0, \quad (34)$$

где H, g - векторы токов в ветвях первого и второго типов. В этой системе уравнение (34) описывает первый закон Кирхгофа, уравнение (33) - второй закон Кирхгофа. В данной системе известны H и E как вектор-функции времени t , а искомой является вектор-функция времени $g(t)$.

7. Функционал для интегральных уравнений электрической цепи общего вида с электрическими токами.

Рассмотрим вектор-функции времени $v(t), w(t), \mathcal{G}(t), \Psi(t)$, удовлетворяющие уравнениям (29) и уравнению

$$\varphi = \mathcal{G} + \Psi \quad (35)$$

При этом система уравнений (33), (34) может быть переписана в следующем виде:

$$2S\hat{v} + 2Mv' + 2Rw - E + 2N^T \mathcal{G} = 0 \quad (36)$$

$$2S\hat{w} + 2Mw' + 2Rv - E + 2N^T \Psi = 0 \quad (37)$$

$$2Nv + H = 0, \quad (38)$$

$$2Nw + H = 0, \quad (39)$$

Рассмотрим теперь функционал (30), где

$$f(v, w) = \left[\begin{array}{l} v^T S\hat{w} - \hat{v}^T S w + v^T L w' - v'^T L w + \\ + v^T R v - w^T R w - E^T (v - w) + \\ + \mathcal{G}(2Nv + H) + \Psi(2Nw + H) \end{array} \right], \quad (40)$$

и задачу поиска экстремума этого функционала. Необходимые условия экстремума в этом случае имеют вид уравнений (36)-(39).

Складывая уравнения (36) и (37), получаем (33), а складывая (38) и (39), получаем (34). Функционал (30), (40) имеет седловую точку, в которой достигается глобальный слабый максимум по функции v и глобальный слабый минимум по функции w при $R > 0$, откуда следует, что оптимум этого функционала достигается при

$$v_0 = w_0, \quad \mathcal{A}_0 = \Psi_0, \quad g_0 = v_0 + w_0, \quad \mathcal{Q}_0 = \mathcal{A}_0 + \Psi_0.$$

8. Электрическая цепь с трансформаторами Денниса.

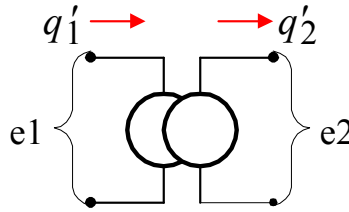
Описываемые далее электрические цепи содержат трансформаторы мгновенных значений. Такие трансформаторы впервые были рассмотрены Деннисом [2]. Поэтому в дальнейшем они называются *трансформаторами Денниса* и обозначаются как ТД. Деннис предложил ТД как абстрактную математическую конструкцию (для интерпретации задач квадратичного программирования) и разработал теорию электрических цепей постоянного тока, включающих ТД, резисторы, диоды, источники тока и напряжения. При этом не были предложены способы физической реализации ТД. Из-за технической сложности такой реализации цепи с трансформаторами постоянного тока до настоящего времени не использовались. В [13] предложены различные схемы реализации ТД и рассмотрены модели различных задач математического программирования в виде электрических цепей с ТД и другими нетрадиционными элементами.

ТД имеет первичную и вторичную обмотки. Мгновенные значения токов и напряжений в этих обмотках связаны между собой также, как действующие значения синусоидальных токов и напряжений в обычном трансформаторе. На фиг. 1 ТД изображен условно. Он содержит две ветви – первичную с током q'_1 и напряжением e_1 и вторичную с током q'_2 и напряжением e_2 . ТД описывается следующими соотношениями:

$$q'_2 - t \cdot q'_1 = 0, \quad e_1 - t \cdot e_2 = 0,$$

где t - коэффициент трансформации. Из этих уравнений следует, что $q'_1 e_1 = -q'_2 e_2$, т.е. мощности, отдаваемые первичной и вторичной ветвями ТД в электрическую цепь, в сумме равны нулю. Таким образом, ТД не изменяет активную и реактивную мощность в цепи, являясь пассивным элементом. ТД может рассматриваться как

узел, где токи суммируются с весовыми коэффициентами. При этом возникает полная аналогия с первым законом Кирхгофа для узлов.



Фиг. 1. Условное изображение ТД.

Рассмотрим специальную матрицу ТД - см. рис. 2. Для этой матрицы обозначим:

j - номер строки,

k - номер столбца,

J_k - суммарный ток всех обмоток, составляющих k -столбец матрицы, $J = \{J_k\}$

ϕ_k - общее напряжение на обмотках, составляющих k -столбец матрицы, $\phi = \{\phi_k\}$

q'_j - ток всех обмоток, составляющих j -строку матрицы, $q' = \{q'_j\}$

W_j - суммарное напряжение всех обмоток, составляющих j -строку матрицы, $W = \{W_j\}$

$T = \{t_{jk}\}$ - коэффициенты трансформации.

Будем называть k -столбец матрицы ТД трансформаторным узлом.

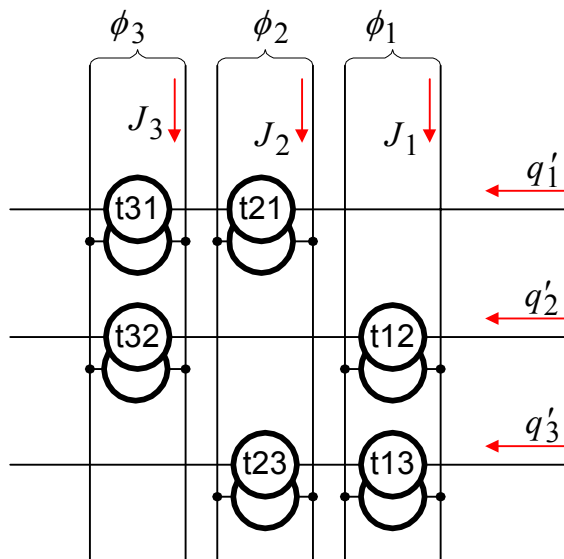
В общем случае матрица ТД описывается следующими уравнениями:

$$W_j = \sum_k t_{jk} \phi_k, \quad W = T\phi, \quad J_k = \sum_j t_{jk} q'_j, \quad J = T^T q'.$$

Для матрицы ТД справедливо следующее соотношение:

$$J\phi = Wq'$$

Таким образом, матрица ТД не изменяет активную и реактивную мощность в цепи.



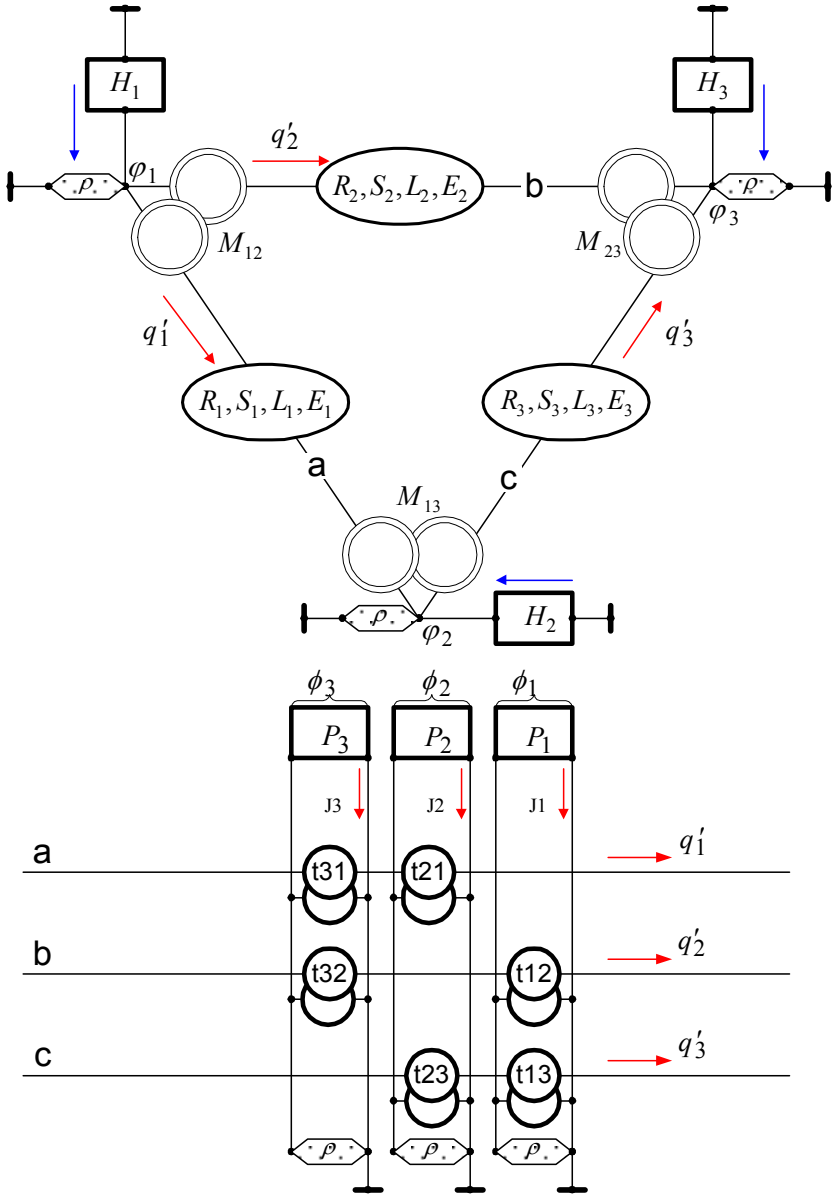
Фиг. 2. Специальная матрица ТД

Матрица ТД включается в электрическую цепь таким образом, что строки матрицы являются частью ее ветвей. При этом второй закон Кирхгофа для ветвей электрической цепи принимает следующий вид:

$$Sq + Mq'' + Rq' - E + N^T \varphi - T\phi = 0, \quad (41)$$

В дальнейшем будем полагать, что во всех обычных узлах электрической цепи *могут быть* включены узловые сопротивления ρ и источники тока H , а во всех трансформаторных узлах *могут быть* включены узловые сопротивления ρ и источники тока P . Токи, протекающие через сопротивления ρ , будем обозначать через i , t для обычных и трансформаторных узлов соответственно. Такие цепи будем называть электрическими цепями *общего вида*.

На фиг. 3 показан пример электрической цепи общего вида, где во *всех* узлах включены узловые сопротивления и источники тока. На этой фигуре буквами a , b , c обозначены ветви строк трансформаторной матрицы и разрывы обычных ветвей, куда вставлены ветви строк.



Фиг. 3. Пример электрической цепи общего вида

При этом первый закон Кирхгофа принимает следующий вид для обычных и трансформаторных узлов соответственно:

$$Nq' + H = i, \tag{42}$$

$$T^T q' + P = m. \tag{43}$$

Запишем эти же законы в виде интегральных уравнений:

$$S\hat{g} + Mg' + Rg - E + N^T \varphi - T\phi = 0, \quad (44)$$

$$Ng + H = i, \quad (45)$$

$$T^T g + P = m. \quad (46)$$

Здесь, как и ранее, $g = q'$.

Обратимся к системам уравнений (41)-(43) и (44)-(45). Рассмотрим функционалы, для которых эти уравнения являются необходимыми условиями оптимума. Эти функционалы имеют следующий вид

для систем уравнений (41)-(43):

$$F(x, y, i, m, \vartheta, \Psi, \theta, \xi) = \int_0^T f(x, y, i, m, \vartheta, \Psi, \theta, \xi) dt, \quad (47)$$

где

$$f(.) = \left[\begin{array}{l} x^T Sx' - y^T Sy - x'^T Mx + y'^T My + \\ + x^T Ry' - x'^T Ry - E^T(x - y) + \frac{\rho}{2}(i^T i + m^T m) + \\ + \vartheta^T(2Nx + H - i) - \Psi^T(2Ny + H - i) - \\ - \theta^T(2T^T x' + P - m) - \xi^T(2T^T y' + P - m) \end{array} \right], \quad (48)$$

$$q = x + y, \quad \varphi = \vartheta + \Psi', \quad \phi = \theta + \xi'; \quad (49)$$

для систем уравнений (44)-(45):

$$F(v, w, i, m, \vartheta, \Psi, \theta, \xi) = \int_0^T f(v, w, i, m, \vartheta, \Psi, \theta, \xi) dt, \quad (50)$$

где

$$f(.) = \left[\begin{array}{l} v^T S\hat{w} - \hat{v}^T Sw + v^T Mw' - v'^T Mw + \\ + v^T Rv - w^T Rw - E^T(v - w) + \\ + \frac{\rho}{2}(i^T i + m^T m) + \\ + \vartheta(2Nv + H + i) + \Psi(2Nw + H + i) - \\ - \theta(2T^T v + P + m) - \xi(2T^T w + P + m) \end{array} \right], \quad (51)$$

$$g = v + w, \quad \varphi = \vartheta + \Psi, \quad \phi = \theta + \xi. \quad (52)$$

9. Безусловная электрическая цепь

Электрическую цепь, у которой $(1/\rho) \neq 0$, в дальнейшем будем называть **безусловной**. Пример такой цепи показан на фиг. 3. Системы уравнений (41)-(43) и (44)-(45) могут быть упрощены при

$(1/\rho) \neq 0$, т.к. в этом случае все потенциалы $\varphi = i \cdot \rho$, $\phi = m \cdot \rho$ и могут быть исключены:

$$Sq + Mq'' + Rq' - E + \rho \cdot N^T(Nq' + H) - \rho \cdot T \cdot (T^T q' + P) = 0,$$

$$S\hat{g} + Mg' + Rg - E + \rho \cdot N^T(Ng + H) - \rho \cdot T \cdot (T^T g + P) = 0.$$

После приведения подобных, получаем (7) и (26), где

$$\bar{S} = S, \quad \bar{R} = (R + \rho \cdot N^T N + \rho \cdot T \cdot T^T),$$

$$\bar{M} = M, \quad \bar{E} = E - \rho \cdot (N^T H - T \cdot P)$$
(53)

Таким образом, безусловная электрическая схема с матрицей ТД описывается уравнениями (7) и (26). Эти уравнения идентичны уравнениям для RCL-цепей и для рассматриваемых цепей существуют функционалы, для которых данные уравнения являются необходимыми условиями оптимума. Эти функционалы имеют следующий вид

- для уравнения (7) - функционалы (1), (2),
- для уравнения (26) - функционалы (30), (31),

причем в этих формулах скалярные величины S, R, L, E заменены на матрицы $\bar{S}, \bar{R}, \bar{M}, \bar{E}$, определенные по (53).

Таким образом функционалы для безусловной электрической цепи имеют безусловный оптимум. При $\rho \rightarrow \infty$ безусловная электрическая цепь аппроксимирует обычную электрическую цепь с теми же параметрами, но при $\rho = \infty$. Другими словами, режим электрической цепи стремится к режиму аппроксимирующей безусловной электрической цепи при $\rho \rightarrow \infty$. Следовательно, расчет электрической цепи может быть заменен расчетом безусловной электрической цепи при достаточно больших ρ . Этот способ будет использован в дальнейшем.

10. Обобщенный функционал для безусловной электрической цепи

Из вышеизложенного следует, что принцип экстремума функционала (1, 2) от от *расщепленной* функции зарядов x и y приводит к такому их распределению, при котором указанный функционал максимизируется в функции от x и минимизируется в функции от y . При этом сумма оптимальных значений x и y равна наблюдаемой функции зарядов q . Аналогично, принцип экстремума

функционала (30, 31) от от *расщепленной* функции токов v и w приводит к такому их распределению, при котором указанный функционал максимизируется в функции от v и минимизируется в функции от w . При этом сумма оптимальных значений v и w равна наблюдаемой функции токов q . Таким образом, в безусловной электрической цепи объективно устанавливается безусловный экстремум функционала зарядов (1, 2) и безусловный экстремум функционала токов (30, 31). Следствием оптимизации являются уравнения второго закона Кирхгофа для зарядов (7) и токов (26) соответственно. При этом предполагается, что в этих формулах скалярные величины S, R, L, E заменены на матрицы $\bar{S}, \bar{R}, \bar{M}, \bar{E}$, вычисленные по (53). Для наглядности объединим эти формулы в табл. 1.

Оба функционала (1) и (30) оптимизируются *одновременно*. Это означает, что выполняется поиск таких функций $g = q'$, оптимальные значения которых доставляют оптимум этим функционалам *одновременно*. Это, в свою очередь, означает, что любое отклонение функций $g = q'$ от оптимального значения (даже в сторону *улучшения* значения одного из функционалов функционала) приводит к тому, что значение другого функционала *ухудшается*.

Таблица 1.

Переменные	Номер формулы	Формула
заряды	1	$F(x, y) = \int_0^T f(x, y) dt$
	2	$f(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} S(x^2 - y^2) - L(x'^2 - y'^2) \\ + R(xy' - x'y) - E(x - y) \end{array} \right\}$
	7	$Sq + Lq'' + Rq' - E = 0$
	8	$q = x + y$
токи	30	$F(x, y) = \int_0^T f(v, w) dt$
	31	$f(v, w) = \left\{ \begin{array}{l} S(v\hat{w} - \hat{v}w) + L(vw' - v'w) \\ + R(v^2 - w^2) - E(v - w) \end{array} \right\}$
	26	$S\hat{g} + Lg' + Rg - E = 0$
	29	$g = v + w$

При такой оптимизации расчет электрической цепи выполняется по следующему алгоритму градиентного поиска седловой точки обобщенного функционала, где μ - оператор дифференцирования, $\bar{h}(\mu)$ - изображение функции $h(t)$ от времени t .

1. устанавливаются $\bar{q} = 0, q' = 0, q'' = 0$.
2. при данной функции $g = q'$ градиент p является общим для обоих функционалов и вычисляется по формуле

$$p = \bar{S}q + \bar{M}q'' + \bar{R}q' - \bar{E}; \tag{55}$$

3. определяется норма $\|p\|$ градиента p ;
4. при $\|p\| < \varepsilon$ расчет заканчивается с определенным ранее значением q ;
5. вычисляются основные коэффициенты по следующим формулам:

$$A'_1 = \int_0^T \left[\left(-q^T \bar{S}p + q'^T \bar{M}p' + \frac{\bar{E}p}{2} \right) \right] dt, \tag{56}$$

$$B_1 = -2 \int_0^T (p^T \bar{S}p - p'^T \bar{M}p') dt, \tag{57}$$

$$A'_2 = \int_0^T \left[\left(\frac{(-p^T \bar{S}q - p'^T \bar{M}q'')}{2 - p^T \bar{R}q'} + \frac{\bar{E}p}{2} \right) \right] dt, \tag{58}$$

$$B_2 = -2 \int_0^T p^T \bar{R}p dt, \tag{59}$$

6. определяется изображение \bar{p} по оригиналу p ;
 7. определяется изображение приращения тока по формуле;
- $$\overline{\Delta q'} = \frac{-2\mu \cdot (A'_1 + A'_2)}{B_1 + \mu \cdot B_2} \bar{p}, \tag{60}$$
8. определяется оригинал приращения тока $\Delta q'$ по изображению $\overline{\Delta q'}$;
 9. вычисляется новое значение тока $q' \leftarrow q' + \Delta q'$;
 10. пункты 2-9 повторяются.

Полученные результаты можно сформулировать в виде следующей теоремы.

Теорема 1. Движение по направлению (60) в функционале

$$F(q) = \int_0^T \{q^T \bar{S}q - q'^T \bar{M}q' + q^T \bar{R}q' - \bar{E}q\} dt, \quad (60.1)$$

с положительно полуопределенными матрицами \bar{S} , \bar{M} , \bar{R} эквивалентно движению к глобальным седловым точкам двух вторичных функционалов

$$f(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} x^T \bar{S}x - y^T \bar{S}y - x'^T \bar{M}x' + y'^T \bar{M}y' \\ + x^T \bar{R}y' - x'^T \bar{R}y - \bar{E}^T (x - y) \end{array} \right\}, \quad (60.2)$$

$$f(x, y) = \left\{ \begin{array}{l} v^T \bar{S}w - v^T \bar{S}w + v^T \bar{M}w' - v'^T \bar{M}w \\ + v^T \bar{R}v - w^T \bar{R}w - \bar{E}^T (v - w) \end{array} \right\} \quad (60.3)$$

При этом стационарные значения функций q, x, y, v, w удовлетворяют условиям

$$x_0 = y_0, \quad v_0 = w_0, \quad q_0 = x_0 + y_0, \quad q'_0 = v_0 + w_0$$

а уравнение стационарного значения имеет вид

$$\bar{S}q + \bar{M}q'' + \bar{R}q' - \bar{E} = 0. \quad (60.4)$$

Пример. Демонстрационная программа “SinLin”. В этой программе реализован описанный выше метод, примененный для расчета цепей синусоидального тока. Ее можно получить у автора, обратившись по адресу solik@netvision.net.il.

11. Минимизация энергии

Итак, в электрических цепях соблюдается принцип экстремума величины при ограничениях - уравнениях первого закона Кирхгофа. Следствием этого принципа являются уравнения второго закона Кирхгофа. Оптимизируемый квадратичный функционал имеет размерность «энергия*время». Подинтегральная функция в функционале имеет размерность энергии и может интерпретироваться как алгебраическая сумма электрической, магнитной, тепловой энергий и потенциальной энергии источников Э.Д.С.

Рассмотрим оптимальные значения функционалов при оптимальных $x = y, v = w$. При этом в оптимальных значениях все

произведения одной переменной на производную другой переменной исключаются.

В частности, функционал (2) принимает оптимальное значение

$$F(x, y) = F_1(x) - F_1(y),$$

где функционал

$$F_1(x) = \int_0^T (Sx^2 - Lx'^2 - Ex) dt$$

принимает минимальное значение, а функционал

$$F_1(y) = \int_0^T (Sy^2 - Ly'^2 - Ey) dt$$

принимает максимальное значение. При $x = y = q/2$ это равносильно тому, что некоторый функционал

$$F_1(q) = \int_0^T (Sq^2 - Lq'^2 - Eq) dt \quad (62)$$

принимает минимальное значение.

Аналогично, функционал (31) принимает оптимальное значение

$$F(v, w) = F_2(v) - F_2(w),$$

где функционал

$$F_2(v) = \int_0^T (Rv^2 - Ev) dt$$

принимает минимальное значение, а функционал

$$F_2(w) = \int_0^T (Rw^2 - Ew) dt$$

принимает максимальное значение. При $v = w = g/2 = q'/2$ это равносильно тому, что функционал

$$F_1(q') = \int_0^T (Rq'^2 - Eq') dt \quad (63)$$

принимает минимальное значение

Итак, поведение электрической цепи равносильно тому, что два некоторых функционала *одновременно* принимают минимальные значения (62) и (63). Это (как указывалось) означает, что любое отклонение функции q от оптимального значения (даже в сторону *уменьшения* значения одного из функционалов) приводит к тому, что значение другого функционала *увеличивается*. Следовательно, можно утверждать, что в электрической цепи одновременно минимизируются действие тепловой энергии (63) и действие электромагнитной энергии (62).

Заметим, что относительно рассмотренной задачи вариационного исчисления может быть получена *двойственная* ей *задача*, где неизвестными являются пары функций, дающие в сумме искомые напряжения на элементах цепи.

12. Система линейных дифференциальных уравнений

Вышеприведенные результаты можно интерпретировать как метод решения системы дифференциальных уравнений **второго** порядка вида (60.4) относительно переменной $q(t)$. Решаемая система должна иметь вид

$$ax'' + bx' + cx + d = 0, \quad (64)$$

где

x – вектор неизвестных,

a, b , - данные положительно определенные квадратные матрицы,

c – данная положительно определенная диагональная матрица,

d - данный вектор.

Полагая $q = x$, $\bar{M} = a$, $\bar{R} = b$, $\bar{S} = c$, $\bar{E} = -d$, из (53) находим параметры электрической цепи, которая моделирует данную систему дифференциальных уравнений.

В частности, электрическая цепь может моделировать систему дифференциальных уравнений **первого** порядка **общего** вида

$$ax' + bx + d = 0. \quad (65)$$

Полагая $q' = x$, $\bar{M} = a$, $\bar{R} = b$, $\bar{S} = 0$, $\bar{E} = -d$, из (53) находим параметры электрической цепи, которая моделирует данную систему дифференциальных уравнений первого порядка.

Алгоритм расчета электрической цепи описан выше. Тем самым решение системы дифференциальных уравнений сводится к расчету электрической сети методом градиентного поиска седловой точки обобщенного функционала.

13. Электромеханические системы

Вышеприведенные результаты можно (как указывалось) интерпретировать как метод решения системы дифференциальных уравнений второго порядка относительно переменной $q(t)$ вида

$$\bar{S}q + \bar{M}q'' + \bar{R}q' - \bar{E} = 0. \quad (66)$$

Решение этого уравнения является следствием оптимизации одновременно двух функционалов вида (60.2) и (60.3), где $q_o = x_o + y_o$, $q'_o = v_o + w_o$. Исключая трансформаторы Денниса эту же систему (66) можно представить также в следующем виде:

$$Sq + Mq'' + Rq' - E + \rho N^T (Nq' + H) = 0. \quad (67)$$

Дополним безусловную электрическую цепь, соответствующую уравнению (67), ветвями третьего типа, включенными между узлом и «землей». Эти цепи будем называть дифференцирующими, поскольку они описываются парой дифференциальных уравнений следующего вида:

$$a_1 J'' + b_1 J' + c_1 J + d_1 X'' + e_1 X' + f_1 X + h_1 = \varphi, \quad (68)$$

$$a_2 J'' + b_2 J' + c_2 J + d_2 X'' + e_2 X' + f_2 X + h_2 = 0, \quad (69)$$

где

φ - узловые потенциалы,

J - токи дифференцирующих узлов,

X - «посторонние» переменные,

a, b, c, d, e, f, h - известные величины.

В безусловной электрической цепи узловые потенциалы равны $\varphi = \rho \cdot i$, а токи через узловые сопротивления в данном случае равны

$$i = Nq' + H - J.$$

При этом система уравнений электрической цепи принимает вид:

$$\begin{cases} Mq'' + Rq' + Sq - E + \rho N^T(Nq' + H - J) = 0, \\ a_1 J'' + b_1 J' + c_1 J + d_1 X'' + e_1 X' + \\ + f_1 X + h_1 - \rho(Nq' + H - J) = 0, \\ a_2 J'' + b_2 J' + c_2 J + d_2 X'' + e_2 X' + f_2 X + h_2 = 0. \end{cases} \quad (70)$$

Эта система может быть переписана в следующем виде:

$$\bar{M}Q'' + \bar{R}Q' + \bar{S}Q - \bar{E} = 0, \quad (71)$$

$$\text{где } Q = \begin{vmatrix} q \\ J \\ X \end{vmatrix}, \bar{E} = \begin{vmatrix} E - \rho N^T H \\ h_1 - \rho H \\ h_2 \end{vmatrix}, \bar{M} = \begin{vmatrix} M & 0 & 0 \\ 0 & a_1 & d_1 \\ 0 & a_2 & d_2 \end{vmatrix},$$

$$\bar{R} = \begin{vmatrix} (R + \rho N^T N) & 0 & 0 \\ (-\rho N) & b_1 & e_1 \\ 0 & b_2 & e_2 \end{vmatrix}, \bar{S} = \begin{vmatrix} S & (-\rho N^T) & 0 \\ 0 & (c_1 + \rho) & f_1 \\ 0 & c_2 & f_2 \end{vmatrix}.$$

Как и для системы (66), решение этого уравнения является следствием оптимизации одновременно двух функционалов. Имея в виду обозначение для Q , получаем

$$G = \begin{vmatrix} q' \\ J' \\ X' \end{vmatrix}.$$

Метод решения уравнения (71) полностью совпадает с методом решения уравнения (66)

Уравнение (68) может описывать некоторый электромеханический элемент, где «посторонние» переменные – это координаты, скорости, ускорения, силы, моменты, температура, давление и другие переменные, описывающие неэлектрические процессы - механические, тепловые, гидравлические. При этом система уравнений (70) описывает систему электромеханических элементов, связанных электрической цепью. Можно выделить следующие варианты таких систем:

1. Электрическая цепь; при этом

$$a = 0, b = 0, c = 0, d = 0, e = 0, f = 0, h = 0, Q = q.$$

2. Неэлектрическая (механическая, тепловая, гидравлическая) система;

при этом электрическая цепь отсутствует,

$$a = 0, b = 0, c = 0, Q = X,$$

и остается только часть уравнения (4) в виде

$$d_2 X'' + e_2 X' + f_2 X + h_2 = 0.$$

3. Электрическая цепь, в которой дифференциальные ветви содержат только электрические элементы; при этом

$$d = 0, e = 0, f = 0, h = 0, Q = \begin{vmatrix} q \\ J \end{vmatrix},$$

а величины a , b , c имеют соответственно следующий смысл: индуктивность или взаимоиндуктивность нескольких дифференциальных ветвей, сопротивление, емкость. Надо заметить, что схема такой же конфигурации может быть построена и без привлечения понятия дифференциальных ветвей.

4. Электромеханическая система – общий случай. При этом некоторые дифференциальные ветви могут

- отсутствовать,
- содержать только электрические элементы,
- содержать только механические, тепловые, гидравлические элементы,
- содержать электромеханические элементы, в которых происходит преобразование электромагнитной энергии в

механическую и тепловую или обратное преобразование; именно эти элементы формируют электромеханическую систему, как таковую.

Заметим, например, что для механических систем принцип минимума действия эквивалентен предложенному принципу. Однако принцип минимума действия не применим к общему случаю электромеханической системы.

Литература

1. Максвелл Д.К. Трактат об электричестве и магнетизме. Том 1. Москва, изд. «Наука», 1989, стр. 328.
2. Dennis Jack B. Mathematical Programming and Electrical Networks, New York, 1959, Pages V1, 186 p. Деннис Дж. Б. Математическое программирование и электрические цепи. М.: ИЛ, 1961, 430 с
3. Penfield P., Spence R., Duinker S. Tellegen's theorem and electrical Networks, Cambridge, Mass., 1970, Pages XV, 143 p.
4. Образцов И.Ф., Гвишиани А.Д., Гурвич В.А. Расчет схем и двойственные задачи выпуклого программирования. Доклады Академии Наук СССР, 287, №5, Математика, 1986, 48-52 с.
5. Уайт Д., Вудсон Г. Электромеханическое преобразование энергии. Л.: Энергия, 1964, 281 с.
6. Лазебник А.И., Левитин Е.С., Хранович И.Л. О вариационных принципах электрических цепей. Теоретическая электротехника. Республиканский межведомственный сборник, вып.18, Львов: изд. Львовского Университета, 1975, 85-91 с.
7. Цлаф У. Вариационное исчисление и интегральные уравнения. М.: Наука, 1966, 254 p.
8. Хмельник С.И. Принцип экстремума для электрических цепей переменного тока. М.: ВНИИ Электроэнергетики, депонировано в Информэнерго, № 2960-ЭИ-88, 1988, 26 с.
9. Хмельник С.И. Вариационные принципы в электрических моделях сплошных сред. Задачи технической гидродинамики. Сборник статей. М.: Наука, 1991, 148-158 с.
10. Хмельник С. Комплекс программ расчета электромеханических систем. IV Международная конференция «Творческие поиски ученых Израиля сегодня», Израиль, Ашкелон, 1999, 148-155 с.
11. Зангвилл У.И. Нелинейное программирование. Единый подход. М.: Советское Радио, 1973, 312 с.
12. Herman E. Koenig, William A. Blackwell. Electromechanical system theory, McGraw-Hill Book Company, N.Y., 1961. Кёниг Герман Е.,

- Блекуэлл Вильям А. Теория электромеханических систем. М.-Л., изд. «Энергия», 1965, 424 с.
13. Хмельник С.И. Электрические цепи постоянного тока для моделирования и управления. Алгоритмы и аппаратура. Published by “MiC” - Mathematics in Computer Comp., printed in USA, Lulu Inc. Израиль-Россия, 2004, 174 с.
14. Андре Анго. Математика для электро- и радиоинженеров, изд. «Наука», Москва, 1964, 772 с.
15. Khmelnik S.I. The Principle of Extreme in Electric Circuits, <http://www.laboratory.ru>, 2004.
16. Хмельник С.И. Вариационный принцип экстремума в электромеханических системах. Published by “MiC” - Mathematics in Computer Comp., printed in USA, Lulu Inc., Израиль-Россия, 2005, 62 с.

Хмельник С.И.

Вариационный принцип экстремума для электрических линий и плоскостей

Аннотация

Вариационный принцип оптимума для электромеханических систем распространяется на электрические линии и плоскости. Указывается основанный на этом принципе метод расчета электрических линий и плоскостей. При этом они могут быть некоднородными, а к любым их точкам могут быть подключены комплексные нагрузки и\или источники напряжения.

Разработка расчетных программ может быть заказана автору по адресу solik@netvision.net.il

Оглавление

1. Уравнения непрерывной электрической линии
2. Уравнения дискретной электрической линии
3. Функционал для непрерывной электрической линии
4. Функционал для непрерывной электрической плоскости

1. Уравнения непрерывной электрической линии

Как известно *непрерывная электрическая линия* (длинная линия) характеризуется следующими параметрами:

L , C , R , G - индуктивность, емкость, сопротивление и проводимость элемента длины линии,
 i - ток вдоль элемента длины линии,
 u - напряжение на элемента длины линии,
 t - время,
 z - координата линии.

Здесь и далее штрихами обозначаются производные по времени. Как известно, эти параметры связаны соотношениями

$$\frac{\partial i}{\partial z} = Gu + C \frac{\partial u}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial z} = Ri + L \frac{\partial i}{\partial t}. \quad (2)$$

Из (1) следует

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{G} \left(\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} - C \frac{\partial u'}{\partial z} \right). \quad (3)$$

Наконец, совмещая (2, 3), находим:

$$\frac{1}{G} \left(\frac{\partial^2 i}{\partial z^2} - C \frac{\partial u'}{\partial z} \right) = Ri + Li'. \quad (4)$$

Таким образом, электрическая линия описывается уравнениями (1, 4), которые следуют из (1, 2).

2. Уравнения дискретной электрической линии

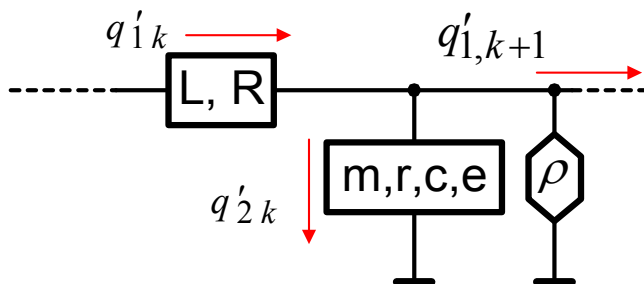


Рис. 1. Длинная линия.

Будем называть электрическую линию, составленную из конечных элементов (в отличие от элементов, величина которых отнесена к элементу длины линии), *дискретной электрической линией* - см. также рис. 1, где

L, R - индуктивность и сопротивление элемента длины линии,
 m, c, r, e - индуктивность, емкость, сопротивление и напряжение, включенные последовательно между элементом длины линии и нулевым потенциалом - "вертикальный" элемент линии,

$\frac{1}{\rho}$ - проводимость между элементом длины линии и нулевым потенциалом,

q'_1 - ток вдоль элемента длины линии,

q'_2 - ток вертикального элемента линии.

Для описания дискретной электрической линии будем использовать теорию, изложенную в [1]. В соответствии с этим электрическая цепь дискретной электрической линии может быть представлена безусловной электрической цепью [1, п. 9], состоящей из ветвей – элементов длины с параметрами L , R и «вертикальных» ветвей с параметрами m , $S = 1/c$, r , e . Сопротивления ρ включены, как и в [1, п. 9], между узлами этой цепи и нулевым потенциалом. Рассмотрим n -мерные векторы

$$q_1 = \begin{vmatrix} q_{1,1} \\ \dots \\ q_{1,k} \\ q_{1,k+1} \\ \dots \\ q_{1,n} \end{vmatrix}, \quad q_2 = \begin{vmatrix} q_{2,1} \\ \dots \\ q_{2,k} \\ q_{2,k+1} \\ \dots \\ q_{2,n} \end{vmatrix} \quad \text{и вектор } q = \begin{vmatrix} q_1 \\ q_2 \end{vmatrix}. \quad \text{Тогда параметры}$$

электрической цепи могут быть представлены в соответствии с [1, (53)] следующим образом:

$$\bar{S} = \begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & S \end{vmatrix}, \tag{1}$$

$$\bar{M} = \begin{vmatrix} L & 0 \\ 0 & m \end{vmatrix}, \tag{2}$$

$$R_d = \begin{vmatrix} R & 0 \\ 0 & r \end{vmatrix}, \tag{3}$$

$$\bar{R} = (R_d + \rho \cdot N^T N), \tag{4}$$

$$\bar{E} = \begin{vmatrix} 0 \\ e \end{vmatrix}, \tag{5}$$

$$S = \text{diag}(S_1 \dots S_k \dots S_n), \quad L = \text{diag}(L_1 \dots L_k \dots L_n),$$

$$m = \text{diag}(m_1 \dots m_k \dots m_n), \quad R = \text{diag}(R_1 \dots R_k \dots R_n),$$

$$r = \text{diag}(r_1 \dots r_k \dots r_n), \quad e^T = \{e_1 \dots e_k \dots e_n\}.$$

Первый закон Кирхгофа имеет вид:

$$q'_{1,k} - q'_{1,k+1} - q'_{2,k} = 0. \tag{6}$$

Поэтому матрица инциденций имеет вид:

$$N = |N_2 \quad -D_1|, \tag{7}$$

где

$$p_1 = Lq_1'' + Rq_1' + \rho N_1 q_1' - \rho N_2 q_2' \tag{14}$$

$$p_2 = \rho \left(-N_2^T q_1' + q_2' \right) + Sq_2 + mq_2'' + rq_2' - E \tag{15}$$

Обозначим символами $q_{1\Rightarrow}$, $q_{1\Leftarrow}$ векторы, смещенные по линии вправо и влево соответственно относительно вектора q_1 :

$$\text{если } q_1 = \begin{vmatrix} q_{1,1} \\ q_{1,2} \\ q_{1,3} \\ \dots \\ q_{1,n-1} \\ q_{1,n} \end{vmatrix}, \text{ то } q_{1\Rightarrow} = \begin{vmatrix} 0 \\ q_{1,2} \\ q_{1,3} \\ q_{1,4} \\ \dots \\ q_{1,n-1} \end{vmatrix}, \quad q_{1\Leftarrow} = \begin{vmatrix} q_{1,2} \\ q_{1,3} \\ q_{1,4} \\ \dots \\ q_{1,n-1} \\ 0 \end{vmatrix}.$$

Рассматривая матрицы N_1 и N_2 , замечаем, что

$$N_1 q_1' = (2q_1' - q_{1\Rightarrow}' - q_{1\Leftarrow}'), \tag{16}$$

$$N_2 q_1' = (q_1' - q_{1\Rightarrow}'), \tag{17}$$

$$N_2 q_2' = (q_2' - q_{2\Rightarrow}'). \tag{18}$$

3. Функционал для непрерывной электрической линии

Переходя от элементов дискретной электрической линии вновь к дифференциалам длины линии можно вектор-функцию q , где каждая компонента является функцией времени $q_k = q_k(t)$, рассматривать как функцию координаты линии z и времени t , т.е. $q = q(z, t)$. Тогда

$$(2q' - q_{\Rightarrow}' - q_{\Leftarrow}') = -\frac{\partial^2 q'(z, t)}{\partial z^2},$$

$$(q' - q_{\Rightarrow}') = -\frac{\partial q'(z, t)}{\partial z}$$

и, учитывая (2.16-2.18), получаем

$$N_1 \cdot q_1' = -\frac{\partial^2 q_1'(z, t)}{\partial z^2}, \tag{1}$$

$$N_2 \cdot q_2' = -\frac{\partial q_2'(z, t)}{\partial z}, \tag{2}$$

$$N_2^T \cdot q_1' = -\frac{\partial q_1'(z, t)}{\partial z}. \quad (3)$$

При этом

$$p_1 = Lq_1'' + Rq_1' - \rho \frac{\partial^2 q_1'}{\partial z^2} + \rho \frac{\partial q_2'}{\partial z}, \quad (4)$$

$$p_2 = \rho \left(-\frac{\partial q_1'}{\partial z} + q_2' \right) + Sq_2 + mq_2'' + rq_2' - E. \quad (5)$$

Обозначим $u = Sq_2$, $i = q_1'$. Тогда из (4, 5) при $m = 0$, $r = 0$, $E = 0$, $p_1 = 0$, $p_2 = 0$ следуют (1.4, 1.1) соответственно. Далее имеем:

$$q_1^T N_1 q_1 = \int_z q_1 \frac{\partial^2 q_1}{\partial z^2} dz, \quad q_2^T N_2 q_1' = \int_z q_2 \frac{\partial q_1'}{\partial z} dz.$$

При этом (2.13) принимает вид:

$$F(q) = \int_0^T \left\{ \int_z \left[\begin{array}{l} Sq_2^2 - mq_2'^2 - Lq_1'^2 Lq_1' \\ + Rq_1 q_1' + rq_2 q_2' + \rho q_1 \frac{\partial^2 q_1'}{\partial z^2} \\ - 2\rho q_2^T \frac{\partial q_1'}{\partial z} + \rho q_2 q_2' - Eq_2 \end{array} \right] dz \right\} dt, \quad (6)$$

Таким образом, аналогично теореме 1 в [1], для электрической линии имеет место

Теорема 1. Движение в функционале (6) по направлению ([1], (60)), где градиент $p = \begin{vmatrix} p_1 \\ p_2 \end{vmatrix}$ определен по (4, 5), заканчивается

стационарным значением функции $q = \begin{vmatrix} q_1 \\ q_2 \end{vmatrix}$, а уравнение этого

стационарного значения имеет вид (4, 5), где $\begin{vmatrix} p_1 = 0 \\ p_2 = 0 \end{vmatrix}$.

Таким образом, электрическая линия может быть рассчитана по алгоритму 1 из [1]. При этом электрическая линия может быть неоднородной и к любым точкам этой линии могут быть подключены комплексные нагрузки и\или источники напряжения.

4. Функционал для непрерывной электрической плоскости

Уравнения непрерывной электрической линии с координатой z естественным образом обобщаются на электрическую плоскость с координатами z, y . Можно показать, что для электрической плоскости градиент представляется уравнениями вида

$$p_1 = Lq_1'' + Rq_1' - \rho \frac{\partial^2 q_1'}{\partial z^2} + \rho \frac{\partial q_2'}{\partial z} - \rho \frac{\partial^2 q_1'}{\partial y^2} + \rho \frac{\partial q_2'}{\partial y},$$

$$p_2 = \rho \left(-\frac{\partial q_1'}{\partial z} - \frac{\partial q_1'}{\partial y} + q_2' \right) + Sq_2 + mq_2'' + rq_2' - E,$$

а функционал принимает вид

$$F(q) = \int_0^T \left\{ \int_z \left\{ \int_y \left[\begin{aligned} &Sq_2^2 - mq_2'^2 - Lq_1'^2 Lq_1' \\ &+ Rq_1 q_1' + rq_2 q_2' \\ &+ \rho q_1 \left(\frac{\partial^2 q_1'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 q_1'}{\partial y^2} \right) \\ &- 2\rho q_2' \left(\frac{\partial q_1'}{\partial z} + \frac{\partial q_1'}{\partial y} \right) \\ &+ \rho q_2 q_2' - Eq_2 \end{aligned} \right] dy \right\} dz \right\} dt.$$

Таким образом, и электрическая плоскость может быть рассчитана по алгоритму 1 из [1]. При этом электрическая плоскость может быть неоднородной и к любым точкам этой плоскости могут быть подключены комплексные нагрузки и/или источники напряжения.

Литература

1. Хмельник С.И. О вариационном принципе экстремума в электромеханических системах. Данный сборник.

Авторы



Бененсон Евгений Борисович, *Израиль*.

benenson@012.net.il

Родился в 1936г., г. Санкт-Петербург. Окончил Северозападный Политехнический институт и Ивановский Энергетический Институт. Занимался электроспецоборудованием самолётов и двигателей, дефектоскопией металла энергетического оборудования электростанций, технологическими и конструкторскими разработками.

В последние годы занимался автоматизацией оценки физического состояния энергетического оборудования электростанций в процессе его эксплуатации, определением рациональных сроков межремонтных периодов и видов ремонта.



Купряев Николай Владимирович, *Россия*.

kupryaev@front.ru

1962 г.р. В 1994 году (после службы в ПВ) окончил физфак Самарского государственного университета. В настоящее время работает в Самарском филиале ФИАН в должности ведущего инженера. Имеет несколько десятков научных публикаций.

Недосекин Юрий Андреевич, *Россия*.

meson@inetcomm.ru

Окончил в 1969 году физфак Томского государственного университета по специальности “Теоретическая физика”.



Филипенко Геннадий Григорьевич,

Белоруссия. hfil@aport2000.ru

1948 г.р. Родился и вырос в Белоруссии.

Живет в г. Гродно. После службы в армии

закончил ленинградский Электротехнический

Институт по специальности

«Полупроводники и диэлектрики».

Занимался выращиванием монокристаллов железонитридевого и кальций-висмут-ванадиевых гранатов; порошковой металлургией; кристаллохимией, кристаллофизикой.



Соломон Ицкович Хмельник, Израиль.

solik@netvision.net.il

Кандидат технических наук. Научные

интересы – электротехника,

электроэнергетика, вычислительная техника.

Имеет около 150 изобретений СССР,

патентов, статей, книг.

Среди них – работы по теории и моделированию математических процессоров для операций с различными математическими объектами – комплексными числами, векторами, геометрическими фигурами, функциями, алгебраическими и трансцендентными уравнениями.



Шендеров Владимир Ильич, Россия.

Тел. +7-9138299564, mvvova@mail.ru

Горный инженер. В семидесятых и восьмидесятых годах непосредственно участвовал в разведке, открытии и разработки крупнейших нефтяных и газовых месторождений России: Ямбургского, Арктического, Утреннего, Самотлорского, Ватинского, Советского и др. За вклад в нефтяную отрасль России удостоен звания «Почетный нефтяник».

Имел звание полковника военизированной горногазоспасательной части по предупреждению и ликвидации открытых нефтяных и газовых фонтанов.

В конце восьмидесятых в институте «ТомскНИПИнефть» создал научно-исследовательскую и проектную «Лабораторию по бурению», коллективом которой совместно с коллективами ряда Томских научных институтов разработаны современные программно-технические комплексы контроля строительства нефтяных и газовых скважин, обработки геолого-геофизических и технологических данных, программ мониторинга разработки месторождений.

Более 30 лет посвятил изучению природы и закономерностей формирования погоды, ее изменений в результате техногенных воздействий.
